Inhaltsverzeichnis

1 Motivation und Aufgabenstellung **3**

2 Polarisierte Elektronen aus Halbleitern **5**
2.1 Bandstruktur von direkten III–V–Halbleitern 5
2.2 Spinpolarisation im Leitungsband durch optisches Pumpen 7
2.3 Freisetzen polarisierter Elektronen ins Vakuum 9

3 Die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI **10**

4 Der Ti:Saphir–Laserkristall **13**

5 Der Resonator **17**
5.1 Paraxiale Strahloptik 17
5.2 Gaußsche Optik 18
5.2.1 Näherungsweise Lösung der Wellengleichung 18
5.2.2 Die ABCD–Regel 20
5.3 Resonatortheorie 21
5.4 Der realisierte Resonator 22

6 Mechanischer Aufbau **24**
6.1 Die Spiegelhalter 24
6.2 Der Halter für die Pumplinse 25
6.3 Gesamtaufbau 25

7 Das Birefringent–Filter **27**
7.1 Der Jones–Matrixformalismus 28
7.2 Transmission eines Birefringent–Filter 30
7.3 Der Halter für die Birefringent–Plättchen 34

8 Halterung und Kühlung des Laserkristalls **36**
8.1 Einfache Variante 36
8.2 Ein wassergekühlter Aluminiumblock als Kristallhalter 37
8.3 Kühlung des Laserkristalls durch Peltierelemente 37

9 Messungen **41**
9.1 Leistungseichung des Argon–Lasers 41
9.2 Messungen am Ti:Saphir–Laser, Resonator 1 42
9.2.1 Ohne wellenlängenabstimmende Elemente 42
9.2.2 Mit Birefringent–Filter 43
9.3 Longitudinale Modenstruktur 47
9.4 Endgültiger Aufbau mit Resonator 2 49
9.4.1 Abstimmverhalten 49
9.4.2 Strahlprofil 50
9.5 Zeitstruktur des Lichtstrahls 52

10 Die Faseroptik **54**
10.1 Lichttransport durch eine Glasfaser 54
10.2 Einkopplung in eine Glasfaser 55
10.2.1 Verluste an einer Biegung 57
10.2.2 Der automatische Einkoppler 57
10.3 Einstellung der Lichtleistung durch ein LCD–Element 59
10.4 Die Optik im Quellenraum 60
10.4.1 Der Lichtfleck auf der Kathode 61

11 Langzeitstabilität **63**
11.1 Leistungsstabilität 63
11.2 Wellenlängenstabilität 65

12 Zusammenfassung **66**

A Technische Zeichnungen **67**
A.1 Ring für das dünnste Birefringent–Plättchen 67
A.2 Ring für das mittlere Birefringent–Plättchen 68
A.3 Ring für das dickste Birefringent–Plättchen 69
A.4 Kegelsegment 70
A.5 Hebel 70
A.6 Innere Fassung 71
A.7 Deckel für die innere Fassung 72
A.8 Gehäuse 73
A.9 Winkel 74
A.10 Kristallhalter 75
A.11 Deckel für den Kristallhalter 76
A.12 Untere und obere Kühlung der Peltierelemente 77

