Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum Thema

Optimierung des MAMI-Lasersystems im Hinblick auf erhöhte Ausgangsleistung und Diagnose der Intensitätsstabilität

von

Gerhard Volker Arz geboren am 18.11.1973 in Worms

> Institut für Kernphysik Oktober 2004

Inhaltsverzeichnis

Eir	nleitu	ng		3
1	Gru	ndlagen	1	5
	1.1	Die Pł	notoemission aus dem GaAs-Halbleiterkristall	5
		1.1.1	Definition der Polarisation	5
		1.1.2	Die GaAs-Struktur	5
		1.1.3	Das optische Pumpen	6
		1.1.4	Der Emissionsprozess	$\overline{7}$
	1.2	Anford	lerungen an das Laser-System	9
	1.3	Halble	iterlaser	10
		1.3.1	Das Laser-Prinzip	10
		1.3.2	Halbleitermaterial als Laser-Medium	11
		1.3.3	Der Halbleiter-Laser-Verstärker	15
	1.4	Aufba	u und Funktionsweise der benötigten optischen Komponenten	17
		1.4.1	Verzögerungsplatten	17
		1.4.2	Der optische Isolator	18
		1.4.3	Der optische Modulator	19
	1.5	Aufba	u der Quelle polarisierter Elektronen (PKAN)	21
2	Der	Messai	ufbau	22
-	2.1	Das A	DC-DAC-System	22
		2.1.1	Das ADC-Bauschen	23
		2.1.2	Das Zeitverhalten	$\frac{-5}{25}$
	2.2	Der Pl	hotodetektor	$\frac{-0}{26}$
		2.2.1	Funktionsweise eines Halbleiter-Photodetektors	26
		2.2.2	Elekro-optische Kennlinie	27
		2.2.3	Das Rauschverhalten des Detektors	28
2	Dee	والغبيوا	la Sumahua Lagau Sustam	20
3	Das 2 1	Dia	e Synchro-Laser-System	30
	ე.1 ე.ე	Die op	Discher Charakteristike	ას 91
	0.2	Laser-	Dioden Unarakteristika	01 91
		ა.∠.⊥ აეე	Einnuss der injektionsströmstarke auf die Ausgangsleistung	ა⊥ აი
		ა. <i>Հ.Հ</i> ეეე	Einnuss der Kristalltemperatur auf die Ausgangsleistung	ა2 ეე
		3.2.3 2.2.4	Emmuss der Kristantemperatur auf die Ausgangsweilenlange	32 99
		3.2.4	EINTIUSS des Laser-Dioden-Stroms (dc und rf) auf die zeitliche Pulsform	33

Inhaltsverzeichnis

	3.3	Die Stromversorgung	34		
	3.4	Messergebnisse	35		
		3.4.1 Stabilität der Ausgangsleistung	35		
		3.4.2 Vermessung der Laser-Pulse	36		
		3.4.3 Vermessung des Laserflecks	38		
	3.5	Die aktuelle Strahlstromstabilisierung	39		
4	Das	neue Laser-System	41		
	4.1	Die Problematik	41		
	4.2	Das Toptica Master-Oszillator-Tapered-Amplifier-Laser-System	42		
	4.3	Die zusätzlichen Anforderungen	44		
	4.4	Der prinzipielle Aufbau	44		
	4.5	Der Umbau	44		
		4.5.1 Realisierung der Strahlwege	44		
	4.6	Der neue Regelkreis	46		
	4.7	Messergebnisse	48		
		4.7.1 Das Kennlinienfeld des Verstärkers	48		
		4.7.2 Strahlfleckgröße	49		
		4.7.3 Pulsbreite	49		
		4.7.4 Stabilität ohne Strahlstromstabilisierung	51		
		4.7.5 Stabilität mit aktivierter Strahlstromstabilisierung $\ldots \ldots \ldots$	53		
5	Zus	ammenfassung	55		
6	Aus	blick	56		
7	Dan	nksagung	57		
Lit	Literaturverzeichnis 58				

Einleitung

Am Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MAMI wurden seit 1992 mit beachtlichem Erfolg Experimente zur Untersuchung des elektrischen und magnetischen Formfaktors des Neutrons durchgeführt. In jüngster Zeit wurden die Untersuchungen auf die Vermessung des Formfaktors der strange (See)-Quarks in Nukleonen ausgedehnt. Dieses Experiment stellt an die Qualität des Elektronenstrahls besonders hohe Anforderungen: Es ist ein spin-polarisierter Elektronenstrahl von sowohl hoher longitudinaler als auch hoher transversaler Qualität erforderlich. Um die für dieses Experiment nötige Streuasymmetrie mit hoher Genauigkeit messen zu können, muss zum einen die Helizität des Elektronenstrahls umkehrbar sein und zum anderen muss die relative Schwankung der Strahlstromstärke in einem Zeitintervall von mindestens 5 min kleiner als $1, 5 \cdot 10^{-3}$ sein, wie später in Kapitel 1 erörtert wird.

Die hierfür nötigen spin-polarisierten Elektronen gewinnt man durch optisch angeregte Emission aus speziell für diesen Zweck entwickelten Halbleiterkristallen, den so genannten Photokathoden. Dabei wird die Helizität des einfallenden Lichts auf die emittierten Elektronen übertragen. Um den geforderten qualitativ hochwertigen Elektronenstrahl bereitzustellen, werden Synchro-Laser-Systeme eingesetzt. Diese erlauben eine im Takt der Beschleunigerfrequenz gepulste Erzeugung der polarisierten Elektronen. Nur so wird die von der Photokathode abgegebene Ladungsmenge optimal ausgenutzt. Dies ist enorm wichtig, da die entnehmbare Ladungsmenge begrenzt ist. Der Emissionsprozess ist, wie sich in Kapitel 1 dieser Arbeit herausstellen wird, empfindlich von der Oberflächenreinheit der Photokathode abhängig. Ist diese nicht mehr gegeben, kommt die Emission zum Erliegen und die Kathode muss während einer Unterbrechung des Strahlbetriebs von den auf der Oberfläche deponierten Restgasatomen gesäubert werden. Somit ist der synchrone Pulsbetrieb der Elektronenquelle für lange Strahlzeiten unerlässlich. Durch verschiedene Effekte werden dem Elektronenstrahl auf dem Weg von der Quelle bis zum Experiment Schwankungen aufmoduliert. Da der Elektronenstrahl jedoch in Vakuumröhren geführt wird, lässt sich der Strahlstrom nach seiner Erzeugung nicht mehr ohne weiteres in seiner Intensität regeln. Daher wird die Erzeugungsrate der Elektronen durch Modulation der einfallenden Lichtleistung gesteuert. Das derzeit eingesetzte Laser-System wurde als so genanntes Master-Oscillator-Power-Amplifier-Laser-System (MOPA)¹ konzipiert und zunächst aufgebaut, dann jedoch wegen Totalausfall des Power-Amplifiers und Einstellung der herstellerseitigen Unterstützung auf ein Laser-Dioden-System reduziert. Dieses System wird aufgrund des benötigten Strahlstroms nahe seiner Leistungsgrenze betrieben, sodass aufgrund dessen schon ein anderes Lasersystem wünschenswert wäre. Hinzu kommt noch die

¹Ein MOPA-System besteht aus einer Laser-Diode, die einen Laserstrahl niedriger Leistung erzeugt, und einem optischen Verstärker, der die Leistung dieses Strahls typischerweise verzehnfacht.

Einleitung

Tatsache, dass die benötigte Strahlstromstabilisierung zurzeit die Laserstromversorgung direkt moduliert. Dabei werden jedoch gleichzeitig wichtige Parameter des Laser-Outputs – ungewollt, aber derzeit unvermeidbar – mit verändert. Da diese Situation auf lange Sicht unbefriedigend ist, wurde vor 2 Jahren ein MOPA-System von einem anderen Hersteller (der dieses System hoffentlich für lange Zeit unterstützt) angeschafft. In Kapitel 4 dieser Arbeit wird dieses System auf seine Einsatztauglichkeit an MAMI untersucht und falls nötig Modifikationen durchgeführt.

Im ersten Kapitel werden die nötigen Grundlagen für den Mechanismus der Photoemission aus Photokathoden, den Aufbau und die Funktionsweise von Halbleiter-Laser-Dioden und MOPA-Systemen, sowie die Funktionsprinzipien die wichtigsten optischen Elemente betreffend erarbeitet. Anschließend wird im zweiten Kapitel das für die Analyse der Intensitätsstabilität notwendige Messsystem erarbeitet und charakterisiert. Danach wird im dritten Kapitel das derzeit eingesetzte Laser-System vorgestellt und unter anderem mit Hilfe des Messsystems aus Kapitel 2 analysiert. Abschließend werden in Kapitel 4 das neue MOPA-System präsentiert, die nötigen Anpassungen erläutert, sowie die gestellten Anforderungen verifiziert.

Für die Bereitstellung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls benötigt man Halbleiter mit spezieller Kristallstruktur, die mittels selektiver optischer Anregung polarisierte Elektronen abgeben. Hierfür ist ein zirkularpolarisierter Laserstrahl notwendig.

1.1 Die Photoemission aus dem GaAs-Halbleiterkristall

1.1.1 Definition der Polarisation

Man nennt ein Ensemble von Elektronen dann spinpolarisiert, wenn die Anzahl der Elektronen mit paralleler Spinstellung bezüglich einer vorgegebenen Quantisierungsachse von der mit antiparalleler Spinstellung verschieden ist. Die *Polarisation* P ist wie folgt definiert:

$$P := \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \tag{1.1}$$

Hierbei steht $N_{\uparrow,\downarrow}$ für die Anzahl der Elektronen mit parallel bzw. antiparallel zur Quantisierungsachse ausgerichtetem Spin.

Einerseits können herkömmliche Elektronenquellen, wie z.B. thermische Kathoden, lediglich unpolarisierte Elektronen liefern, andererseits lässt sich der Spin freier Elektronen durch äußere makroskopische Felder nicht in dem Maße beeinflussen, wie es für einen polarisierten Elektronenstrahl nötig wäre [Keß85]. Man kann aber versuchen, die erwünschte Polarisation durch Drehimpulsübertrag während der Photoabsorption mit geeignet polarisiertem Licht zu erreichen.

1.1.2 Die GaAs-Struktur

Um einen Überblick über den Mechanismus der Photoemission zu erhalten, ist es nötig, die Bandstruktur von GaAs zu studieren. Anders als für freie Elektronen erlaubt die Dispersionsrelation im Festkörper eine Reihe von Gruppen von möglichen Energiezuständen, die so genannten *Energiebänder*. Die einzelnen Zustände innerhalb einer Gruppe liegen dabei so dicht, dass man sie als kontinuierlich verteilt betrachten kann. Dabei bezeichnet man das oberste von Elektronen besetzte Band als *Valenz*- und das niedrigste unbesetzte Band als *Leitungsband*.

Der hier eingesetzte GaAs-Kristall ist ein III-V-Halbleiter mit kubischer Gittersymmetrie, dessen Bandlücke $\Delta E_{Gap} = 1,43$ eV beträgt [Kit76]. Trägt man nun in einem Diagramm,

wie in Abbildung 1.1 geschehen, die erlaubten Energien gegen den Betrag des Wellenvektors \vec{k} auf, so erhält man die Bandstruktur des GaAs-Kristalls. Einen Festkörper, dessen



Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum auf einen \vec{k} -Vektor zusammenfallen -so wie dies beim GaAs der Fall ist- nennt man einen direkten Halbleiter. Liegen die beiden Extrema jedoch bei verschiedenen \vec{k} -Vektoren, so spricht man von einem indirekten Halbleiter. Beim direkten Halbleiter kann der Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband durch den Austausch eines einzigen Photons erfolgen, beim indirekten hingegen ist der Übergang nur unter Beteiligung eines zusätzlichen Phonons möglich, das den fehlenden \vec{k} -Vektor zur Impulserhaltung liefert.

1.1.3 Das optische Pumpen

Die Bestimmung der Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktionen im Valenz- und Leitungsband für den vorliegenden Halbleiter lässt sich nur mit Hilfe gruppentheoretischer Überlegungen durchführen [Plü94]. Für diese Arbeit genügt eine Diskussion der Ergebnisse. Es lässt sich zeigen, dass die Lösungen Eigenfunktionen zum Drehimpulsoperator sind. Somit besitzen das Leitungs- und Valenzband dieselben Transformationseigenschaften wie

die s- und p-Zustände im Zentralpotential. Die Anregung eines Elektrons aus dem Leitungsband unterliegt daher denselben Auswahlregeln, die auch bei atomaren Übergängen zum Tragen kommen. In dem in Abbildung 1.2(a) dargestellten Ausschnitt aus dem Termschema entspricht die untere Leitungsbandkante den beiden $s_{\pm \frac{1}{2}}$ -Zuständen, während die obere Valenzbandkante dabei in einen $p_{\frac{1}{2}}$ - und einen $p_{\frac{3}{2}}$ -Zustand aufgespalten ist. Durch Anregung mit zirkularpolarisiertem σ^{\pm} -Licht der Energie $h\nu = E_{Gap}$ werden Übergänge mit $\Delta m_j = \pm 1$ induziert. Für σ^+ -Licht (durchgezogene Übergangslinien) verhalten sich die Übergangswahrscheinlichkeiten für die beiden möglichen Übergänge $p_{-\frac{3}{2}} \to s_{-\frac{1}{2}}$ bzw. $p_{-\frac{1}{2}} \to s_{+\frac{1}{2}}$ wie 3:1. Da die beiden möglichen Endzustände antiparallele Spinstellungen aufweisen, resultiert so eine Polarisation von $P = \frac{1-3}{1+3} = -\frac{1}{2}$. Für σ^- -Licht erhält man die in Abbildung 1.2(a) gestrichelten Übergänge mit dem Wahrscheinlichkeitsverhältnis 1:3, was zu einer Polarisation von $P = \frac{3-1}{3+1} = \frac{1}{2}$ führt.



Durch Deformation¹ des Kristalls in einer Richtung reduziert sich die Gittersymmetrie, was zu einer Aufhebung der m_j -Entartung der p-Niveaus führt. Somit ist der $p_{\pm\frac{3}{2}}$ -Zustand energetisch von dem $p_{\pm\frac{1}{2}}$ -Zustand getrennt(siehe Abbildung 1.2(b)). Mit einer entsprechend schmalbandigen Lichtquelle lässt sich gezielt einer der beiden möglichen Übergänge anregen, sodass es theoretisch möglich ist, 100% polarisierte Elektronen zu erhalten. In der Praxis führen jedoch diverse Depolarisationseffekte während der nachfolgend erörterten Emission zu effektiv nutzbaren Polarisationen von ca. 78 %.

1.1.4 Der Emissionsprozess

Durch die oben diskutierte Anregung werden die Elektronen zwar ins Leitungsband angehoben, sie befinden sich aber nach wie vor im Inneren des Kristalls. Da die Elektronenaffinität $\chi := E_V - E_L$ (E_L und E_V bezeichnen die Leitungsbandunterkante bzw. das Vakuumniveau) für einen unbehandelten GaAs-Kristall an der Grenzfläche Kristall-Vakuum mit ca. 4 eV positiv ist, kann keine spontane Emission der Elektronen stattfinden (Abbildung 1.3(a)).

¹Bei Verwendung eines Trägersubstrats während des Kristallwachstums gleichen sich die Gitterkonstanten des GaAs-Kristalls an die des Substrats an, während sich die Gitterkonstante in Wachstumsrichtung ungehindert ausbilden kann. Die Gitterkonstanten ändern sich dadurch von $\{a, a, a\}$ nach $\{a', a', b\}$.