B Berechnung der Entfernung zwischen Linse und Auskoppelspiegel **78**

Literaturverzeichnis **80**

Kapitel 1

Motivation und Aufgabenstellung

In Mainz steht mit dem **MA**inzer **MI**krotron ein Dauerstrichelektronenbeschleuniger mit einer Maximalenergie von 855 MeV zur Verfügung. Die cw–Struktur dieses Elektronenstrahls begünstigt die Durchführung von Koinzidenzexperimenten zur Klärung der Struktur der Materie und fundamentaler Wechselwirkungen. Diese Untersuchungen der Mittel– und Hochenergiephysik werden durch polarisierte Elektronen erheblich vereinfacht oder erst ermöglicht. So wurde der elektrische Formfaktor des Neutrons in der Streuung polarisierter Elektronen an polarisiertem $^3\vec{\mathrm{He}}$ vermessen [MEF+94]. Da diese Untersuchungen von einem quasi–freien Neutron im ^{3}He ausgingen, beschäftigen sich gegenwärtige Untersuchungen ebenfalls mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons, jedoch durch Messungen an einem unpolarisierten Deuteriumtarget, um genauere Kenntniss über den Einfluß des Restkerns auf das untersuchte Neutron zu erlangen. Im Gegensatz zur Streuung unpolarisierter Elektronen, wo der Beitrag des elektrischen Formfaktors zum Wirkungsquerschnitt durch den viel größeren des magnetischen überlagert wird, ist der spinabhängige Anteil des Wirkungsquerschnitts empfindlich vom elektrischen Formfaktor abhängig. Aus dem relativen Unterschied des Querschnitts für Streuung von Elektronen mit positiver und negativer Helizität kann somit der elektrische Formfaktor bestimmt werden [MEF+94].

Der für solche Experimente notwendige polarisierte Elektronenstrahl wird an **MAMI** durch Photoemission aus III–V–Kristallen produziert, wobei als Lichtquelle ein Laser dient.

In der ursprünglich von *K.Aulenbacher* [Aul94] konzipierten Quelle polarisierter Elektronen wurden hauptsächlich $GaAs_{0.6}P_{0.4}$–Kristalle eingesetzt, die eine maximal erreichbare Elektronenpolarisation von 50 % lieferten. Dazu wurde Licht mit Wellenlängen zwischen 640 nm und 669 nm benötigt, das durch einen Farbstofflaser geliefert wurde.

Durch den Einbau einer Vakuumschleuse wurde der Wechsel von Photokathoden innerhalb von ca. 3 h ermöglicht, was unter anderem auch den Test verschiedener Kathodenmaterialien sowie den Einsatz von Materialien mit geringer Lebensdauer erlaubte [Nac95]. Der Einsatz von GaAsP–Kristallen, die eine Elektronenpolarisa-

tion von ca. 80 % lieferten, erforderte Licht mit Wellenlängen zwischen 820 nm und 850 nm. Der vorhandene Farbstofflaser war für diesen Wellenlängenbereich nicht ausgelegt.
Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines kompakten, über einen weiten Wellenlängenbereich durchstimmbaren Ti:Saphir–Lasers, der im interessierenden Spektralbereich eine genügend hohe Strahlintensität liefert. Außerdem wurde im Rahmen dieser Arbeit eine faseroptische Lichtleiterstrecke mit einer Monomode–Faser aufgebaut, mit der das Laserlicht bis zur Photokathode transportiert wird.

Aufbau dieser Arbeit
Im folgenden Kapitel wird kurz auf die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus III–V–Halbleitern eingegangen. Kap. 3 zeigt den Aufbau der Quelle polarisierter Elektronen an **MAMI**. Der darauf folgende Abschnitt erläutert die Verwendbarkeit von Ti:Al_2O_3 als Lasermaterial. Kap. 5 beschäftigt sich mit den theoretischen Voraussetzungen eines Resonators sowie mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Resonatorgeometrie. Anschließend wird der mechanische Aufbau des Lasertisches vorgestellt. Das Birefringent–Filter als wellenlängenabstimmendes Element wird in Kap. 7 besprochen. Gegenstand von Kap. 8 ist die Halterung und Kühlung des Laserkristalls. Kap. 9 zeigt einige Messungen am Laser selbst, wobei zwischen Laser ohne Birefringent–Filter und wellenlängendurchstimmbarem Laser unterschieden wird. Über den Transport des Laserlichts in den Quellenraum durch eine Monomode–Faser und über die Möglichkeit, mit einem LCD–Element die Lichtleistung auf der Kathode einzustellen, berichtet Kap. 10. Die Langzeitstabilität von Wellenlänge und Leistung wird in Kap. 11 analysiert. An die darauf folgende Zusammenfassung schließen die technischen Zeichnungen der in den mechanischen Werkstätten gefertigten Teile an (Anhang A). Anhang B beschreibt die Berechnung der Entfernung zwischen dem Laser und der auf die Faser fokussierenden Linse.