Dotiert man den Kristall mit Akzeptorionen (p-Dotierung), so wird die Fermi-Energie im Kristallinnern abgesenkt. Damit verringert sich χ um ca. 0, 5 – 1 eV. Die an der Grenzfläche zum Vakuum vorhandenen Oberflächenzustände sind teilweise besetzt, sodass sich hier die Fermi-Energie nicht ändert. Infolgedessen kommt es zu der in Abbildung 1.3(b) gezeigten Bandbiegung. Das anschließende Aufdampfen von Cs-Atomen auf die Kristalloberfläche führt zur Ausbildung einer Dipolschicht, da das Cäsium aufgrund seiner niedrigen Elektronegativität das schwach gebundene Valenzelektron an das Kristallgitter abgibt. Diese Dipolschicht sorgt für ein Absinken von χ auf ca. -0, 2 eV (Abbildung 1.3(c). Damit liegt die Leitungsbandkante über dem Vakuumniveau. Die verbleibende Potentialbarriere kann bei hoher Oberflächenreinheit wegen ihrer geringen Breite von den Elektronen leicht durchtunnelt werden. Somit ist es möglich, die spinpolarisierten Elektronen aus dem Kristall zu extrahieren und mit entsprechendem elektrischen Potential von der Kristalloberfläche weg in die Injektionsstrahlführung für MAMI einzuspeisen. Zur Beschreibung der Effektivität der Elektronenemission führt man die so genannte *Quantenausbeute QE* ein. Sie wird wie folgt definiert:

$$QE := \frac{n_e}{n_\gamma} \tag{1.2}$$

Hierbei bedeutet n_e die Elektronenemissions- und n_{γ} die Photonenabsorptionsrate. Mit Hilfe der Photoempfindlichkeit S lässt sich die Quantenausbeute QE in gebräuchlichen

Einheiten ausdrücken:

$$S = \frac{I_{Photo}}{P_{Licht}} = \frac{n_e}{n_{\gamma}} \cdot \frac{e \cdot \lambda}{h \cdot \nu} = QE \cdot \lambda \cdot 8,07 \cdot 10^5 \text{ A/Wm}$$
(1.3)

Die Quantenausbeute ist in erster Näherung unabhängig von der Lichtleistung, sodass die Photokathode linear auf diese reagiert. Das bedeutet für die Lichtquelle, dass sich unter anderem der Lichtstrahldurchmesser und eventuell vorhandene Halo-Erscheinungen direkt auf den Elektronenstrahl übertragen. Man benötigt also, um die Akzeptanzbedingungen für MAMI zu erfüllen, eine Lichtquelle hoher Brillanz. Des Weiteren kann aufgrund der jahrelangen Erfahrung mit Laser-Systemen an MAMI die folgende Anforderungsliste für das Laser-System aufgestellt werden.

1.2 Anforderungen an das Laser-System

- synchronisierter Pulsbetrieb: Aufgrund der Architektur der Beschleuniger-Stufen RTM 1-3 können in der Praxis Elektronen mit ca. 80° Abweichung von der Sollphase beschleunigt werden. Da der Photokathode nur eine bestimmte Ladungsmenge pro Präparationszyklus entnommen werden kann, lässt sich die effektive Nutzungsdauer durch den Pulsbetrieb der Elektronenquelle beträchtlich erhöhen.
- **Gute transversale Strahlqualität:** Das Beschleuniger-System vermag aufgrund der Komplexität der Strahlführung nur einen räumlich eng begrenzten Elektronenstrahl ohne signifikante Verluste zu beschleunigen.
- **Genügende Ausgangsleistung:** Um die für Experimente üblicherweise geforderte Strahlstromstärke von 20 μ A zu liefern, bedarf es nach Gleichung 1.3 bei regulären Quantenausbeuten von 0,4 % einer Lichtleistung von 10 mW am Photokathodenort. Um den beobachteten Rückgang der Quantenausbeute während einer typischen Strahlzeit zu kompensieren, muss die Laser-Leistung um den Faktor 3 höher sein. Zusätzlich müssen optische Verluste durch Absorption bzw. Fresnelreflexionen an den Oberflächen der verwendeten Elemente ausgeglichen werden. Dafür benötigt man eine um den Faktor 1,5 höhere Leistung. Für die später in Abschnitt 4.6 diskutierte optische Regelung wird ein Faktor 2 benötigt. Abschließend wäre eine Reserve von einem Faktor 5 wünschenswert, sodass man in der Lage wäre, mit der Quelle polarisierter Elektronen den an MAMI maximal möglichen Strahlstrom von 100 μ A bereitzustellen. Alles in allem benötigt man also mindestens 9 × 10 mW, wünschenswert wären jedoch 45 × 10 mW.
- Stabilität des Strahlstroms: Bezüglich der Strahlparameter am anspruchsvollsten ist, wie eingangs erwähnt, das Experiment der A4-Kollaboration. Dabei wird über die Asymmetrie der Streuung spinpolarisierter Elektronen an einem Flüssigwasserstoff-Target der Formfaktor der strange (See)-Quarks im Nukleon vermessen. Bei diesem Zählexperiment fällt eine Nutzsignalrate von ca. 10 MHz an, wobei mit einer Messfrequenz von 25 Hz die Asymmetrie zwischen Streuereignissen mit positiver und negativer

Helizität aufgenommen wird. Da die Stromstärken des Elektronenstrahls mit positiver und negativer Helizität verschieden sind, muss diese Differenz im Rahmen der angestrebten Genauigkeit vermessen werden können. Dies führt zu der Forderung, dass die Strahlstromfluktuationen innerhalb der 20 ms Messzeit nicht größer sein dürfen als der statistische Fehler der einzelnen Asymmetriemessung, da sonst der Fehler des Experiments durch die Strahlstromschwankungen und nicht durch die unvermeidbaren Effekte der limitierten Zählstatistik dominant wäre. In einer Messperiode fallen also ca. 10 MHz· 0, 04 s Nutzsignale an. Der statistische Fehler beträgt somit $(0, 04 \cdot 10^7)^{-1/2} = 1, 5 \cdot 10^{-3}$. Daraus folgt für die Strahlstromschwankungen: $\Delta I/I < 1, 5 \cdot 10^{-3}$. Da eine Einzelmessung der Streuratenasymmetrie nicht direkt verarbeitet werden kann, werden die Einzelmessungen für 5 min zwischengespeichert und dann erst analysiert. Somit muss die Stromstabilität innerhalb dieser 5 min gewährleistet sein.

Dies bedeutet für das Laser-System, dass eine inhärente Stabilität von 1,5 % zwar wünschenswert aber nicht ausreichend ist. Nach Verlassen der Photokathode können äußere Einflüsse -wie z.B. Störmagnetfelder- den Elektronenstrahl von seiner Sollbahn ablenken und so trotzdem Intensitätsschwankungen hervorrufen. Da sich der Strahlstrom nach Injektion in das Beschleunigersystem nur unter großen Mühen beeinflussen lässt, steuert man ihn am sinnvollsten über die Laserleistung auf der Photokathode. Das bedeutet für den Regelkreis, dass die Regelgröße -die Strahlstromstärkemöglichst nahe am Ort des Experiments abgegriffen wird und über einen noch genauer zu definierenden Regler die Lichtleistung auf der Photokathode regelt. Da jedoch die Laufzeit der Elektronen durch das Beschleuniger-System mit ca. 10 μ s, was einer Strecke von ungefähr 3 km entspricht, nicht unerheblich ist, wäre die Bandbreite dieser Regelschleife niedrig. Man muss somit die Regelgröße doch kurz nach der Elektronenquelle abgreifen.

Diese Forderungen -insbesondere die nach kleinem Fokus bei gleichzeitig hoher Lichtleistung und die nach hoher Frequenzschärfe- lassen sich nur von einem Laser erfüllen. Seit 1998 werden an der Quelle spinpolarisierter Elektronen an MAMI Halbleiterlaser eingesetzt. Daher beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit dem Aufbau und der Funktionsweise von Lasern im Allgemeinen und von Halbleiterlasern im Speziellen.

1.3 Halbleiterlaser

1.3.1 Das Laser-Prinzip

Das Akronym LASER steht für light amplification by stimulated emission of radiation und beschreibt den nachfolgenden Lichtverstärkungsmechanismus. Durch äußere Anregung stellt man einen Zustand der Besetzungsinversion des aktiven Mediums –das auch *Laser-Cavity* genannt wird– her, d.h. die Anzahl der angeregten Atome übersteigt die Anzahl der Atome im Grundzustand. Ein in dieses Medium einfallendes Photon kann ein bereits

angeregtes Atom zu stimulierter Emission anregen, sodass ein zusätzliches Photon mit identischen Quantenzahlen erzeugt wird. Bei einem Medium der Länge l ergibt sich nach [Koe96] für einen Durchlauf durch die Cavity ein Verstärkungsfaktor G von:

$$G = e^{g_0 \cdot l} \tag{1.4}$$

 g_0 bezeichnet hierbei den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten des Materials.

Durch Reflexion der emittierten Photonen an zwei parallel zueinander aufgestellten Spiegeln zurück in das Medium, wird eine Raumrichtung ausgezeichnet. Entlang dieser Achse bilden sich stehende Lichtwellen, die so genannten *Laser-Moden* aus, sodass in dieser Richtung besonders intensive Emission stattfindet. Um die Lichtwelle aus dem Medium auskoppeln zu können, wählt man zwei Spiegel mit unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten nahe 100 %, sodass für die Reflexionskoeffizienten R_i der Spiegel gilt: $R_1 = 100\%$ und $R_2 = 100\% - \varepsilon$ (siehe Abbildung 1.4). Für Laser-Aktivität ergibt sich dann die Bedingung:

$$G \cdot (R - \varepsilon') > 1 \tag{1.5}$$

Andernfalls würde der Verstärkungsgewinn unter die Reflexionsverluste sinken, sodass die Rückkopplung zum Erliegen käme und der Verstärkungsmechanismus zusammenbräche. Durch die Rückkopplung entlang der durch die Spiegel ausgezeichneten Richtung, weist



der austretende Laser-Strahl eine besonders geringe Strahldivergenz auf. Diese Eigenschaft des Lasers zusammen mit dessen hoher Lichtintensität, der hohen Frequenzschärfe und der nahezu vollständigen Linearpolarisation macht ihn neben einigen anderen zur idealen Lichtquelle für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen.

1.3.2 Halbleitermaterial als Laser-Medium

Aufgrund ihrer kompakten Bauweise und ihrer relativ unproblematischen Stromversorgung werden an der Quelle polarisierter Elektronen Halbleiterlaser eingesetzt. Die Grundlagen dieses Lasertyps werden im Folgenden erläutert.

Eine Laser-Diode besteht aus einer Halbleitergrenzschicht zwischen p- und n-dotiertem Material. Dabei ist eine direkte Bandlücke erforderlich, sodass GaAs bzw. Derivate davon

verwendet werden. Aufgrund der schwachen Bindungsenergie der Valenzelektronen werden diese vom Donator an das Kristallgitter abgegeben. Somit befinden sich die Donatorniveaus im Energieschema des n-dotierten Bereichs etwas unterhalb der Leitungsbandkante. Dadurch rückt die Fermi-Energie, die ohne Dotierung genau in der Mitte zwischen Leitungs- und Valenzbandkante läge, näher an die Leitungsbandkante heran (siehe Abbildung 1.5(a)). Im p-dotierten Bereich gilt dies analog für Löcher und Akzeptoren (siehe Abbildung 1.5(b)). Somit befinden sich im n-dotierten Bereich zusätzliche freie Elektro-



nen im Leitungsband, während im p-Bereich zusätzliche Löcher im Valenzband vorhanden sind. Im thermischen Gleichgewicht des Halbleiters nivellieren sich an der Kontaktfläche die beiden unterschiedlichen Fermi-Niveaus, sodass die Fermienergie über den gesamten Kristall konstant bleibt. Dadurch wird die Leitungsbandkante im p-Bereich gegenüber der im n-Bereich angehoben. Durch das so entstandene Potentialgefälle bildet sich der so genannte *Driftstrom* aus, der durch den entgegengesetzt gerichteten *Diffusionsstrom*, der wiederum durch ein beim Dotierungsprozess eingeprägtes Konzentrationsgefälle hervorgerufen wird, kompensiert wird (siehe Abbildung 1.6).

Im Gleichgewicht der beiden Ströme, findet kein weiterer Ladungsträgerfluss statt und die Kontaktstelle verarmt an freien Ladungsträgern. Es entsteht die so genannte Sperrschicht. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Vorwärtsrichtung, d.h. höheres Potential am p-Bereich und niedrigeres Potential am n-Bereich, wird die Potentialbarriere in der Sperrschicht niedriger und verschwindet schließlich bei einer Spannung von etwa 1,8 V, der so genannten Vorwärtsspannung. Ab diesem Spannungswert können die freien Ladungsträger nahezu ungehindert zur Kontaktfläche fließen und dort rekombinieren. Die dabei frei werdende Energie wird in Form von Photonen der Energie E_{Gap} abgestrahlt. Nach diesem Prinzip arbeiten Lumineszenz-Dioden. Kehrt man die äußere Spannung um, so wird die Potentialbarriere in der Sperrschicht vergrößert und es kann kein nennenswerter Strom durch die Diode fließen: Die Diode ist in Sperrrichtung geschaltet. Auf diesem Prinzip beruhen Gleichrichterschaltungen in Netzteilen: Von einer angelegten Wechselspannung kann nur die positive Halbwelle die Diode passieren, sodass hinter ihr die Wechselspannung in eine pulsierende Gleichspannung umgewandelt wurde. Eine Photodiode wird ebenfalls in





Sperrrichtung betrieben. Hier werden durch Lichtabsorption Elektron-Loch-Paare erzeugt, durch das elektrische Feld der Sperrschicht "abgesaugt" und in einem externen Stromkreis in den messbaren Photostrom umgewandelt.