Kapitel 2

Polarisierte Elektronen aus Halbleitern

Ein Ensemble von Elektronen wird polarisiert genannt, wenn bezüglich einer Achse ein Ungleichgewicht zwischen der Anzahl von Elektronen mit Spin–up ($N_\uparrow$) und Spin–down ($N_\downarrow$) herrscht. Als Polarisationsgrad wird die Größe

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

definiert. Aus einer Reihe von Verfahren, polarisierte Elektronen zu produzieren, wird die Photoemission aus III–V–Halbleiterkristallen bevorzugt.

2.1 Bandstruktur von direkten III–V–Halbleitern

III–V–Halbleiter wie GaAs kristallisieren in Zinkblendestruktur. Beide Elemente ori-

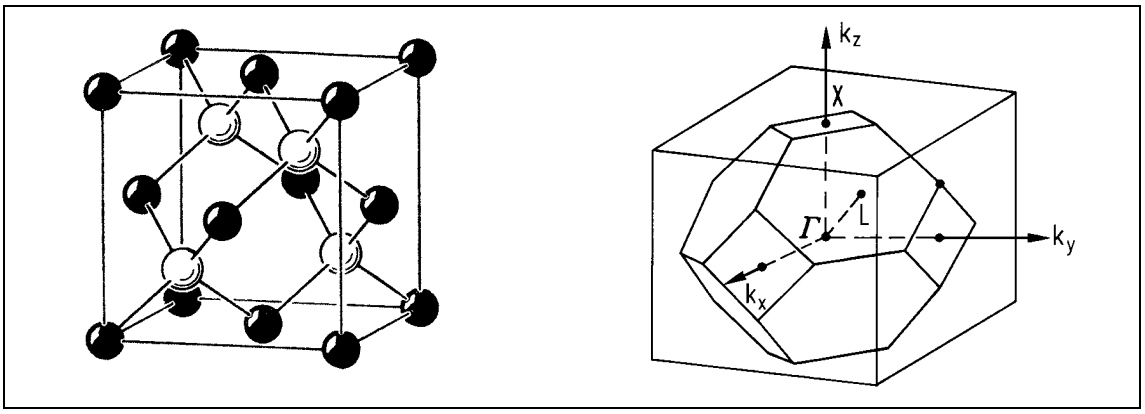


Abbildung 2.1: Kristallstruktur (links) und erste Brillouin–Zone (rechts) von GaAs

entieren sich also in zwei kubisch–flächenzentrierten Gittern, die entlang der Raumdiagonalen um ein Viertel des Gitterabstands gegeneinander verschoben sind (vgl. Abb. 2.1 links). Das zugeordnete reziproke Gitter weist eine kubisch raumzentrierte Struktur auf. In Abb. 2.1 rechts ist die erste Brillouinzone dieses Gitters im $\vec{k}$–Raum, sowie einige ausgezeichnete Symmetriepunkte und –linien abgebildet [Kit89]. Die Zonenmitte liegt definitionsgemäß bei $\vec{k}$=(0,0,0), sie wird mit Γ bezeichnet. Werden die Energien der Elektronenzustände gegen den Wellenvektor $\vec{k}$ aufgetragen, erhält man in Analogie zu den diskreten Energieniveaus der Elektronenhülle bei Atomen die Bandstruktur eines Festkörpers (Abb. 2.2). Liegt in einem Material das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbands beim selben $\vec{k}$–Vektor, spricht man von einem direkten Halbleiter, da die Anregung vom Valenzbandmaximum ins Leitungsbandminimum direkt von einem Photon geleistet werden kann. Beim indirekten Halbleiter erfordert das Anheben eines Elektrons aus Gründen der Impulserhaltung ein zusätzliches Phonon, da hier das Leitungsbandminimum bei einem anderen $\vec{k}$–Vektor liegt (Abb.2.2). Die Breite der Energielücke zwischen