Bei herkömmlichen Leuchtdioden kann aufgrund der niedrigen Dotierung die für den Inversionszustand benötigte Stromdichte nicht erreicht werden. Es findet nur spontane Emission statt. Durch eine sehr viel höhere Dotierung lässt sich eine dementsprechend hohe Stromdichte in die Grenzschicht injizieren, sodass auf diese Weise die Inversion erreicht wird. Oberhalb der so genannten *Schwellstromdichte* reicht die Verstärkung des Mediums aus, um durch Rückkopplung eine Laseroszillation auszulösen. Aufgrund der sehr hohen spezifischen Verstärkung des Halbleitermaterials (siehe Abbildung 1.7) lässt sich in einem Laser-Diodenchip mit einer typischen Länge von ca. 500 µm ein Verstärkungsfaktor von ca. 5 erreichen. Aufgrund der Laser-Bedingung in Gleichung 1.5 genügt ein Reflexionskoeffizient von $R \approx 0, 2$. Durch den hohen Brechungsindex des GaAs-Kristalls erhält man für senkrechten Lichteinfall auf die planparallelen Stirnflächen nach dem Fresnel'schen Reflexionsgesetz folgenden Reflexionskoeffizienten:

$$R = \left(\frac{N\cos(\alpha) - \cos(\alpha')}{N\cos(\alpha) + \cos(\alpha')}\right)^2 = \left(\frac{3, 6-1}{3, 6+1}\right)^2 \approx 34\%.$$
(1.6)

Somit sind die für den Resonator nötigen Rückkoppelspiegel hier überflüssig; die Reflexion an den planparallelen Endflächen des Halbleiterkristalls genügt, um die Laser-Aktivität aufrecht zu erhalten. Bei diesem bisher diskutierten simplen Aufbau umfasst der optisch aktive Bereich die gesamte Sperrschicht-Ebene (siehe Abbildung 1.8). Um in diesem Bereich den Inversionszustand zu erreichen, wäre eine Stromdichte von 100 kA/cm² nötig [KS95]. Diese wäre jedoch so hoch, dass das Halbleitermaterial thermisch überlastet und somit zerstört würde. Dieses Problem lässt sich durch Eingrenzen des aktiven Bereichs lösen, denn nach Gleichung 1.7 [Sin03]

$$j = \frac{e \cdot n \cdot d_{las}}{\tau_r} \tag{1.7}$$

kann die Schwellstromdichte durch Reduktion der aktiven Zone herabgesetzt werden. Dabei bezeichnet j die Schwellstromdichte, d_{las} die Dicke der aktiven Zone, n die Ladungs-



trägerdichte, die zum Einsetzen der Laseroszillation benötigt wird und τ_r die Rekombinationslebensdauer². Bei der so genannten gewinngeführten (gain-guided) Struktur wird das Material ober- und unterhalb der aktiven Zone mit unterschiedlichen Fremdatomkonzentrationen dotiert. Dadurch entsteht einerseits eine Potentialbarriere für die injizierten Ladungsträger, sodass diese auf die verkleinerte aktive Zone beschränkt werden. Andererseits bildet sich durch diese zusätzliche Dotierung eine Wellenleiterstruktur aus, sodass die erzeugten Photonen in der aktiven Zone geführt werden (siehe Abbildung 1.9). Engt man die aktive Zone zusätzlich in horizontaler Richtung ein, wie dies bei der indexgeführten Struktur (index-guided) der Fall ist, so erhält man einen schmalen Kanal, auf den sowohl die erzeugten Photonen als auch die injizierten Ladungsträger beschränkt werden. Infolgedessen wird die Schwellstromdichte weiter reduziert. In Abbildung 1.10 ist diese Struktur

 $^{^{2}\}tau_{r}$ beträgt für hochdotiertes GaAs ca. 2 ns





schematisch dargestellt. Beim Übergang zu noch kleineren Strukturen bildet sich bei den



so genannten *quantum well stucture*-Dioden für die Elektronen ein quantenmechanischer Potentialtopf, der eine weitere Reduzierung der Stromdichte erlaubt.

1.3.3 Der Halbleiter-Laser-Verstärker

Durch Entspiegeln der Cavity-Endflächen wird die optische Rückkopplung unterdrückt. Somit kann spontan emittiertes Licht nur noch während eines einzigen Durchlaufs durch die Laser-Cavity verstärkt werden. Die Ausgangsleistung bleibt somit weit unterhalb des im Rückkoppelbetrieb möglichen Wertes. Da die spontane Emission in alle Raumrichtungen erfolgt, weist diese so genannte ASE^3 eine hohe Strahldivergenz auf. Von außen zugeführtes Laser-Licht wird in der Verstärker-Cavity aufgrund dessen geringer Strahldivergenz sehr viel effizienter verstärkt, als es bei der spontanen Emission des Verstärkermaterials selbst der Fall ist. Der Leistungszuwachs erfolgt dabei gemäß Gleichung 1.4. Im Vergleich zu herkömmlichen Laser-Dioden lassen sich mit Hilfe eines Laser-Verstärkers wesentlich höhere Ausgangsleistungen bei guter Strahlqualität erreichen. Nach [Wie01] lassen sich qualitativ hochwertige Laserpulse mit Laser-Dioden nur mit begrenzter Leistungspegel anheben. Diese hohen Leistungen lassen sich jedoch nicht mit dem oben erwähnten parallelen

³amplified spontaneous emission

Lichtleiterprofil der Laser-Dioden erreichen. Stattdessen verwendet man bei dem *tapered amplifier chip* ein sich in Strahlrichtung aufweitendes Lichtleiterprofil. Zusammen mit einem an dieses Profil angepassten divergenten Eingangsstrahl, wird die Lichtleistung auf einen linear anwachsenden Materialquerschnitt verteilt (siehe Abbildung 1.11), sodass der Halbleiter nicht thermisch überlastet wird. Der austretende Laserstrahl ist in der horizontalen Ebene bedingt durch das Materialprofil bedeutend ausgedehnter und von anderer Divergenz als in der vertikalen, sodass am Verstärkerausgang Zylinderlinsenoptiken zur Korrektur nötig sind. Wie bei jedem Verstärkersystem, hier jedoch in besonderem Ma-



ße, gilt es, rücklaufende, bereits verstärkte Leistung zu unterdrücken. Das verstärkende Halbleitermaterial verstärkt auch Lichtleistung, die durch die Ausgangsöffnung eintritt. Da von dieser Richtung der Materialquerschnitt jedoch abnimmt, würde die Leistungsdichte in diesem Fall extrem ansteigen und das Material würde sofort zerstört. Man muss daher unbedingt den Verstärkerausgang vor Lichteinfall absichern. Dazu verwendet man einen so genannten *optischen Isolator*. Wie sich mit dessen Hilfe Reflexionen, die z.B. durch ungenügend entspiegelte Oberflächen an optischen Instrumenten entstehen, in den Verstärkerchip unterdrücken lassen, wird unter anderem Thema des folgenden Abschnitts sein.

1.4 Aufbau und Funktionsweise der benötigten optischen Komponenten

1.4.1 Verzögerungsplatten

Bei Verzögerungsplatten handelt es sich um anisotrope Medien, deren Brechungsindex für verschiedene Richtungen verschieden ist. Als Folge wird ein unpolarisiert einfallender Lichtstrahl in den *ordentlichen* und den *außerordentlichen Strahl* gebrochen. Nach dem Superpositionsprinzip lässt sich der Vektor des elektrischen Feldes einer Lichtwelle in zwei senkrecht zueinander stehende Komponenten zerlegen. Für die weitere Diskussion ist es sinnvoll, die Zerlegung in zwei orthogonale Schwingungen vorzunehmen. Für monochromatische Lichtwellen lässt sich dann der E-Feldvektor wie in Gleichung 1.8 darstellen.

$$\vec{E} = E_{0x}\vec{i}\cos(kx - \omega t) - E_{0y}\vec{j}\sin(kx - \omega t + \Delta\phi)$$
(1.8)

Dabei bezeichnen \vec{i} und \vec{j} orthogonale Einheitsvektoren, k den Betrag des Wellenvektors, ω die Frequenz der betrachteten Lichtwelle und E_{0x} sowie E_{0y} die elektrische Feldstärke der Lichtwelle in \vec{i} - bzw. \vec{j} -Richtung. Für den allgemeinen Fall, dass $E_{0x} \neq E_{0y}$ und $\Delta \phi \neq 0$ beschreibt Gleichung 1.8 eine elliptisch polarisierte Welle. Hier interessieren jedoch nur die Fälle, in denen $E_{0x} = E_{0y}$. Somit vereinfacht sich Gleichung 1.8 zu:

$$\vec{E} = E_0[\vec{i}\cos(kx - \omega t) - \vec{j}\sin(kx - \omega t + \Delta\phi)]$$
(1.9)

Hier lassen sich 3 Fälle unterscheiden:

- $\Delta \phi < 0$: linkshändige Zirkularpolarisation
- $\Delta \phi = 0$: lineare Polarisation
- $\Delta \phi > 0$: rechtshändige Zirkularpolarisation

Beim Durchlaufen der Verzögerungsplatte werden beide Teilstrahlen aufgrund der beiden unterschiedlichen Brechungsindices unterschiedlich verzögert, sodass sich $\Delta \phi$ gemäß Gleichung 1.10 ändert.

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot d \cdot (n_o - n_e) \tag{1.10}$$

Durch geeignete Wahl der Länge d der Verzögerungsplatte lassen sich so beliebige Gangunterschiede erzeugen. Die beiden Meistbenötigten sind:

- $\frac{\lambda}{2}$: Die Phasendifferenz $\Delta \phi$ beträgt 180°; die Polarisationsebene wird gedreht
- $\frac{\lambda}{4}$: $\Delta \phi$ beträgt 90°; aus Linear polarisation wird bei geeigneter Orientierung Zirkular polarisation und umgekehrt

1.4.2 Der optische Isolator

Um eine Auskopplung rücklaufender Lichtleistung aus dem Strahlengang zu erreichen, benötigt man ein optisches Element, das die Polarisationsebene unabhängig von der Einfallsrichtung dreht. Der Faraday-Isolator, bestehend aus Eingangs-Polarisator, Faraday-Rotator und Ausgangs-Polarisator, erfüllt diese Aufgabe.

Der Eingangspolarisator stellt die nachfolgend benötigte Linearpolarisation des Eingangsstrahls sicher. Anschließend durchläuft das Licht den Faraday-Rotator. Dabei handelt es sich um einen Terbium-Gallium-Granat (TGG) Kristall, der in ein starkes längs der Strahlrichtung verlaufendes Magnetfeld eingebettet ist. Dabei tritt der so genannte *Faraday-Effekt* in Erscheinung. Er bewirkt aufgrund des vektoriellen Charakters des Magnetfelds eine Drehung der Polarisationsebene des Eingangsstrahls um einen Winkel δ , und zwar unabhängig vom Durchlaufsinn des Lichtstrahls. Der Drehwinkel hängt gemäß Gleichung 1.11 von der Wellenlänge des einfallenden Lichts λ , der Magnetfeldstärke *H* und der Länge des Rotator-Materials *d* ab. *V* bezeichnet dabei die Verdet-Konstante, die mit der Materialdispersion $dn/d\lambda$ und V_0 als Materialgröße durch $V = V_0 \lambda \frac{dn}{d\lambda}$ definiert ist.

$$\delta = V \cdot d \cdot H \tag{1.11}$$

Der Ausgangspolarisator ist dabei um denselben Winkel δ gegen den Eingangspolarisator verdreht, sodass der Eingangsstrahl ohne nennenswerte Verluste aus dem Isolator austreten kann (siehe Abbildung 1.12). Durchläuft dagegen Licht beliebiger Polarisation den



optischen Isolator in umgekehrter Richtung, so passiert es den Ausgangspolarisator als linearpolarisierte Welle, deren Polarisationsebene um δ gedreht ist. Anschließend wird die Polarisationsebene im Faraday-Rotator gemäß Gleichung 1.11 abermals um den Winkel δ

gedreht, sodass die Winkeldifferenz zwischen Eingangspolarisator und Lichtpolarisation 2δ beträgt. Dadurch beträgt die Intensität am Ausgang nur noch $I_0 \cos^2(2\delta)$. Wählt man die Länge des Faraday-Rotators und die Magnetfeldstärke so, dass eine Drehung um $\delta = 45^{\circ}$ resultiert, und dreht den Ausgangspolarisator um 45° gegen den Eingangspolarisator, so wird die rücklaufende Lichtwelle maximal abgeschwächt. Unter idealen Bedingungen ist somit eine vollständige Unterdrückung der Rücklaufleistung möglich. Allerdings lassen sich ein absolut homogenes Magnetfeld sowie ein vollkommen reines und homogenes Rotator-Material nicht verwirklichen, sodass realiter die unendliche Dämpfung nicht erreicht werden kann. Durch Hintereinanderschalten zweier identischer Isolatoren erhält man einen zweistufigen Faraday-Isolator, dessen Dämpfung aus der des einstufigen durch Quadrieren hervorgeht. Der Hersteller LINOS garantiert für seine einstufigen Isolatoren eine Dämpfung besser als -30 dB und für die zweistufigen mehr als -60 dB. Diese Abschwächung um den Faktor 1000 bzw. 10^6 reduziert die Rücklaufleistung auf unbedenkliche Niveaus.

1.4.3 Der optische Modulator

Da im Laufe dieser Arbeit für die Intensitätsregelung ein optisches Element, dessen Dämpfung elektrisch veränderbar ist, benötigt wird, erläutert dieser Abschnitt die Grundlagen des *linearen elektro-optischen* oder *Pockelseffekts*, auf dessen Prinzip der optische Modulator beruht. Anders als beim zuvor besprochenen Faraday-Effekt, rührt der Pockelseffekt von der Änderung der optischen Aktivität eines Materials durch ein äußeres elektrisches Feld her. Dieser von Pockels⁴ entdeckte Effekt beruht auf elektrisch induzierter Doppelbrechung. Durch Anlegen eines *longitudinalen* elektrischen Feldes wird die Phasenverschiebung zwischen den beiden orthogonalen Schwingungen gemäß Gleichung 1.12 [Hec99] variiert.

$$\Delta \phi = 2\pi \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \frac{V}{\lambda_0} \tag{1.12}$$

Dabei bezeichnet n_0 den ordentlichen Brechungsindex, r_{63} die entsprechende Komponente des elektrooptischen Tensors r_{ij} , λ_0 die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichts und V die angelegte Spannung. Interessant ist in diesem Zusammenhang die so genannte $\lambda/2$ -Spannung, d.h. diejenige Potentialdifferenz bei der $\Delta \phi = \pi$ ist:

$$V_{\frac{\lambda}{2}} = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 \cdot r_{63}} \tag{1.13}$$

Sie gibt an, welche Spannung nötig ist, um einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ zu erreichen. Da sie von den Größen n_0 und r_{63} abhängt, ist sie eine Materialgröße. Für das früher häufig eingesetzte Kaliumdihydrogenphosphat (KDP) erhält man beispielsweise bei $\lambda_0 = 546$ nm $V_{\lambda/2} = 7,6$ kV. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Niedervolt-Modulator⁵ wird ein System von hintereinander geschalteten ADP-Kristallen verwendet, an die ein *transver*sales elektrisches Feld angelegt wird. Die Halbwellenspannung ist für diesen Fall durch

⁴Friedrich Carl Alwin Pockels *1865 [†]1913, [Poc94]

⁵Modell LM0202 P5W, Firma Gsänger

Gleichung 1.14 gegeben.

$$V_{\frac{\lambda}{2}} = \frac{\lambda_0}{n_0^3 \cdot r_{63}} \cdot \frac{d}{l}$$
(1.14)

Die Halbwellenspannung hängt hier zusätzlich von der Kristalllänge l und der Dicke d ab. Man kann somit durch geeignete Wahl der Kristalldimensionen die Halbwellenspannung beliebig herabsetzen. Dies geht leider zulasten der Handhabung des Modulators, denn um eine möglichst kleine Halbwellenspannung zu erhalten, muss die Kristalldicke (d.h. die Apertur) klein und die Kristalllänge groß gemacht werden. Bei dem hier verwendeten Modulator erhält man mit einer Länge von 100 mm und einer Apertur von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ eine Halbwellenspannung $V_{\lambda/2}$ von 150 V. Dies ist ein recht guter Kompromiss, der die Justierung zwar erschwert, aber gleichzeitig die Halbwellenspannung auf einen leicht zu handhabenden Wert reduziert.

Die Intensitätsmodulation durch einen optischen Modulator ist der durch einen Faraday-Rotator in einem variablen Magnetfeld vorzuziehen, denn hier entfällt der sonst nötige felderzeugende Solenoid, der durch seine Induktivität die Anstiegszeit des Systems verzögern würde. Des Weiteren umgeht man somit zusätzlich Hysterese-Erscheinungen, die bei den hierfür nötigen Ferromagnetika unweigerlich auftreten. Mit optischen Modulatoren dieser Bauform lässt sich üblicherweise eine 3 dB-Bandbreite von 100 MHz erreichen.

Durch Verwendung eines Polarisators nach dem optischen Modulator wird die Polarisationsebene des Lichtes auf die Vorzugsebene des Polarisators, der um den Winkel φ gegen diese geneigt ist, projiziert. Der Betrag der elektrischen Feldstärke des Lichtes wird dabei um $\cos(\Delta \varphi)$ reduziert. Da die Lichtleistung proportional zu $|E|^2$ ist, erhält man für die Intensität nach dem Polarisator das Malussche Gesetz (Gleichung 1.15).

$$I(\Delta\varphi) = I_0 \cdot \cos^2(\Delta\varphi) \tag{1.15}$$

Mit Hilfe dieser Anordnung ist es möglich, die durch die Pockelszelle erzeugte Polarisationsmodulation in eine Intensitätsmodulation umzuwandeln. [Hec99, Sch99]

Im nun folgenden Abschnitt wird das Zusammenspiel zwischen Laserstrahl, Photokathode und Strahlführungssystem anhand des PKAN-Aufbaus erläutert.

1.5 Aufbau der Quelle polarisierter Elektronen (PKAN)

Aufgrund der in Abschnitt 1.1.4 genannten Eigenschaften lässt sich die Photokathode nur in einer Ultra-Hoch-Vakuum-Apparatur (siehe Abbildung 1.13) betreiben.



Des Weiteren benötigt man eine vakuum dichte Präparationskammer, in der das Aufbereiten der Photokathoden durch Cs-Bedampfung stattfindet. Durch ein raffiniertes Schleusenund Kammersystem [Nac96](3) ist das Präparieren der Kathoden ohne Brechen des Vakuums möglich. Außerdem ist PKAN mit einem Vorratsbehälter für insgesamt 7 Kathoden (1) ausgestattet. Dies erlaubt eine Vorratshaltung von unterschiedlichen Kathoden-Typen für verschiedene Betriebsparameter. Das wohl augenfälligste Element der Quelle ist der Isolator (2) der 100 kV-Elektrode, die die emittierten Elektronen für das Injektionsinterface INT0 von MAMI vorbeschleunigt. Da neben der PKAN auch eine unpolarisierte Elektronenquelle (EKAN) eingesetzt wird, steht die Elektrode senkrecht auf der Strahlebene, sodass keine Kollision der beiden Quellstrahlführungssysteme auftritt. Die somit erforderliche 90°-Ablenkung erfolgt mit Hilfe eines Alpha-Magneten (4), dessen Vakuumkammer bei ausgeschaltetem Magnetfeld EKAN (8) mit dem Injektionssystem verbindet. Von unten wird der Laserstrahl (5) durch den Alpha-Magneten durch die vertikale Strahlführung auf die Photokathode gelenkt. In horizontaler Richtung befindet sich im Anschluss an den Alpha-Magneten ein Quadrupol-Triplet (6) zur elektronenoptischen Fokussierung sowie ein Scannersystem (7) für die Strahldiagnostik. Im Anschluss daran folgt der Wien-Filter (8) [TAE⁺03], der eine Einstellung der Elektronenspinrichtung erlaubt. Danach wird der Elektronenstrahl in den Injektor-LINAC (9) und von dort nacheinander durch die Beschleunigerstufen RTM1-3 geführt. Nach Verlassen der letzten Stufe besitzt der Elektronenstrahl eine Endenergie von 855 MeV und wird durch Umlenkmagnete in die verschiedenen Experimentierhallen gelenkt.

Um Intensitätsschwankungen mit der in Abschnitt 1.2 geforderten Genauigkeit studieren zu können, benötigt man einen rauscharmen Messaufbau. Da für eine typische Strahlzeit mit polarisierter Elektronenquelle sowohl die Kurzzeit- als auch die Langzeitstabilität von Interesse ist, benötigt man neben einem geeigneten Photodetektor ein automatisches Messsystem, welches in der Lage ist, Messdaten mit ausreichender Bandbreite zu digitalisieren und anschließend zu sichern.

2.1 Das ADC-DAC-System

In der Arbeitsgruppe B2 steht ein ADC-System ¹, das aus einer PCI-Erweiterungskarte für handelsübliche PCs, sowie einem BNC-Anschlussterminal besteht, zur Verfügung. An dem Terminal sind Anschlussbuchsen für insgesamt 8 analoge Eingänge, 2 analoge Ausgänge, 8 digitale Ein-/ Ausgänge, sowie eine Reihe von Timing- und Synchronisationsanschlüssen, die allerdings für diese Arbeit unerheblich sind, vorhanden. Die Anschlussbox wird über ein Spezialkabel mit der Erweiterungskarte, die in einen PC eingebaut wird, angeschlossen. Mit Hilfe der visuellen Programmierumgebung "Labview" wird das ADC-System angesteuert. Die analogen Eingangsdaten werden vom ADC nacheinander im Multiplexverfahren abgetastet. Die maximale Samplingrate von 200 kS/s steht nur für die Abtastung eines einzigen Kanals zur Verfügung. Sollen mehrere Kanäle ausgelesen werden, reduziert sich die maximale Samplingrate auf den entsprechenden Bruchteil. Die Digitalisierung erfolgt mit 16 Bit Auflösung, sodass sich theoretisch eine Auflösung von $2^{-16} = 1,526 \cdot 10^{-5}$ erzielen lässt. Durch Umschalten zwischen 3 Vorverstärkerstufen lassen sich die in Tabelle

ADC-Messbereich	Verstärkungsfaktor	Auflösung
\pm 10 V	$0,\!5$	$305,2 \ \mu V$
$\pm 5 \text{ V}$	1	$152,6 \ \mu V$
$\pm 0,5 \mathrm{V}$	10	$15,26 \ \mu V$
\pm 0,05 V	100	$1,526 \ \mu V$

Tabelle 2.1: ADC Vorverstärkung

2.1 aufgeführten Messbereiche mit den entsprechenden Messwertauflösungen wählen.

¹Modell PCI-6035, Firma National Instruments Corp

2.1.1 Das ADC-Rauschen

Im Folgenden wird ein Messsystem beschrieben, mit dem es möglich sein wird, Lichtintensitäten mit einer relativen Genauigkeit von $6 \cdot 10^{-5}$ zu messen. Dabei werden lediglich der oben genannte ADC, eine Photodiode, ein Blei-Akkumulator sowie ein Widerstand nötig sein. Auf komplexe Messapparaturen mit rauscharmen Signalverstärkern wurde bewusst verzichtet, um das System während langer Strahlzeiten so einfach wie möglich betreiben zu können. Um die Genauigkeit des ADC zu überprüfen, bedarf es einer einstellbaren Referenzspannungsquelle, deren Rauschspannungspegel kleiner als die ADC-Auflösung sein sollte. Die einzige im Institut verfügbare Referenzspannungsquelle², die Anspruch auf Genauigkeit erhebt, ist mit der vom Hersteller garantierten Genauigkeit von 0.02% von der Quellbereichsobergrenze³ nicht für alle 4 ADC-Messbereiche stabil genug. Bei Verwendung dieser Spannungsquelle lässt sich somit nur eine Obergrenze für die ADC-Genauigkeit angeben. Als wesentlich rauschärmere Alternative bietet sich eine Batterie an. Eine Batterie genügend hoher Kapazität liefert eine vernachlässigbare Drift der Ausgangsspannung - die während der Messung sichtbar würde -, sodass sie als annähernd stabile Spannungsquelle angesehen werden kann. Für diese Messung wurde ein 6 V-Blei-Akkumulator mit einer Kapazität von 10 Ah über ein Spannungsteiler-Potentiometer ($R = 2 k\Omega$) an den ADC-Eingang angeschlossen. Die Sampling-Rate betrug bei einer Messzeit von 5 s 100 kS/s. Durch das Potentiometer lässt sich die Ausgangsspannung an den jeweiligen ADC-Messbereich anpassen. In dieser Schaltung (Abbildung 2.1) sind im wesentlichen die



folgenden 3 Rauschquellen vorhanden:

² Mod. SourceMeter 2400, Firma Keithley

³Es stehen die 4 Spannungsbereiche 200 mV, 2 V, 20 V, 200 V zur Verfügung, sodass sich folgende absolute Schwankungen ergeben: 40 μV, 400 μV, 4 mV, 40 mV

- Batterie
- Spannungsteiler-Widerstand
- ADC-System

Die Rauschspannung des verwendeten Kohleschicht-Potentiometers setzt sich aus 2 Komponenten zusammen:

- Thermisches Rauschen, durch Brown'sche Bewegung der Ladungsträger hervorgerufen: $U_{noise} = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot R}$
- Flicker-Rauschen, durch Übergangseffekte in dünnen Schichten hervorgerufen

Nach [HH92] beträgt $\Delta U_{Flicker}$ (bei T=25 °C) maximal 3 µV, das thermische Rauschen am Messpunkt variiert für die eingestellten Widerstandsverhältnisse zwischen 4,0 µV und 4,8 µV, sodass sich zusammen mit dem Flicker-Rauschen ein Gesamtrauschpegel von maximal 5,6 µV ergibt. Für den 50 mV-Messbereich ist diese Schwankung ca. 5 mal größer als die Messwertauflösung, sodass in diesem Bereich kleinere Widerstände nötig wären, um das thermische Rauschen zu verringern. Allerdings wird dann das Flicker-Rauschen dominant, sodass dieser Messbereich nicht hinreichend genau untersucht werden kann. In der Abbildung 2.2 sind die histogrammierten Messdaten für jeden verfügbaren Messbereich separat dargestellt. Man kann deutlich erkennen, dass -obwohl die Batteriespannung stabil genug sein sollte- Schwankungen registriert wurden. Diese können entweder durch den ADC selbst oder, was bei diesem "fliegenden" Aufbau viel wahrscheinlicher ist, durch Störeinstrahlung von externen Wechselfeldern, z.B. von Labornetzteilen stammend, hervorgerufen werden. Es ergeben sich somit die in Tabelle 2.2 aufgeführten Auflösungen des ADC.

Messbereich	rel. Genauigkeit	
$\pm 10 \text{ V}$	$5, 9 \cdot 10^{-5}$	
$\pm 5 \text{ V}$	$5, 8 \cdot 10^{-5}$	
$\pm 500 \text{ mV}$	$1, 1 \cdot 10^{-4}$	
$\pm 50 \text{ mV}$	$3, 2 \cdot 10^{-4}$	

Tabelle 2.2: erzielbare Genauigkeit des ADC

Man sieht also, dass das ADC-System nicht die erwartete Genauigkeit von $1, 5 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Für den hier relevanten Messbereich ± 5 V, der den besten Kompromiss aus guter absoluter Messwertauflösung und relativer Genauigkeit darstellt, beträgt die ADC-Auflösung $6 \cdot 10^{-5}$ und ist somit für die Ansprüche der noch folgenden Messungen mehr als ausreichend.



2.1.2 Das Zeitverhalten

Für die angestrebte Regelung der Laser-Intensität, aber auch für die gleichzeitige Messung zweier oder mehr Eingangsgrößen ist das Zeitverhalten des ADC enorm wichtig. Wie eingangs erwähnt, werden die einzelnen Eingänge *nicht* gleichzeitig ausgelesen, sondern im Multiplexverfahren *nacheinander*. Dies wirkt sich auf die synchrone Messwertaufnahme insofern negativ aus, als dass der exakte Zeitbezug zwischen den einzelnen Kanälen nicht mehr gegeben ist. Hinzu kommt der Umstand, dass die Architektur eines PCs nicht echtzeit tauglich ist. Um sicherzustellen, dass keine Messdaten verloren gehen, muss ein genügend großer Zwischenspeicher ⁴ zwischen ADC und PC-Anschluss geschaltet werden. Dadurch kann man aber z.B. in einem Regelsystem nicht mehr in Echtzeit auf eingehende Signale reagieren, sodass eine Stabilisierung mit diesem ADC-DAC-System äußerst langsam und damit unbrauchbar wird.

Da das System aber in Bezug auf Genauigkeit und Auflösung zumindest als Datenerfassungssystem geeignet ist, gilt es, das Zeitverhalten des ADC zu untersuchen. Dazu wurde das Ausgangssignal eines Funktionsgenerators 5 auf 2 Eingänge des ADC gegeben und mit

 $^{^4\}mathrm{Der}$ FIFO-Puffer hat eine Kapazität von 1 kB; das entspricht 512 Messwerten.

⁵Mod.HM 8131-2, Firma Hameg



dem ADC mehrere Kanäle "gleichzeitig" aufgenommen. Um auch eine eventuelle Phasenverschiebung von einer Periodendauer oder mehr sichtbar machen zu können, wurden mit dem Funktionsgenerator manuell einzelne Pulse erzeugt. Teilbild 2.3(a) zeigt dabei das Resultat bei maximaler Samplingrate (25 kS/s bei 8 Kanälen) mit entsprechender Ausschnittsvergrößerung, Teilbild 2.3(b) bei einer Samplingrate von 100 S/s. Man sieht, dass bei maximaler Auslastung des ADC, d.h. bei maximaler Samplingrate unter Verwendung aller 8 Kanäle, der zeitliche Jitter ein Sample beträgt. Bei geringerer Auslastung sinkt der Jitter unter die Nachweisgrenze. Somit ist der zeitliche Bezug der einzelnen Kanäle untereinander gewährleistet, sofern kein Pufferüberlauf während einer Messung stattfindet. Ein solcher Überlauf wird aber von dem System registriert und durch eine entsprechende Fehlermeldung angezeigt.

2.2 Der Photodetektor

Um Lichtintensitäten messen zu können, bedarf es eines Detektors, der ein zur einfallenden Lichtmenge proportionales elektrisches Signal liefert. Es existieren mehrere Detektortypen, die diese Aufgabe erfüllen:

- Thermopile-Detektor
- Halbleiter-Photodiode
- Photo-Widerstand

Für diese Arbeit steht ein Halbleiter-Photodetektor zur Verfügung, sodass im Folgenden auf die Funktionsweise dieses Detektortyps näher eingegangen wird.

2.2.1 Funktionsweise eines Halbleiter-Photodetektors

Ein Halbleiter-Photodetektor besteht -wie bereits in Abschnitt 1.3.2 erwähnt- aus einer Halbleitergrenzschicht zwischen p- und n-dotiertem Material. Die Photodiode wird dabei

in Sperrichtung betrieben. Bestrahlt man die Sperrschicht, die im unbeschalteten Zustand keine freien Ladungsträger aufweist, mit Licht geeigneter Wellenlänge $(h\nu \ge E_{Gap})$, so werden Valenzelektronen angeregt und ins Leitungsband angehoben. Entsprechendes gilt für Löcher. Durch Bestrahlung entstehen somit in der Sperrschicht freie Elektronen und Löcher, die aufgrund der Potentialdifferenz von der Sperrschicht weg zu den äußeren Kontaktstellen driften. Über einen äußeren Stromkreis lässt sich der so entstandene *Photostrom* nachweisen. Da bei steigender Lichtleistung die Erzeugungsrate der Elektron-Loch-Kombination ansteigt, ist die Höhe des Photostroms proportional zur einfallenden Lichtintensität.

2.2.2 Elekro-optische Kennlinie

Für sämtliche folgenden Messungen ist die genaue Kenntnis der Photodiodenkennlinie unerlässlich, denn nur so lässt sich aus dem Photostrom die eingestrahlte Leistung bestimmen. Von viel größerer Wichtigkeit ist jedoch, darauf zu achten, dass der Proportionalbereich des Detektors nicht verlassen wird. In Abbildung 2.4 wurden Kennlinien für $U_{Sperr} = \{6 \text{ V}, 10 \text{ V}, 15 \text{ V}, 20 \text{ V}\}$ aufgenommen. Man sieht deutlich, dass der Detektor bis



ca. 8 mW unabhängig von der angelegten Sperrspannung linear auf die einfallende Lichtleistung reagiert. Der hier sichtbare Sättigungseffekt wird folgendermaßen verursacht: Die Photodiode ist intern in Serie mit einem Widerstand geschaltet (siehe hierzu Abbildung 2.5), sodass aufgrund der Maschenregel gilt: $U_{BIAS} = U_{Sperr} + U_{Int}$. Bei Erhöhung der einfallenden Lichtleistung wird der Spannungsabfall an dem internen Widerstand immer größer, was gleichzeitig die Sperrspannung herabsetzt. Sinkt der Spannungsabfall über der Photodiode unter die sogenannte *built-in-Spannung*, so können die Ladungsträger aus der Sperrschicht nicht mehr "abgesaugt" werden, was zur Folge hat, dass der Photostrom nicht weiter ansteigt.