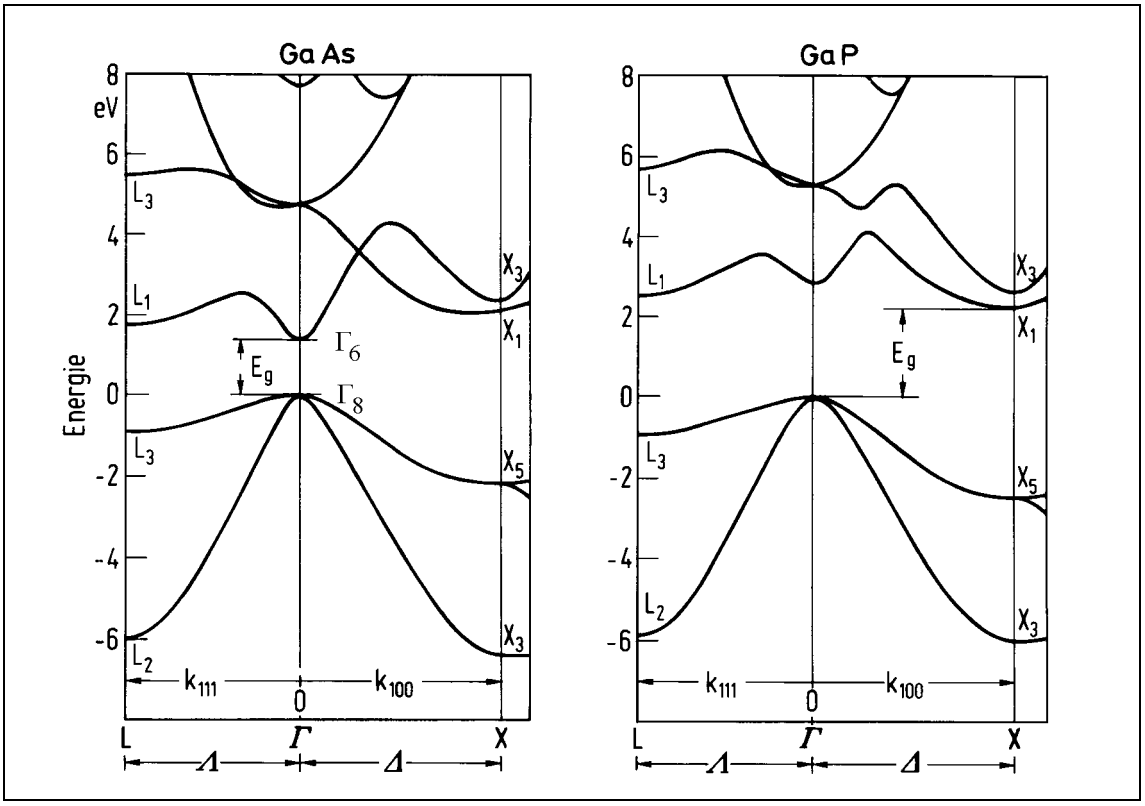


Abbildung 2.2: Bandstruktur eines direkten (links, GaAs) und eines indirekten Halbleiters (rechts, GaP) [BS82]

Valenz– und Leitungsband kann durch die Zugabe von Phosphor gesteuert werden, der anstelle von Arsen in den Kristall eingebaut wird. Es entsteht eine Verbindung $GaAs_{1-x}P_x$ mit $0 \leq x \leq 1$. Mit steigendem Phosphorgehalt nimmt die Energielücke zu, der Kristall wird bei x=0,48 zum indirekten Halbleiter.