Die Steigung des linearen Kennlinienabschnitts bei 6 V Sperrspannung ergibt sich durch lineare Regression zu: m = 0, 45 A/W. Sie gibt die Detektoreffizienz an, d.h. $DE = \frac{I_{Photo}}{P_{Licht}}$. Außerhalb des Sättigungsbereichs hängt DE nur von der Wellenlänge des einfallenden Lichts ab (siehe hierzu Abbildung 2.6).



Die ermittelte Differenz zwischen der experimentell bestimmten Detektoreffizienz und der Herstellerangabe ist mit 11 % gering und, da absolute Leistungswerte irrelevant sind, somit unerheblich. Aufgrund der Kennlinie wäre der Photostrom bei konstanter Wellenlänge theoretisch unabhängig von Schwankungen der Sperrspannungsquelle direkt proportional zur einfallenden Lichtleistung. Allerdings stellt die in Sperrrichtung betriebene Photodiode eine Kapazität mit Hochpass-Verhalten dar. Demzufolge können schnelle Fluktuationen der Spannungsquelle auf das Messsignal übergreifen.

2.2.3 Das Rauschverhalten des Detektors

Um das Rauschverhalten des Detektors untersuchen zu können, ist eine stabile Referenzlichtquelle nötig. Versuche eine solche mit der im letzten Abschnitt erwähnten Referenzspannungsquelle und einer LED zu konstruieren, schlugen fehl, da die LED als Massenartikel nicht für solch hohe Anforderungen konzipiert ist. Andere verfügbare Lichtquellen, wie

z.B. Halogenlampen kommen als Referenzlichtquelle ebensowenig in Betracht, da deren Abstrahlwinkel sehr groß ist und sie außerdem in dem hier benötigten infraroten Bereich nicht mit genügender Leistung emittieren. Somit bleibt als Referenz nur der Dunkelstrom. Dieser wird durch die thermische Bewegung der Elektronen in der Sperrschicht erzeugt. Durch thermische Anregung können einige der Elektronen ins Leitungsband gelangen und so den aufgrund der Ladungsquantisierung statistisch fluktuierenden Dunkelstrom erzeugen. Der RMS-Rauschpegel dieses Stroms ist gegeben durch: $I_{noise} = \sqrt{2 \cdot e \cdot I_0 \cdot \Delta f}$ [HH92]. Dabei bezeichnet e die Elementarladung, Δf die Bandbreite des Messsystems und I_0 der Strom, der das Schrot-Rauschen verursacht. Der vom Hersteller angegebene Dunkelstrom von 10 nA lässt sich mit diesem ADC jedoch nicht nachweisen, da externe Störquellen gegenüber dem aus dem Dunkelstrom resultierenden Schrot-Rauschen dominieren. Eine Dunkelstrommessung mit einem 1 k Ω -Messwiderstand macht dies deutlich. Das in Abbildung 2.7 gezeigte Histogramm (1 kS/s bei 5 min Messzeit im \pm 500 mV-Messbereich) der Messdaten weist eine absolute Schwankungsbreite (1σ) von $6 \cdot 10^{-5}$ auf. Im Vergleich zur ADC-Genauigkeit ist diese Schwankung unbedeutend größer, sodass hier im wesentlichen andere externe Störeinflüsse sichtbar werden.



Mit diesem Messsystem lässt sich daher der Rauschpegel der Photodiode nicht nachweisen, sodass die Auflösung des kompletten Messsystems durch äußere Einflüsse limitiert wird. Die endgültige Detektionsauflösung beträgt somit in dem ab jetzt ausschließlich verwendeten ± 5 V-Messbereich $6 \cdot 10^{-5}$. Um ein Übergreifen der Schwankungen der Spannungsversorgung in den Photostrom durch kapazitive Kopplung durch die Sperrschicht zu minimieren, ist es dennoch von Vorteil eine möglichst rauscharme Spannungsquelle zu verwenden. Die vom Hersteller vorgesehene 12 V-Alkaline-Batterie ist jedoch wegen ihrer geringen Kapazität von 50 mAh nicht geeignet. Sie wurde daher gegen den bereits eingesetzten 6 V-Blei-Gel-Akkumulator (10 Ah) getauscht.

3.1 Die optische Bank

Das derzeit am Elektronenbeschleuniger eingesetzte Laser-System wurde in [Zal98] als MOPA-System (Master-Oscillator-Power-Amplifier) nach einer Idee von [Poe95] entwickelt und realisiert. Seit dessen Inbetriebnahme musste das Halbleitermedium für den Laser-Verstärker innerhalb von 4 Jahren 2-mal wegen Totalausfall ausgetauscht werden. Der Hersteller (SDL) wurde zwischenzeitlich von JDS-Uniphase aufgekauft. Seitdem wird dieses Laser-System nicht mehr unterstützt, ebensowenig werden Ersatzteile angeboten. Als "ständiges Provisorium" wird die polarisierte Elektronenquelle seitdem mit unverstärkten leistungsoptimierten Laserdioden betrieben. In Abbildung 3.1 ist der optische Aufbau des aktuellen Laser-Systems dargestellt.



Es wurde auf einer horizontalen und einer vertikalen optischen Bank aufgebaut, in der Abbildung 3.1 ist der vertikale Aufbau grau unterlegt. Auf der horizontalen Bank befindet sich der Seed-Laser, der in einer von Herrn Tioukine entwickelten Halterung montiert

ist, die Einkoppelspiegel für den optischen Verstärker, sowie ein Auskoppelspiegel, der den Strahl in die vertikale optische Bank lenkt. In der vertikalen Bank befindet sich ein LCD-Abschwächer, der die Lichtleistung unabhängig vom Laserdiodenstrom verändern kann, eine Pockelszelle, die den benötigten Helizitätswechsel ermöglicht, und schließlich eine Fokussierungsoptik, die für einen optimalen Strahlfleck am Photokathodenort sorgt. Die zunächst vorhandenen Stabilitätsprobleme konnten teilweise durch Installation einer Temperaturregelung behoben werden. Später wurde von Frank Fichtner eine Strahlstromregelung konstruiert, die allerdings, wie später in Abschnitt 3.5 erläutert wird, noch genügend Raum für Verbesserungen lässt. Da ein Halbleiter-Laser trotz seiner Kleinheit ein sehr komplexes System darstellt, ist sein richtiges Betreiben nicht so trivial wie es auf den ersten Blick erscheinen mag. Im nun folgenden Abschnitt werden in einer Übersicht die wichtigsten Effekte und deren Auswirkungen auf den Laser-Output dargestellt.

3.2 Laser-Dioden Charakteristika

3.2.1 Einfluss der Injektionsstromstärke auf die Ausgangsleistung

In Abschnitt 1.3.2 wurde erörtert, dass der Inversionszustand nur durch eine genügend große vom Halbleiteraufbau abhängige Injektionsstromdichte erreicht werden kann. Wird die Stromstärke über diese benötigte Schwellstromstärke erhöht, so wird diese zusätzlich zugeführte Energie direkt in Laserlicht umgesetzt, was zu einer linearen Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Injektionsstromdichte führt. Allerdings lässt sich die Ausgangsleistung nicht beliebig erhöhen, denn durch die immer weiter steigende Leistungsdichte würde das Halbleitermaterial bei der Zerstörschwelle thermisch überlastet werden. Demzufolge sieht der Graph $P_{Laser}(I_{Injek})$, den man auch elektro-optische Kennlinie nennt, wie in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt aus.



3.2.2 Einfluss der Kristalltemperatur auf die Ausgangsleistung

Der Inversionszustand hängt von den Energieverhältnissen zwischen Leitungsband, Valenzband und Fermienergie ab. Letztere ist jedoch unter anderem durch die Temperatur festgelegt, sodass der Inversionszustand mit sinkender Temperatur zunimmt. Da Inversion und Verstärkung proportional zueinander sind, folgt schlussendlich, Gleichung 3.1 [SDL96],

$$j_{Schwell}|_{T_2} = j_{Schwell}|_{T_1} \cdot \exp\left(\frac{T_2 - T_1}{T_0}\right)$$
 (3.1)

in der T_0 einen Skalierungsfaktor (ca. 130 K für Quantum-well-Dioden) bedeutet. Anschaulich bedeutet das, dass sich die elektro-optische Kennlinie mit sinkender Temperatur $(T_2 > T_1)$ zu niedrigeren Strömen verschiebt.



3.2.3 Einfluss der Kristalltemperatur auf die Ausgangswellenlänge

Eine Änderung der Kristalltemperatur bewirkt einerseits, wie oben bereits erwähnt, eine Verschiebung der Leitungs- und Valenzbandkanten und führt somit zu einer Änderung der Bandlücke und damit letztendlich zu einer Wellenlängenänderung der emittierten Photonen. Andererseits wird durch Temperaturänderung zusätzlich der Brechungsindex der Laser-Cavity beeinflusst. Dies wiederum ändert die optische Weglänge in der Laser-Diode, was zu einer geänderten Modenstruktur und letztendlich zu einer sprunghaft geänderten Zentralwellenlänge führt. Da beide Effekte gemeinsam auftreten, ergibt sich die in Abbildung 3.4¹ dargestellte prinzipielle Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur.

¹Der dargestellte Verlauf bezieht sich ursprünglich auf Bleisalz-Kristalllaser. Dieser Lasertyp ist aber ähnlich dem in dieser Arbeit verwendeten GaAs-Typ aufgebaut, sodass das prinzipielle Verhalten mit Skalenfaktoren auf den GaAs-Typ übertragen werden kann.



3.2.4 Einfluss des Laser-Dioden-Stroms (dc und rf) auf die zeitliche Pulsform

Da bereits in [Wie01] Untersuchungen hierzu angestellt wurden, werden an dieser Stelle lediglich die Ergebnisse (siehe Abbildung 3.5 dargestellt: Bei Laser-Diodenströmen knapp überhalb der Laserschwelle sind die Laser-Pulse von schlechter Qualität, d.h. der Offset ist recht hoch und die Halbwertsbreite groß (> 60 ps FWHM). Bei steigenden Laser-Strömen verbessert sich die Qualität und wird ab einer mittleren Ausgangsleistung von etwa 40 mW wieder schlechter. Dies bedeutet, dass bei weiterer Erhöhung der Ausgangsleistung die Pulsqualität inakzeptabel schlecht wird. Die gewünschte Leistungssteigerung bei gleichzeitig konstant guter Pulsqualität lässt sich daher nur über eine optische Verstärkung des gepulsten Laserstrahls erreichen (siehe hierzu auch Abschnitt 3.4.2).



3.3 Die Stromversorgung

Die Laserdiode wird von einem Laserdiodentreiber² versorgt. Halbleiterlaserdioden reagieren extrem empfindlich auf falsche Betriebsparameter wie statische Aufladungen, zu hoher Diodenstrom, zu hohe Diodenspannung, falsche Polarität. Um die Zerstörung der Laserdiode durch die genannten Ursachen zu verhindern, schließt das Netzteil im ausgeschalteten Zustand die Diode kurz. Des Weiteren kann man Maximalwerte für die Betriebsspannung und den Diodenstrom festlegen. Interne Schutzschaltungen sorgen dann dafür, dass die eingestellten Werte nicht überschritten werden. Solange die Laserdiode nicht vom Netzteil getrennt wird und die richtigen Parameter eingestellt wurden, ist die Diode geschützt. Für Arbeiten an der unbeschalteten Laserdiode ist daher zusätzlicher Schutz in Form eines geerdeten Anti-Statik-Armbandes unumgänglich. Um einen Pulsbetrieb der Laserdiode zu erreichen, wird das so genannte Gain-Switching-Verfahren angewandt. Bei diesem Verfahren wird der Diodenstrom im Takt der gewünschten Pulsfrequenz moduliert. Durch den hochgradig nichtlinearen Rückkopplungsmechanismus werden ab einer gewissen Ladungsträgerdichte die gesamten in der aktiven Zone befindlichen Ladungsträger durch stimulierte Emission innerhalb weniger Pikosekunden abgebaut. Dies bestätigen Computersimulationen mit Hilfe der Einmoden-Ratengleichungen [AEvH⁺98]. Nachdem der Puls abgeklungen ist, baut sich relativ langsam der Inversionszustand wieder auf. In dieser Zeit ist keine stimulierte Emission und damit auch kein Laser-Betrieb möglich. Vor dem Erscheinen des nächsten Pulses ist die Inversion erreicht und die Diode für den nächsten Puls bereit. Die Pulsform und -dauer hängt empfindlich von dem gewählten DC-Strom und der eingekoppelten Hochfrequenzleistung ab. Es ist also nötig, die HF-Leistung, die HF-Phasenlage und die Last-Impedanz anzupassen (siehe hierzu [Zal98]).

Der nachfolgend diskutierte Aufbau der HF-Versorgung ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Im Testquellenlabor werden durch eine Verteilerbox 4 MAMI-HF-Master-



Signalleitungen zur Verfügung gestellt. Eine davon dient der HF-Ansteuerung des Seed-Lasers. Da der Pegel aus der Verteilerbox für die direkte Ansteuerung der Laser-Diode nicht ausreicht, wird das Signal mit Hilfe eines HF-Leistungsverstärkers³ angehoben. Um

²Modell SDL 800, Firma SDL

³Modell BLA 245-2, Firma Helmut Bonn GmbH

Reflexionen zurück in den HF-Versorgungszweig zu verhindern, befindet sich ein Zirkulator vor dem Verstärkereingang. Am Anschluss 1 des Zirkulators wird das Eingangssignal zugeführt, die vorlaufende HF-Leistung liegt am Anschluss 2 an. Leistung, die von Anschluss 2 in Richtung Anschluss 1 läuft, wird vom Zirkulator an den Anschluss 3 umgeleitet. Durch Verschieben eines reflektierenden Dielektrikums in einem Hohlleiter verkürzt bzw. verlängert man die Laufzeit des zurücklaufenden Signals, sodass sich die Phasendifferenz zwischen eingekoppeltem und reflektiertem Signal analog zur Position des Dielektrikums ändert. Zusammen mit dem Zirkulator lässt sich so die Phasenlage des HF-Signals verändern. Anschließend wird die Leistung mit Abschwächern auf den gewünschten Wert herabgesetzt. Der Verstärkerausgang ist -wie die HF-Verteilerbox- mit einem Zirkulator gegen rücklaufende HF-Leistung geschützt. Um die HF-Versorgung an die Impedanz der Laserdiode anzupassen, wird ein double stub tuner verwendet. Dabei handelt es sich um einen Wellenleiter, dessen Impedanz durch das Herein- und Herausdrehen von zwei Schrauben variiert werden kann. Danach folgt ein Richtkoppler, der die Vorlaufleistung um 20 dB abgeschwächt für Diagnosezwecke auskoppelt. Am daran anschließenden Bias-Tee werden der DC- und der HF-Zweig der Stromversorgung zu einem Signal vereint und dann zur Laser-Diode geführt. Um ein Übergreifen des HF-Signals in den DC-Ast und umgekehrt zu vermeiden, ist der DC-Eingang induktiv (was einem Tiefpassverhalten entspricht) und der HF-Eingang kapazitiv (entspricht Hochpass) an das Bias-Tee gekoppelt.

3.4 Messergebnisse

3.4.1 Stabilität der Ausgangsleistung

Um die Ausgangsleistung messen zu können, wurde in den Strahlengang eine dünne Glasplatte unter einem Winkel von 45° eingefügt. Die so ausgekoppelte Lichtleistung, wird von dem in Abschnitt 2.2 untersuchten Photodetektor nachgewiesen. Der Photostrom wird in eine Spannung umgewandelt und mit Hilfe des in Kapitel 2.1 diskutierten ADC-Systems digitalisiert und aufgezeichnet.

Da die Laser-Ausgangsleistung eine Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung sowie der Betriebstemperatur ist, wirken sich Schwankungen in diesen Größen selbstredend auf die Ausgangsleistung aus. Aufgrund des thermischen Kontakts des Lasergehäuses mit der Laborluft, ist die Gehäusetemperatur den Raumtemperaturschwankungen unterworfen. Da außer der Ausgangsleistung auch die Wellenlänge des Lasers temperaturabhängig ist, wurde vom Elektronik-Labor des Instituts für Physik eine elektronische Temperaturregelung entwickelt. Dabei wird der Kollimationstubus der Laserdiode mit einer Aluminiumhalterung thermisch verbunden. Die Halterung⁴ ist durch einen Edelstahlzylinder von der optischen Bank thermisch isoliert und bietet die Möglichkeit zur Aufnahme eines Temperaturfühlers und zweier Peltier-Elemente. Die momentane Temperatur wird von einem Thermowiderstand ⁵, der ein DIN-spezifiziertes Temperaturverhalten aufweist, gemessen

⁴Diese Halterung wurde von Herrn Tioukine entwickelt.

 $^{^{5}}$ Typ PT100

und von dem Regelsystem mit dem eingestellten Soll-Wert verglichen. Das Regelsystem erzeugt basierend auf der Abweichung ein Korrektursignal, das die Peltier-Elemente versorgt und so die Abweichung korrigiert.

Eine Langzeitmessung der Laserausgangsleistung ergab die in Abbildung 3.7 dargestellte Häufigkeitsverteilung der Messwerte (die sichtbaren Lücken im Histogramm haben ihre Ursache in der Einteilung der Messwerte in Intervalle; bei entsprechender Vergrößerung verschwinden die Lücken). Die relative Schwankung liegt im cw-Betrieb bei 0.28% und



0,27% im Pulsbetrieb. Dies ist erfreulicherweise außerordentlich gering und würde bereits die in Abschnitt 1.2 gestellte Forderung bezüglich der Stabilität um den Faktor 5 unterbieten. Allerdings werden durch äußere Einflüsse, wie bereits erwähnt, dem erzeugten Elektronenstrahl deutlich höhere Fluktuationen aufgeprägt, sodass die oben erwähnte Strahlstromregelung keineswegs ad adcta gelegt werden kann.

3.4.2 Vermessung der Laser-Pulse

Die zeitliche Pulslänge lässt sich auf zwei Arten vermessen:

- mit einem schnellen Photodetektor und schnellem Sample-Oszilloskop
- mit Hilfe des Chopper-Systems an MAMI

Das schnellste im Institut vorhandene Oszilloskop besitzt eine Anstiegszeit von 35 ps und ist somit für die Analyse der ca. 20 ps langen Laserpulse ungeeignet. Daher wurde die Pulslänge mit dem Chopper-System bestimmt.

Dabei wird der Laser-Puls nicht direkt vermessen, sondern indirekt über das mit dem Laserpuls aus einer geeigneten Photokathode erzeugte Elektronenpulsprofil. Mit einer speziellen Photokathode⁶, deren zeitliche Halbwertsbreite bei Impulsanregung genügend klein ist

 $^{^{6}}$ Typ strained layer Kathode mit 150 nm dicker aktiver Zone [DAA⁺96]

(< 1, 5 ps nach [Wei04]) wird ein Elektronenstrahl generiert, dessen zeitlicher Intensitätsverlauf in erster Näherung der Laser-Intensität folgt. Durch die Analyse des Elektronenstrahls mittels des am Beschleuniger und an der Testquelle vorhandenen Chopper-Systems kann somit auf die Zeitstruktur des Laser-Pulses rückgeschlossen werden. Dabei ist die apparative Zeitauflösung konstruktionsbedingt auf 2,5 ps limitiert ([ASD+03]). Der Chopper des Beschleunigers besteht im Wesentlichen aus einem rotierenden Magnetfeld, dessen Umlauffrequenz mit der MAMI-Grundfrequenz übereinstimmt. Dadurch wird die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls auf eine Kreisbahn abgebildet. Eine Blende variabler Öffnung wird so auf der Kreisbahn montiert, dass sie einen schmalen Phasenbereich des Elektronenstrahlpulses passieren lässt (siehe Abbildung 3.8). Mit Hilfe des Phasenschiebers



im HF-Versorgungsteil des Lasers lässt sich die Phasendifferenz zwischen Elektronenpuls und Chopper-System verändern. Durch Messung des durch das Chopper-System transmittierten Elektronenstroms kann man den Elektronenpuls bei diskreten Phasendifferenzen abtasten. Durch die simple Zeit-Ort-Transformation kann man nach Gleichung 3.2 die Phasenunterschiede in Zeitdifferenzen umrechnen und erhält so Informationen über die zeitliche Struktur des Elektronenpulses.

$$\Delta t = k \cdot \Delta \phi; \quad \text{mit } k = \frac{1}{f_0 \cdot 360^\circ} \quad \text{und } f_0 = 2449, 53 \text{ MHz}$$
 (3.2)

Man erhält auf diese Weise das in Abbildung 3.9 gezeigte Pulsprofil mit einer Pulsbreite von 36 ps (FWHM), was in guter Übereinstimmung mit [Zal98] ist.



3.4.3 Vermessung des Laserflecks

Um eine Aussage über die Strahlbreite machen zu können, muss der Laserspot im Fokus des Einkoppelteleskops vermessen werden. Da an PKAN dieser Fokus auf der Photokathodenoberfläche im Vakuum liegt, lässt sich der Spot unter realen Betriebsbedingungen nicht vermessen. Daher wurde mit Hilfe einer kurz- und einer langbrennweitigen Sammellinse das Einkoppelteleskop von PKAN nachgebaut. Der Laserstrahl-Fokus liegt dabei 1,7 m von der letzten Sammellinse des Teleskops entfernt. In der Fokalebene wird eine Lochblende (ein sogenanntes pinhole) mit 25 µm Lochdurchmesser platziert. Die horizontale und vertikale Position des pinholes lässt sich über Mikrometerschrauben einstellen. Misst man die durch das pinhole transmittierte Lichtleistung bei unterschiedlichen Lochpositionen, so erhält man -unter der hier erfüllten Voraussetzung, dass der Laserspot größer als der pinhole-Durchmesser ist- das Strahlprofil. Dies wurde im c.w.-Betrieb der Laserdiode bei einer Ausgangsleistung von $P_{Laser} = 33 \text{ mW}$ in horizontaler und vertikaler Richtung durchgeführt. Dabei erhält man die in Abbildung 3.10 dargestellten Strahlprofile. Die $1/e^2$ -Breite beträgt in horizontaler Richtung 359 µm und 248 µm in der Vertikalen. Das Strahlprofil des Seed-Lasers weist keine Anomalien auf. Die unterschiedliche Ausdehnung in X- und Z-Richtung ist nicht weiter verwunderlich, da die Laserdiode in diesen beiden Richtungen unterschiedliche Abstrahlcharakteristika aufweist.



3.5 Die aktuelle Strahlstromstabilisierung

Aufgrund der Ausführungen in Abschnitt 3.2 lässt sich die Laserausgangsleistung nur durch Variation des Seed-Stroms und der Lichtleistung direkt sinnvoll beeinflussen. Für die für jede Strahlzeit nötige Strahloptimierung ist es erforderlich, die Lichtintensität möglichst linear und in einem weiten Bereich einstellen zu können. Da stimulierte Emission erst ab einem Schwellstrom von ca. 25mA einsetzt, steigt die Ausgangsleistung sehr plötzlich an. Daher wurde in den Strahlengang ein LCD-Abschwächer integriert, sodass die Lichtleistung annähernd linear variiert werden kann. Für eine Strahlstromstabilisierung eignet sich der Flüssigkristallabschwächer allerdings nur sehr eingeschränkt, da aufgrund der langsamen Neuordnung der Kristallmoleküle die Reaktionszeit 20 - 30 ms beträgt. Gegenüber Pockelszellen, die über eine wesentlich höhere Bandbreite (einige MHz)verfügen, haben LCD's jedoch den Vorteil, dass sie mit einer sehr viel geringeren Versorgungsspannung betrieben werden (5 V für LCD's, einige kV für Pockelszellen). Für die Regelung verwendet man daher den LCD-Abschwächer für langsame Intensitätsschwankungen, während man für schnelle Störungen den DC-Bias des Diodenstroms moduliert (siehe Abbildung 3.11).

Wie [Wie01] zeigen konnte, wirkt sich allerdings die Wahl des DC-Bias und der Eingangs-HF-Leistung auf die Pulsform und -breite aus. Somit stellt der zurzeit verwendete Regelkreis, nicht die optimale Lösung dar. Besser wäre, die Lichtleistung auf rein optischem Wege einzustellen, sodass sämtliche Betriebsparameter der Laser-Diode -einmal optimiertnicht mehr geändert werden.



4.1 Die Problematik

Wie in Kapitel 3.4.1 deutlich wurde, ist das derzeit verwendete Laser-System erstaunlich stabil – selbst ohne Strahlstromstabilisierung. Leider ist jedoch ein intensitätsstabiles Lasersystem nicht hinreichend für die Erzeugung eines intensitätsstabilen Strahlstroms. Für zusätzliche Modulationen des Strahlstroms sind im Wesentlichen die beiden nachfolgend genannten Effekte verantwortlich.

- Wellenlängenabhänigigkeit der Quantenausbeute der Photokathoden: Aufgrund von Schwankungen externer und interner Parameter können leicht Wellenlängenänderungen von einigen 0,1 nm hervorgerufen werden. Die Quantenausbeute der Photokathoden ist extrem empfindlich auf Wellenlängenänderungen¹. Somit ruft die oben genannte Wellenlängenänderung von 0,1 nm Stromschwankungen von ca. 2 % hervor, was weit außerhalb der in Abschnitt 1.2 gestellten Anforderungen ist.
- externe Störmagnetfelder: Durch diverse Störmagnetfelder entstehen in der Injektionssektion INT0 zeitlich variierende Strahlverluste von ca. 1%. Aus diesem Grund können -selbst bei stabilem Quellenstrom- Strahlstromschwankungen von einigen Promille auftreten.

Somit benötigt man zwingend eine Regelung auf den Strahlstrom.

Momentan wird als Laser-Quelle eine leistungsoptimierte Laserdiode eingesetzt, die lediglich einen Faktor 2 an Leistungsreserven bereithält. Für den neuen Regelkreis soll zusätzlich zum LCD-Abschwächer der optische Modulator eingesetzt werden. Wegen der optischen Kennlinie des Modulators geht an ihm die Hälfte der Eingangslichtleistung verloren (siehe hierzu in Abschnitt 3.4.1 Abbildung 4.4). Die momentan verfügbare Laserleistung würde dafür nicht mehr ausreichen. Die derzeit eingesetzte Laserdiode wurde von [Wie01] eingehend untersucht und hat sich jahrelang im Beschleunigerbetrieb bewährt. Es wäre also vorteilhaft, den Output der jetzigen Laserdiode auf optischem Wege zu verstärken. Zu diesem Zweck wurde im Jahre 2002 von der Firma Toptica ein neues Laserverstärkersystem erworben. Es ist vom Hersteller jedoch nicht für den Pulsbetrieb vorgesehen. Es bedarf somit eingehender Untersuchungen im Hinblick auf die Tauglichkeit als Lasersystem für MAMI.

 $^{^1 \}mathrm{Typischerweise}$ ändert sich die Quantenausbeute um den Faktor 2 bei $\Delta \lambda = 10 \ \mathrm{nm}$

4.2 Das Toptica Master-Oszillator-Tapered-Amplifier-Laser-System

Das Toptica-Laser-System ² besteht -wie oben schon angedeutet- aus einem Seed-Laser und einem Laser-Verstärker-Chip. Der Seed-Laser dient dabei als Pumpquelle für den Laser-Verstärker. Das gesamte Laser-System wurde in ein $33 \times 21 \times 10$ cm³ großes Metallgehäuse eingebaut (siehe Abbildung 4.1). Die Seed-Laserdiode wird mit einem externen Gitter in der sogenanten Littrow-Anordnung betrieben. Der Winkel zwischen Diode und Gitter lässt sich mit einer Mikrometerschraube grob und einem Piezokristall fein einstellen, sodass das Gitter als frequenzselektives Element arbeitet. Damit lässt sich die Wellenlänge des Seed-Lasers im Bereich von 803 - 820 nm einstellen. Der Seed-Laser ist auf einen massiven Kupferblock montiert, dessen Temperatur durch ein 50×50 mm² großes Peltier-Element geregelt wird. Um Reflexionen der Lichtleistung aus dem Verstärkerchip zurück in den Seed-Laser zu verhindern, sind die beiden Laser durch einen optischen Isolator³ (zur Funktionsweise siehe Abschnitt 1.4.2) voneinander entkoppelt. Der Laserfleck



des Seed-Lasers muss die Eintrittsöffnung des Verstärkerchips sowohl genau senkrecht als auch exakt mittig treffen, eine Abweichung um einige Mikrometer genügt, um die Güte der Einkoppelung dramatisch zu verschlechtern. Es ist also eine Einkoppeloptik nötig, um Dejustierungen z.B. durch den Transport oder durch Materialausdehnung aufgrund von Temperaturschwankungen korrigieren zu können. Um den Ort und den Einfallswinkel des Seed-Laserstrahls einzustellen, benötigt man zwei unabhängig voneinander verkippbare Spiegel, die um zwei senkrechte Achsen verkippbar sind. Durch gleichzeitiges Drehen

²Modell: SYS TA 810, Firma: Toptica

³Modell: FR810TS, Firma: Linos

beider Spiegel um den gleichen Winkel erreicht man eine Parallelverschiebung des ausfallenden Strahls; durch Drehen eines Spiegels bei festgehaltenem zweiten Spiegel lässt sich der Auftreffwinkel einstellen (siehe Abbildung 4.2). Polar- und Azimutwinkel lassen



sich unabhängig voneinander einstellen, sodass man die für die Einkopplung benötigten 4 Freiheitsgrade erhält. Die Polarisationsrichtung des nahezu vollständig linear polarisierten Seed-Lasers wird mit Hilfe einer Halbwellenplatte an die Polarisationsrichtung des Verstärkers angepasst. Um eine optimale Ausnutzung des gesamten Verstärkermaterials zu erreichen, wird der Seed-Laserstrahl auf die Eintrittsöffnung des Verstärkers mit einer Kollimationsoptik fokussiert. Die nachfolgende Optik, bündelt den stark divergenten und verstärkten Laserstrahl zu einem Strahl mit geringer Divergenz. Der Verstärker wird durch einen optischen Isolator⁴ ausgangsseitig geschützt. Um thermische Drift der sehr empfindlichen Einkopplung zu minimieren, wurde der Verstärkerchip und die Kollimationsoptiken zusammen in einen massiven Kupferblock integriert, dessen Temperatur unabhängig von der Seed-Temperatur geregelt wird. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten technischen Daten des Toptica-Laser-Systems zusammengefasst.

max. Seed-Leistung	60 mW
Wellenlänge Seed-Laser	814 nm
max. Verstärkerausgangsleistung	500 mW
Wellenlänge Verstärker	800 nm
10 dB-Verstärkungsbandbreite	39 nm
Wellenlängenbereich Seed-Laser	$799-832\;\mathrm{nm}$