2.2 Spinpolarisation im Leitungsband durch optisches Pumpen

Die Aufspaltung des Valenzbandes am Γ–Punkt ist für die Produktion polarisierter Elektronen von entscheidender Bedeutung. Deshalb zeigt Abb. 2.3 diesen Bereich der Bandstruktur genauer. Da im Kristallgitter nicht mehr von dem einfachen Coulomb–Potential wie im Atom ausgegangen werden kann, müssen andere Möglichkeiten der Beschreibung genutzt werden, die von der Gruppentheorie zur Verfügung gestellt werden. Diese [Plü94] ordnet die Wellenfunktionen am Γ–Punkt nach den irreduziblen Darstellungen ihres Transformationsverhaltens unter den Symmetrietransformationen der Kristallstruktur, hier mit Γ_6, Γ_7, Γ_8 bezeichnet. Die aus der Atomphysik bekannten Wellenfunktionen haben das gleiche Transformationsverhalten und den gleichen Entartungsgrad, was die Zuordnungen ($\Gamma_6 \Longleftrightarrow s_{1/2}$), ($\Gamma_7 \Longleftrightarrow p_{1/2}$), ($\Gamma_8 \Longleftrightarrow p_{3/2}$) erlaubt, so daß man mit Dipolübergängen wie in der Atomphysik argumentiert. In Verbindung mit dem Dipoloperator ergeben sich die-

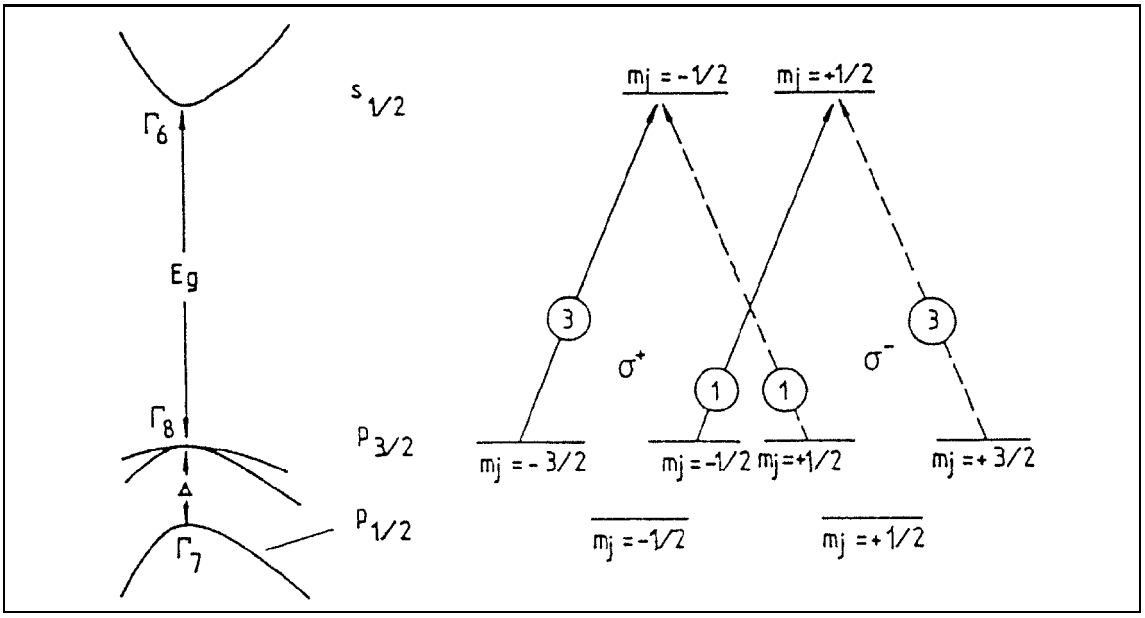


Abbildung 2.3: Bandschema und Anregungswahrscheinlichkeiten am Γ–Punkt [Fed85]