Tabelle 4.1: technische Daten des Toptica-Laser-Systems

⁴Modell: FR800, Firma: Gsänger, Typ: Einfach-Isolator

4.3 Die zusätzlichen Anforderungen

Das Laser-System ist vom Hersteller nicht für den Pulsbetrieb ausgelegt. Da die Pulsbarkeit nach Abschnitt 1.2 jedoch zwingend erforderlich ist, muss der Seed-Laser ersetzt werden. Andererseits wäre es hilfreich, einen wellenlängenabstimmbaren Laser für Photokathodentests zur Verfügung zu haben. Damit ließe sich leicht die optimale Arbeitswellenlänge bestimmen, denn die Polarisationsspektren und Quantenausbeuten für unterschiedliche Photokathodentypen variieren mit der Wellenlänge des einfallenden Lichts. Zusätzlich zu den in Abschnitt 1.2 gestellten ergeben sich folgende weitere Anforderungen an das neue Laser-System:

- Integration des abstimmbaren Diodenlasers in das System
- Intensitätsregelung auf rein optischem Weg
- Verwendung des Seed-Lasers ohne Verstärker (zur Schonung des Verstärker-Chips für "genügsame" Experimente)

4.4 Der prinzipielle Aufbau

Nach den Ausführungen des letzten Abschnittes steht fest, dass das Toptica-Laser-System im Auslieferungszustand nicht alle Kriterien für den Betrieb der Quelle polarisierter Elektronen erfüllt. Um es dennoch einsetzen zu können, bedarf es einiger Modifikationen. Ein Pulsbetrieb ist nur mit der derzeit eingesetzten SDL-Laser-Diode möglich, von daher wird sie als Seed-Laser für den Verstärker verwendet. Alternativ hierzu soll unverstärkter Laserbetrieb der SDL-Diode möglich sein. Als Diagnose-Laser soll der durchstimmbare Toptica-Seed-Laser -unverstärkt- in das neue System integriert werden. Das neue System beinhaltet somit 3 Strahlwege, deren gemeinsamer Endpunkt auf der Photokathode der polarisierten Elektronenquelle liegt:

- Strahlweg 1: Pulsbetrieb verstärkt, rein optische Regelung
- Strahlweg 2: Pulsbetrieb unverstärkt, ungeregelt
- Strahlweg 3: Diagnosebetrieb wellenlängenvariabler CW-Betrieb, unverstärkt, ungeregelt

4.5 Der Umbau

4.5.1 Realisierung der Strahlwege

Aufgrund der kompakten Bauweise des Toptica-Laser-Systems, ist es nicht möglich, beide Seed-Laserdioden in dem Gehäuse unterzubringen. Somit wurde die SDL-Laser-Diode außerhalb des Toptica-Gehäuses aufgebaut, während der Toptica-Seed-Laser im Gehäuse an

seinem ursprünglichen Platz verbleibt. Aus Platzmangel werden die Einkoppeloptik, sowie der Isolator, der den Seed-Laser vom Verstärker entkoppelt, nach außen verlagert. Um eine Kollision der Strahlwege 1 und 3 zu verhindern, wurde ein Loch auf Höhe der Verstärkereintrittsöffnung in die Gehäusewand gebohrt und der SDL-Seed-Laser dementsprechend versetzt. Da der verstärkte Laserstrahl durch Wahl der Gehäuseposition räumlich fixiert ist, dient diese Achse als Referenz für die beiden anderen Strahlwege. Damit ist die Strahlebene festgelegt. Mit Hilfe von dichroitischen Spiegeln wird der Toptica-Seed-Laser außerhalb des Gehäuses um den Verstärker herum- und durch einen klappbaren Spiegel auf die Referenzachse geführt. Um den Strahlweg 2 zu realisieren, wird ein zweiter Klappspiegel vor dem Eingangsisolator installiert, der den SDL-Laserstrahl von dort an auf das letzte Teilstück des Strahlweges 3 führt. Direkt nach der Verstärkeraustrittsöffnung wurde eine Viertelwellenplatte, der optische Modulator und ein Ausgangspolarisator platziert. Diese 3 Elemente sorgen für die für die Strahlstromstabilisierung nötige Intensitätsmodulation. Abschließend werden die auf die Referenzachse vereinigten Strahlwege durch einen letzten Spiegel senkrecht aus der Ebene in die vertikale optische Bank geführt (siehe Abbildung 4.3). Alle für die Verstärkereinkoppelung relevanten optischen Elemente sind räumlich fi-



xiert und man kann durch simples Hinein- bzw. Herausklappen der beiden Klappspiegel sämtliche benötigten Strahlwege realisieren. Da die Klapphalterungen über einen präzis gefederten Mechanismus verfügen, ist eine Positionierungsgenauigkeit von 10 μ rad ⁵ gewährleistet. Somit ist eine Überlagerung der Endpunkte der 3 Strahlwege möglich. Durch diese Art des Umbaus sind nur unbedeutende Eingriffe in das Gehäuse des Toptica-Systems nötig. Man kann daher -falls es zukünftig nötig werden sollte- den ursprünglichen Zustand des Toptica-Systems leicht wieder herstellen.

Der gesamte Aufbau wurde auf ein Bread-Board mit den Maßen $1200 \times 300 \text{ mm}^2$ montiert. Der optische Modulator reagiert mit einem Außendurchmesser von 50 mm, einer

 $^{^5 {\}rm laut}$ Hersteller Thorlabs

Länge von 150 mm und einer Apertur von 3x3 mm² sehr empfindlich auf Justierungsfehler. Er benötigt deshalb eine fein einstellbare und stabile Haltevorrichtung. Für diesen Zweck wurde eine nicht mehr benötigte Quadrupol-Halterung (siehe hierzu [Ste93]) mit zwei Halteklammern versehen. Allerdings ist diese Halterung recht hoch, sodass dadurch die Strahlhöhe auf 115 mm festgelegt wird. Dementsprechend muss das Toptica-Gehäuse (mit einer Strahlhöhe von 51,5 mm) um 60 mm angehoben werden. Um die mechanische Stabilität des Verstärker-Gehäuses sicherzustellen, wurde in der mechanischen Werkstatt des Instituts eine massive Aluminiumplatte angefertigt, auf der das Gehäuse mit 4 Schrauben fixiert wird. Die Platte wird durch 4 Langlöcher an dem Bread-Board festgeschraubt. Die restlichen optischen Elemente wurden mit höhenverstellbaren Standfüßen auf der optischen Bank fixiert. Sämtliche Spiegel sind in spezielle Halterungen, die Verkippungen in horizontaler und vertikaler Richtung erlauben, gefasst.

4.6 Der neue Regelkreis

Bei optimaler Justierung des optischen Modulators lässt sich laut Hersteller ein Kontrast⁶ von 250:1 erreichen. Aufgrund nicht exakter Justierung sowie nicht vollständiger Linearpolarisation des verstärkten Laserstrahls liegt der hier erreichte Wert deutlich unter der Herstellerangabe, nämlich bei 29:1. Für die Regelung ist dieser Kontrast jedoch ausreichend (siehe Abschnitt 3.4.1).

Aufgrund der Ausführungen in Abschnitt 1.4.3 weist der Modulator eine cos²-förmige elektro-optische Kennlinie auf (siehe Messung in Abbildung 4.4). Zur Regelung ist der lineare Ast um den Wendepunkt herum optimal, da hier der gesamte Dynamikbereich des Modulators ausgeschöpft werden kann. Allerdings gehen dabei 50% der Laserausgangsleistung verloren, was jedoch kein Problem darstellt, da der Laser-Verstärker genügend Ausgangsleistung bietet.

Für einen Wechsel von minimaler zu maximaler Transmission ist, wie in Abbildung 4.4 ersichtlich, ein Spannungshub von 300 V erforderlich. Durch Wahl der Offset-Spannung lässt sich der Wendepunkt der Kennlinie verschieben. Allerdings wäre dazu eine zusätzliche Spannungsquelle nötig, die -selbstredend- eine weitere Rauschquelle darstellt. Um dies zu umgehen, wird eine Viertelwellenplatte eingesetzt, die das einfallende linear polarisierte Laserlicht in zirkularpolarisiertes umwandelt. Durch Drehen der $\lambda/4$ -Platte lässt sich so der Wendepunkt der Modulatorkennlinie entlang der "Spannungsachse" unter Vermeidung der (rauschenden Offset-Spannung) verschieben. Die derzeit an MAMI eingesetzte Strahlstromregelung liefert zur Zeit ein maximales Regelsignal in Höhe von ± 10 V. Somit muß dieser Signalpegel auf die für den optischen Modulator benötigten 150 V angehoben werden. Dies geschieht mit einer Hochspannungsverstärkerschaltung⁷, die in der Lage ist, Ausgangssignale bis ± 150 V bei einer Bandbreite von 300 kHz zu liefern. Die Beschaltung des Verstärkers ist dabei so ausgelegt, dass Eingangssignale um den Faktor 20

 $^{^6\}mathrm{Kontrast}$ ist das Verhältnis von maximalem zu minimalem Helligkeitspegel

⁷Herzstück dieser Schaltung ist der Hochspannungsverstärkerchip PA85 der Firma Apex



verstärkt werden. Die dafür nötige Versorgungsspannung von ± 150 V wird von zwei geregelten 300 V-Netzteilen⁸ geliefert. In dem in Abbildung 4.5 dargestellten Aufbau des neuen Regelkreises ist der Lichtstrahl als durchgezogener Pfeil, der Elektronenstrahl als gestrichelter Pfeil und der elektrische Signalweg als punktierte Linie gezeichnet. Da der



Strahlstrom des Elektronenstrahls stabilisiert werden soll, wird als Regelgröße das Messsignal des Phasen- und Intensitätsmonitors PIMO 14 an dem Injektionssystem INT0 der Regelelektronik zugeführt. Dabei werden zugunsten einer hohen Regelbandbreite unvermeidbare Verluste, die jedoch $< 10^{-3}$ sind und somit die Strahlstromstabilität nicht gefährden, auf dem Weg von INT0 und dem ca. 3 km entfernten Standort des Experiments in Kauf genommen. Der Reglerausgang steuert dann, nach Pegelanpassung durch den HV-Verstärker, den optischen Modulator. In einem Testexperiment wurde der Strahl bis zu einer Elektronenstrahl-Endenergie von 3,5 MeV beschleunigt. Mit Hilfe des Faraday-

⁸Modell TN 32-130, Firma Heinzinger

Cup-Signals⁹ wird zusätzlich zum PIMO 14-Signal der Strahlstrom überwacht, sodass eine vom Regelkreis unabhängige Kontrolle der Regelgröße möglich ist.

4.7 Messergebnisse

Im Folgenden werden die gewonnenen Erkenntnisse über das im letzten Abschnitt vorgestellte MOPA-Laser-System zusammengestellt und mit den Referenzmessungen mit dem derzeit eingesetzten Synchro-Laser-System der PKAN verglichen.

4.7.1 Das Kennlinienfeld des Verstärkers

Da der Verstärker den in Abschnitt 1.2 aufgeführten Bedürfnissen für MAMI angepasst wurde, müssen zunächst die Betriebsparameter vorsichtig angepasst werden. Um den Verstärker nicht zu überlasten, wurde im Folgenden das optische Kennlinienfeld aufgenommen. Da die Ausgangsleistung -sehr stark vereinfacht- eine Funktion der primären Eingangsgrößen Seed-Leistung und Verstärkerstrom ist, ergibt sich eine Schar von Kennlinien, das Kennlinienfeld. Mit Hilfe eines Power-Meters¹⁰ wurde die Ausgangsleistung des Verstärkers nach Verlassen des optischen Isolators registriert. In Abbildung 4.6 ist das aufgenommene Kennlinienfeld als 3-dimensionale Oberfläche dargestellt, dabei sind zur Verdeutlichung die Schnittkurven bei $I_{Amp} = const$ bzw. $P_{Seed} = const$ auf die entsprechenden Ebenen projeziert.



⁹Dies ist die nächste Möglichkeit zur Messung des Strahlstroms nach PIMO 14. Der Faraday-Cup befindet sich in ca. 15 m Entfernung von PIMO 14 nach der ersten Strahlauslenkung nach dem Injektor-Linearbeschleuniger.

¹⁰Coherent Fieldmaster GS. Dieses Lichtleistungsmessgerät kann durch Wechsel des Messkopfes Leistungen bis maximal 5 W messen.

Bei konstanter Seed-Leistung erhält man die Ausgangsleistung als Funktion des Verstärkerstroms. Die so erhaltene Kennlinie zeigt das gleiche Verhalten wie das einer Laser-Diode: Unterhalb des Schwellstroms findet keine Verstärkung statt, beim Schwellstrom ist der Inversionszustand erreicht, die Verstärker-Cavity wird transparent und jenseits des Schwellstroms tritt Verstärkung auf. Bei konstantem Amplifier-Strom kann man direkt das Verstärkungsverhalten beobachten: Unterhalb der Sättigungsleistung reagiert die Ausgangsleistung linear auf die eingekoppelte Seed-Leistung, die Steigung der Tangente an diesen Kennlinienzweig ist gleich dem Verstärkungsfaktor des Amplifiers. Oberhalb der Sättigungsleistung wurden alle im Leitungsband vorhandenen Elektronen abgeregt, sodass die Lichtausbeute bei steigender Eingangsleistung nicht weiter erhöht werden kann. Die überzähligen einfallenden Photonen regen statt den Elektronen nun Gitterschwingungen an, sodass sich der Verstärker-Kristall erwärmt. Bei zu hoher Eingangsleistung besteht somit Zerstörungsgefahr. Daher wurden bei ersten Anzeichen des Sättigungeffektes auch keine weiteren Messwerte aufgenommen. Zusammenfassend lässt sich sagen:

Der Verstärker zeigt kein atypisches Verhalten. Die maximale Eingangsleistung sollte $\leq 40 \text{ mW}$ sein. Der maximale Verstärkerstrom sollte $\leq 1, 5 \text{ A}$ sein. Anhand des Kennlinienfeldes (Abbildung 4.6) ist bei diesen Richtwerten das maximale Leistungsvermögen des Verstärkersystems nicht vollständig erreicht, sodass ein stabiler Langzeitbetrieb möglich sein sollte.

4.7.2 Strahlfleckgröße

Die Strahlfleckgröße wurde analog zur Referenzmessung in Abschnitt 3.4.3 durchgeführt, diesmal mit nachgeschaltetem Verstärker. Nachdem die Kollimationsoptik des Verstärkerausgangs optimal justiert wurde, wurde die Strahlbreite bei einem Verstärkerstrom von 1,5 A vermessen. In der Abbildung 4.7 ist das horizontale und vertikale Strahlprofil dargestellt.

Die Strahlbreiten $(1/e^2)$ des Verstärker-Outputs betragen 512 µm in horizontaler und 209 µm in vertikaler Richtung. Die Abweichungen von der Strahlbreite des Seed-Lasers sind mit maximal 45 % zwar nicht vernachlässigbar, aber wie im nächsten Abschnitt bei der Diskussion des Testbetriebs an MAMI deutlich wird, für den Einsatz am Beschleuniger geeignet.

4.7.3 Pulsbreite

Bei dem ersten Einsatz des neuen Laser-Systems traten Probleme beim Einschuss des Elektronenstrahls in RTM 2^{11} auf. Der Strahl ließ sich zwar fokussieren, allerdings traten ca. 10-fach höhere Strahlungswerte auf, als dies bei Normalbetrieb der Fall ist. Dies deutet auf Strahlverlust zwischen der Photokathode und RTM 2 hin. Als Ursache hierfür konnte die an diesem Tag fehlerhaft arbeitende HF-Ansteuerung identifiziert werden. In

¹¹RTM 2: Race Track Microtron 2; 2. Beschleunigerstufe, die Beschleunigung auf 179,5 MeV Endenergie erlaubt



einer zweiten Strahlzeit am 9.9.2004 konnten bei funktionierender HF-Versorgung insgesamt 3 Pulsprofile des Elektronenstrahls mit Hilfe des Chopper-Systems analog zur Referenzmessung in Abschnitt 3.4.2 aufgenommen werden. Bei der ersten Messung wurde bei einem Verstärker-Strom von $I_{Amp} = 1$ A in den Verstärker eine Seed-Laserleistung von 43 mW eingespeist. Der damit erzeugte Quellstrom betrug 15,3 µA. Abbildung 4.8 zeigt das so erzeugte Pulsprofil. Anschließend wurde die Seed-Leistung auf 26 mW reduziert



und bei 11,9 μ A Quellstrom erneut ein Pulsprofil aufgenommen. Durch Umschalten des optischen Modulators auf hohe Transmission wurde dann der maximal mögliche Quellstrom von 100 μ A eingestellt. Das so erhaltene Pulsprofil (Abbildung 4.9) weist nur eine

geringe Verbreiterung von 25 % auf bei leicht angehobenem Offset. Diese Verschlechterung der Pulsqualität ist jedoch auf Raumladungseffekte des Strahlstroms, die bei solch hohen räumlichen und zeitlichen Ladungsdichten entstehen, zurückzuführen. Legt man ein



zeitliches Akzeptanzfenster des Beschleunigers von 200 ps zugrunde, so werden bei niedrigem Strahlstrom (11, 9 µA) 98,1 % des Pulses in den Beschleuniger injiziert, während es beim Maximalstrahlstrom (100 µA) 97 % sind. Man sieht also, dass der Laser-Verstärker die Pulsqualität des Seed-Lasers innerhalb der Nachweismöglichkeit nicht beeinflusst. Die Ergebnisse zeigen, dass das Pulsverhalten des neuen Laser-Systems den Anforderungen voll und ganz genügt. Die Probleme während des ersten Strahltests am Beschleuniger sind somit auf technische Details zurückzuführen und, da diese längst behoben wurden, irrelevant. Bei dieser Strahlzeit wurden als zusätzliches Qualitätsmerkmal die Verluste an den Strahlkollimatoren 7 und 10 registriert. Bei dem gewählten Quellenstrom $I_{source} = 11, 5 \,\mu\text{A}$ betrugen diese $I_{Koll7} = 15$ nA und $I_{Koll10} = 70$ nA. Daraus resultiert ein Gesamtverlust zwischen erzeugtem Quellenstrom und nutzbarem Strahlstrom von ca. 7 ‰. Dies zeigt, dass sowohl die transversale als auch die longitudinale Strahlqualität sehr hoch ist. Diesbezüglich erfüllt das neue MOPA-Laser-System die in Abschnitt 1.2 gestellten Anforderungen voll und ganz.

4.7.4 Stabilität ohne Strahlstromstabilisierung

Zeitgleich mit der Referenzmessung in Abschnitt 3.4.1 wurde eine Langzeitmessung der Amplifier-Ausgangsleistung durchgeführt. Da die Ausgangsleistung für den Photodetektor um Größenordnungen zu hoch ist¹², wurde eine Glasplatte unter 45° in den Ausgangsstrahl gestellt. Dies reduziert die Leistung auf ein für den Photodetektor ungefährliches Niveau. Um nicht in den Sättigungsbereich des Detektors zu gelangen, wurde diese ausgekoppelte Leistung durch einen variablen Neutraldichtefilter weiter reduziert. Dieser Teilstrahl

¹²Die Zerstörungsschwelle wird vom Hersteller mit 10 mW angegeben.

wurde dann auf die Photodiode gelenkt und der so erzeugte Photostrom wie in der Referenzmessung in eine messbare Spannung umgewandelt und abschließend digitalisiert. In Abbildung 4.10 ist in Teilbild (a) der zeitliche Verlauf der Seed-Leistung zusammen mit dem des Amplifier-Outputs im Pulsbetrieb dargestellt. Die Teilbilder (b) und (c) zeigen die jeweiligen Histogramme. Der Amplifier schwankt also innerhalb einer Stunde um 1,1%.



Das Amplifier-Rauschen ist somit ca. 5-mal größer als das des Seed-Lasers $(2, 67 \cdot 10^{-4})$. Diese liegt hauptsächlich in dem gewählten Aufbau begründet:

Die gesamte Einkoppeloptik ist aufgrund des minimalinvasiven Umbaus nicht temperaturstabilisiert, sodass Temperaturdifferenzen zwischen den Einkoppelelementen und somit minimale Positionsänderungen auftreten. Des Weiteren ist, bedingt durch die recht hohe Halterung des optischen Modulators, die Strahlhöhe mit 115 mm so hoch, dass die mechanische Stabilität der Einkoppeloptik des Laserverstärker nicht ausreichend ist.

Es bleibt festzuhalten, dass der Verstärker ein deutlich größeres Rauschen als der Seed-Laser aufweist, sodass letzteres durch die aufbaubedingten Schwankungen überdeckt wird. Dies ist ein weiterer Grund für die angestrebte optische Regelung.

4.7.5 Stabilität mit aktivierter Strahlstromstabilisierung

Das neue Regelsystem wurde in einer Teststrahlzeit am 07.07.2004 unter realen Bedingungen am Beschleuniger getestet. Dazu wurde die horizontale optische Bank des derzeitigen Lasersystems gegen die des neuen Systems getauscht. Nachdem alle Dejustierungen, die durch den Transport vom Testlabor in die Beschleunigerhalle entstanden sind. beseitigt waren, wurde der Strahlbetrieb aufgenommen. Aufgrund von Ansteuerungsproblemen der Regelelektronik konnte das Regelsignal nicht auf den dafür vorgesehenen Anschluss in der Beschleunigerhalle A gelegt werden. Da es jedoch für Diagnosezwecke im MAMI-Kontrollraum zur Verfügung steht und die Ansteuerprobleme während der Strahlzeit nicht beseitigt werden konnten, wurde im Kontrollraum dieses Diagnosesignal mit einem Universal-Operationsverstärker¹³ an den Eingangspegel des Hochspannungsverstärkers angepasst und so der optische Modulator gesteuert. Aufgrund dieser extrem langen Regelschleife¹⁴ war die Regelbandbreite zu niedrig (bei Umstellung der Bandbreite des Operationsverstärkers auf 1kHz gegenüber 100Hz wurde das Regelsignal gegenphasig und der Regelkreis somit instabil), jedoch konnte damit die prinzipielle Funktionsfähigkeit des neuen Regelsystems demonstriert werden. Dazu wurde das in Abschnitt 4.6 erwähnte Faraday-Cup-Signal zur Kontrolle der geregelten Strahlintensität verwendet. Der in Abschnitt 4.6 geplante Aufbau (Abbildung 4.5) wurde bis auf die Regeleektronik, die in den Kontrollraum verlagert werden musste, realisiert. Damit wurden zwei zeitnahe Messungen des zeitlichen Verlaufs der Strahlintensität durchgeführt – einmal bei ungeregeltem Strahlstrom und ein anderes Mal mit aktivierter Strahlstromregelung. Diese Zeitverläufe sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Trotz der aufgetretenen Schwierigkeiten konnte die



neue Strahlstromstabilisierung die vorhandenen Intensitätsschwankungen um den Faktor 35 reduzieren. Die dabei erzielte Stromstabilität von 2 % genügt den in Abschnitt 1.2

¹³Typ AM 502, Hersteller Tektronix

¹⁴Das Signal wurde von der Beschleunigerhalle A in den Kontrollraum und zurück in die Beschleunigerhalle geführt. Die Kabellänge beträgt dabei ca. 500 m

gestellten Anforderungen jedoch noch nicht, was aufgrund dieses provisorischen Aufbaus auch nicht weiter verwunderlich ist. Da in der Kürze der Teststrahlzeit sich die Probleme der Regelelektronik nicht beheben ließen, müssen diesbezüglich weitere Tests und Anpassungen erfolgen.

5 Zusammenfassung

Eines der Ziele dieser Arbeit war, ein leistungsfähiges Messsystem zu realisieren, das im Stande ist, Intensitätsschwankungen mit einer Genauigkeit besser als 1‰ zu detektieren. Das hier vorgestellte System kann unter bestimmten Voraussetzungen diese geforderte Auflösung sogar um einen Faktor 20 übertreffen. Mit Hilfe dieser Messapparatur konnte erstmals die inhärente Stabilität des bisher verwendeten Synchro-Laser-Systems auf 6· 10^{-5} genau zu 2, 8· 10^{-4} bestimmt werden.

Des Weiteren ließ sich ein bereits erworbenes MOPA-Lasersystem an die grundlegenden Anforderungen für den Betrieb an PKAN anpassen. Tests bezüglich der longitudinalen und transversalen Strahlqualität konnten die Tauglichkeit dieses Systems bestätigen. Die Ausgangsleistung bietet mit maximal 500 mW genügend Reserven für zukünftige Experimente bei dem maximal möglichen Elektronenstrahlstrom von 100 μ A. Dabei konnte erstmalig an MAMI bei diesem Maximalstrom ein qualitativ hochwertiger Elektronenpuls nachgewiesen werden. Die Leistungsreserven sind auch ausreichend für eine Strahlstromregelung, die den Strahlstrom nur durch direkten Zugriff auf die auf die Photokathode einfallende Lichtleistung korrigiert. Dadurch ist es möglich, PKAN auch bei Maximalstrom mit qualitativ hochwertigen Laserpulsen zu versorgen, da Eingriffe in die Betriebsparameter der Laser-Diode, so wie sie momentan noch nötig sind, überflüssig werden. In insgesamt 48 Stunden Strahlzeit konnte das Laser-System unter Realbedingungen getestet werden.

6 Ausblick

Um das Laser-System bei Normalbetrieb von MAMI einsetzen zu können, müssen sich sämtliche Betriebsparameter über das MAMI-Kontrollsystem fernbedienen lassen (bei dem jetzigen Aufbau ist beispielsweise für die Änderung des Versorgungsstroms ein kurzzeitiges Öffnen der Beschleunigerhalle A nötig.) Weiterhin wäre es sinnvoll die beiden Klappspiegel durch polarisationsabhängige Reflektoren zu ersetzen. So ließe sich dann durch Servo-gesteuertes Hinein- und Herausfahren von Halbwellenplatten der gewünschte Strahlweg fernbedient einstellen. Einen zusätzlichen Verbesserungsansatz bietet die nichttemperaturstabilisierte Einkoppeloptik in den Verstärker, die doch eine recht große Störquelle darstellt. Schließlich und endlich ist für den dauerhaften Betrieb des Lasersystems eine Anpassung der Elektronik der Strahlstromstabilisierung zwingend erforderlich, da der Verstärker die Stabilität der Laserleistung negativ beeinflusst. In einem Satz zusammengefasst lässt sich sagen: Das in dieser Arbeit realisierte Laser-System ist für den Dauereinsatz an MAMI geeignet – für den endgültigen Einsatz müssen jedoch noch weitere Modifikationen durchgeführt werden.

7 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Dank sagen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. D. von Harrach für die Themenstellung und die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. K. Aulenbacher, der mir während der Erstellung dieser Arbeit zu jeder Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Herrn Prof. Dr. a.D. E. Reichert danke ich für die äußerst anregenden Gespräche und hilfreichen Denkanstöße.

Für das überaus angenehme Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft danke ich meinen Kollegen der B2-Arbeitsgruppe: Monika Weis, Dr. Valeri Tioukine, Roman Barday und Roman Bolenz.

Weiter möchte ich mich bei den Werkstätten des Instituts für deren ständige Hilfsbereitschaft bedanken.

Meiner Familie gebührt Dank für ihre Geduld und Unterstützung, sowie die Bekämpfung des hartnäckigen Fehlerteufels.

Literaturverzeichnis

- [AEvH⁺98] K. Aulenbacher, H. Euteneuer, D. von Harrach, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H.-J.Kreidel, M. Leberig, E. Reichert, M. Schemies, J. Schuler, M. Steigerwald, and C. Zalto. High capture effciency for the polarized beam at MAMI by R.f.-synchronized photoemission. In Proc. of the European Particle Accelerator Conference (EPAC98), Stockholm, Schweden, page 1388, 1998.
- [ASD⁺03] K. Aulenbacher, J. Schuler, D.v.Harrach, E. Reichert, J. Röthgen, A. Subashev, V. Tioukine, and Y. Yashin. Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. J. Appl. Phys., 92,12:7536–7542, (2003).
- [DAA⁺96] P. Drescher, H. G. Andresen, K. Aulenbacher, J. Bermuth, Th. Dombo, H. Euteneuer, N. N. Faleev, H. Fischer, M. S. Galaktionov, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, O. V. Kovalenkov, H. J. Kreidel, J. Langbein, Y. A. Mamaev, Ch. Nachtigall, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, A. V. Subashiev, H. Trautner, D. A. Vinokurov, Y. P. Yashin, and B. S. Yavich. Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP. *Appl. Phys. A*, 63:203, (1996).
- [Har97] P. Hartmann. Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [Hec99] Eugene Hecht. *Optik.* Oldenbourg Verlag, München, Deutschland, 2. durchgesehene Auflage, 1999.
- [HH92] Paul Horowitz and Winfield Hill. *The art of electronics*. Cambridge University Press, Cambridge, Massachusetts, Secon Edition, 1980-1992.
- [Keß85] J. Keßler. Polarized electrons. Springer, 1985.
- [Kit76] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, Deutschland, 4. verbesserte Auflage, 1976.
- [Koe96] Walter Koechner. Solid-State Laser Engineering. Springer Verlag, Herndon, USA, 4th edition, 1996.
- [KS95] Fritz Kurt Kneubühl and Markus Werner Sigrist. *Laser.* B. G. Teubner, Stuttgart, Deutschland, 4. durchgesehene Auflage, 1995.

Literaturverzeichnis

- [Nac96] Ch. Nachtigall. Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahles für MAMI unter Ausnutzung der Photoelektronenemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern. PhD-thesis, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1996.
- [Plü94] S. Plützer. Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Poc94] F. Pockels. *Göttinger Abhandlungen 39*, 1894.
- [Poc01] J. Pochodzalla. Elektronik. Skript zur Vorlesung, 2001. Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [Poe95] M. Poelker. High power gain–switched diode laser master oscillator and amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 67:2762–2764, 1995.
- [Rei97] G.A Reider. Photonik Eine Einführung in die Grundlagen. Springer Verlag, Wien, 1997.
- [Sch99] Bergmann / Schaefer. *Optik.* Oldenbourg Verlag, München, Deutschland, 2. durchgesehene Auflage, 1999.
- [SDL96] SDL. Laser Diode User Manual and Technical Notes. Bedienungsanleitung, 1996.
- [Sin03] Jasprit Singh. Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures. Cambridge University Press, Cambridge, Massachusetts, First Edition, 2003.
- [Ste93] K-H. Steffens. Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI. PhD-thesis, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1993.
- [TAE⁺03] V. Tioukine, K. Aulenbacher, H. Euteneuer, K.H. Kaiser, and S. Ratschow. Spin manipulation at MAMI-C. In *Proceedings of the 7th European Particle* Accelerator Conference (EPAC2002), Paris, France, 2003.
- [Top01] Toptica. TA100 Tapered Amplifier System Manual, 2001.
- [Wei04] Monika Weis. Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen. Diplomarbeit in Vorbereitung, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004.
- [Wie01] M. Wiessner. Weiterentwicklung des Halbleiter-Synchrolasersystems an MA-MI. Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2001.

Literatur verzeichnis

[Zal98] C. Zalto. Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron. Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.