selben Auswahlregeln und relativen Übergangswahrscheinlichkeiten wie in der streng gruppentheoretischen Betrachtung.
Das Valenzband ist in ein $p_{1/2}$– und ein $p_{3/2}$–Niveau aufgespalten. Wie in Abb. 2.3 gezeigt, ist der $p_{3/2}$ Zustand 4–fach, der $s_{1/2}$–Zustand 2–fach entartet.
Wird nun zirkular polarisiertes Licht eingestrahlt, dessen Energie mindestens der Energielücke entspricht, können Elektronen vom Valenz– in das Leitungsband gepumpt werden. Nach der Auswahlregel für elektrische Dipolübergänge $\Delta m_j = \pm 1$ sind für σ^+–Licht die in Abb. 2.3 mit durchgezogenen Linien angedeuteten Übergänge erlaubt. Die eingekreisten Zahlen geben die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten an. Damit werden die magnetischen Unterzustände im Leitungsband unterschiedlich besetzt. Gibt man die Zahl der Elektronen in Zustand $|s_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$ mit $N_\uparrow$, die in $|s_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ mit $N_\downarrow$ an, kann mit dieser Art von Kristallen eine Polarisation von

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1-3}{1+3} = -0.5$$

erreicht werden.
Wird die Energie des eingestrahlten Lichts erhöht, können auch Elektronen aus dem $p_{1/2}$–Niveau angeregt werden, die aufgrund der Auswahlregeln nur in das $m_j = +1/2$ –Niveau gelangen können. Dies führt zu einer Verringerung der Elektronenpolarisation.
Für σ^-–Licht ist P$= +0.5$, die entsprechenden Übergänge sind in Abb. 2.3 durch unterbrochene Linien angedeutet. Man kann also durch Umschalten der Zirkularpolarisation des Lichts die Polarisationsrichtung der Elektronen ändern.
Die bei reinem GaAs bzw. GaAsP theoretisch erreichbare Polarisation von 50 % kann durch Systeme geringerer Symmetrie als die der Zinkblendestruktur übertroffen werden [Plü94]. Diese Störung der Symmetrie kann z.B. durch Aufbringen einer Schicht GaAs auf ein GaAsP–Trägermaterial erreicht werden. Die durch den Einbau von Phosphor etwas unterschiedliche Gitterkonstante führt zu einer Anpassung des Gitters der dünnen Schicht, was den ursprünglichen Würfel in der Gitterstruktur zu einem Quader deformiert (strained layer). Dies führt zur Aufhebung der Entartung der $p_{3/2}$–Niveaus bezüglich des Betrags der magnetischen Unterzustände m_j. Wird nun σ^+–Licht einer geeigneten Wellenlänge eingestrahlt, finden nur Übergänge von $p_{3/2}, m_j = -3/2$ nach $s_{1/2}, m_j = -1/2$ statt. Die Aufspaltung der Niveaus ist mit 70 meV [Plü94], entsprechend einer Differenz der benötigten Wellenlängen von $\Delta\lambda_{(\lambda=830\,\mathrm{nm})} = 40\,\mathrm{nm}$ wesentlich größer als die Linienbreite eines Lasers. Mit solchen uniaxial deformierten Kristallen können theoretisch Polarisationsgrade von 100 % erreicht werden.

2.3 Freisetzen polarisierter Elektronen ins Vakuum

Nach der optischen Anregung befinden sich die Elektronen im Leitungsband. Die Freisetzung ins Vakuum verhindert eine Potentialbarriere. Die Energiedifferenz zwischen Vakuumniveau E_V und Leitungsbandminimum E_L wird als Elektronenaffinität χ mit $\chi = E_V - E_L$, bezeichnet (s. Abb. 2.4 (a)). Für eine reine GaAs–Oberfläche ist $\chi \approx 4\,\mathrm{eV}$. Erst eine negative Elektronenaffinität (NEA) erlaubt den Elektronen, ins Vakuum zu gelangen. Durch p–Dotierung der Kristalle wird das Ferminiveau E_F

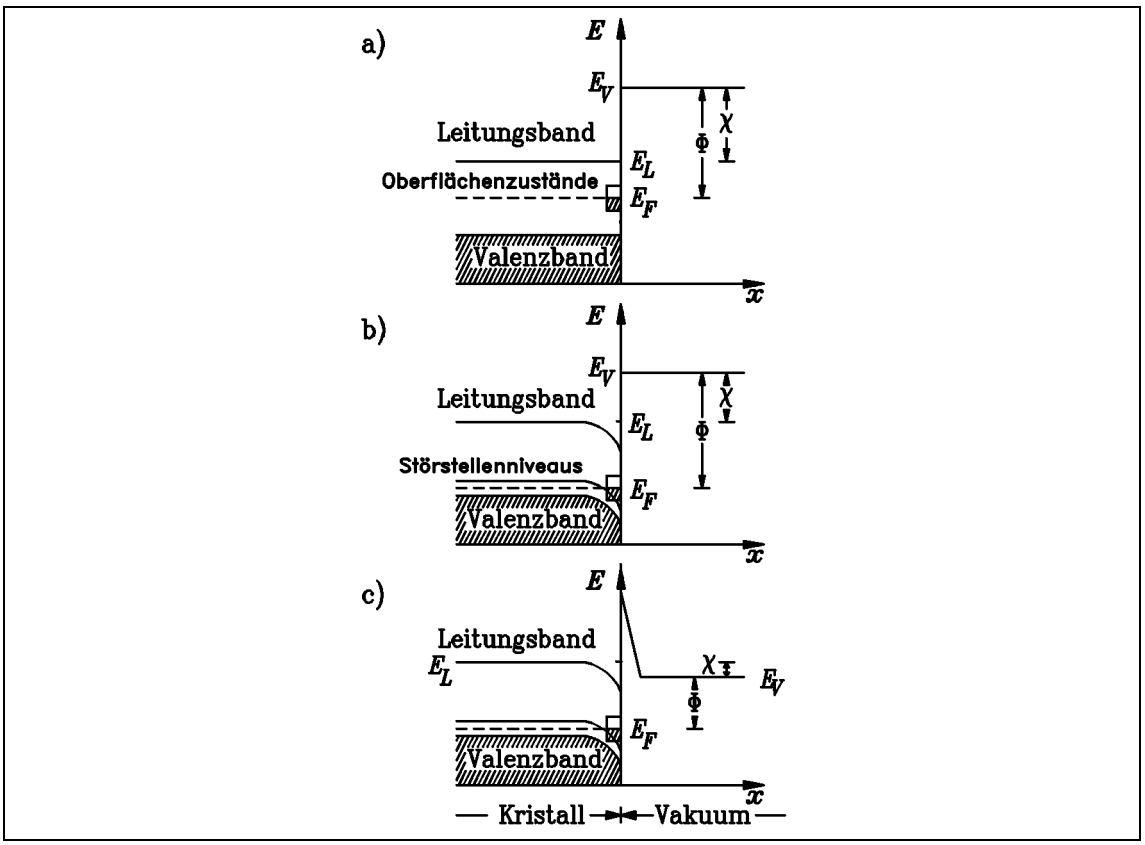


Abbildung 2.4: Schrittweises Erreichen einer NEA-präparierten Photokathode [Plü94]

im Innern bis kurz oberhalb des Valenzbandes abgesenkt. An der Oberfläche ändert sich infolge der dort liegenden teilweise besetzten Zustände das Ferminiveau kaum (Abb. 2.4(b)). Für aus dem Inneren kommende Elektronen bedeutet dies eine effektive Absenkung von χ um ca. 0.5 eV bis 1.0 eV. Bringt man zusätzlich ein Alkalimetall auf, das sein Valenzelektron leicht an die Kristalloberfläche abgibt, entsteht eine Dipolschicht, die das Vakuumniveau bis unter das Leitungsband zieht. Die dabei zurückbleibende Potentialspitze kann aufgrund ihrer geringen Breite leicht von Elektronen durchtunnelt werden (Abb. 2.4 (c)).

Kapitel 3

Die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI

Die Verwendung eines GaAs–Kristalls als Photokathode erfordert den Aufbau der gesamten Apparatur in Ultra-Hoch-Vakuumtechnik ($p = 1 \cdot 10^{-11}$mbar [Nac95]), um Reaktionen der produzierten Elektronen mit dem Restgas zu minimieren und Vergiftung der NEA–Schicht zu vermeiden. Um dieses Vakuum bei einem Wechsel

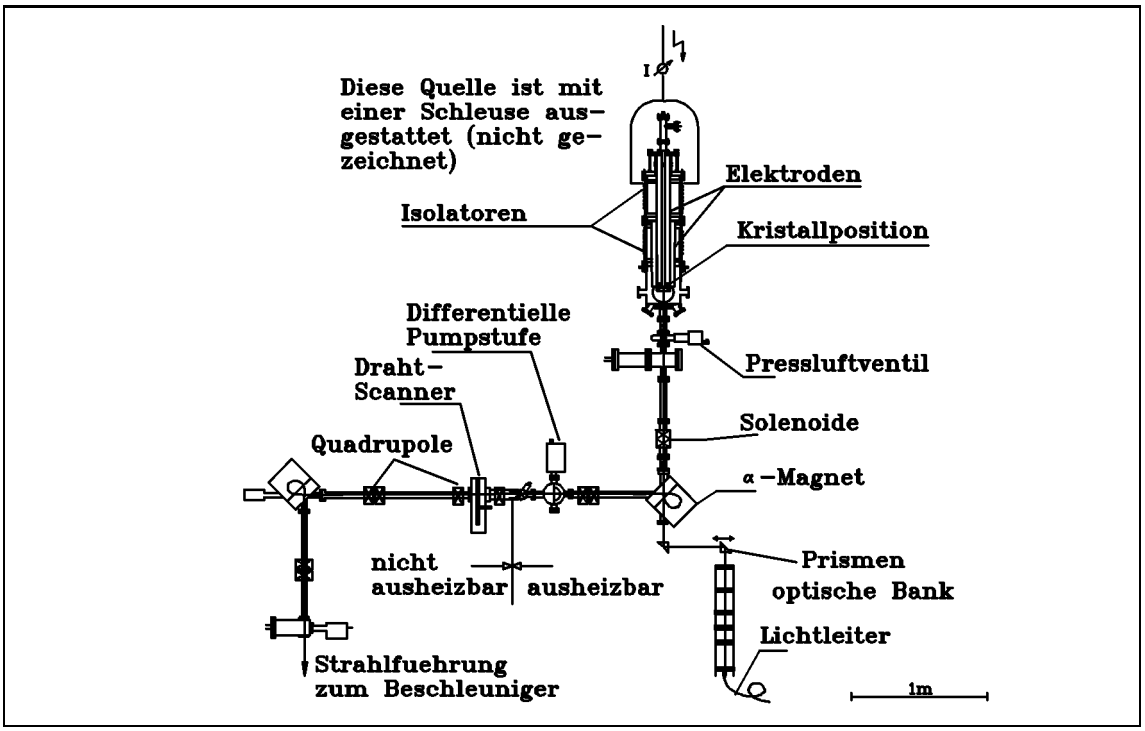


Abbildung 3.1: Die Quelle

der Kathode nicht zu verschlechtern, werden neue Kristalle in einer sogenannten Präparationskammer ausgeheizt. Dort geschieht auch die in Kap. 2 beschriebene Präparation einer NEA–Oberfläche durch Aufbringen von Cäsium. Mittels einer Vakuumschleuse [Nac95] wird der Kristall dann in die Quellenkammer transportiert. Abb. 3.1 zeigt die Quelle.

Das Beschleunigerdesign an **MAMI** verlangt eine Einschußenergie der Elektronen von 100 keV. Dazu wird der in einer speziellen Elektrode gelagerte Kristall auf ein Potential von 100 kV relativ zum Erdpotential gehalten.

Entgegengesetzt zur Kristalloberfläche befindet sich an der Quellenkammer ein Fenster, durch das der Laserstrahl auf den Kristall fokussiert wird. Das Laserlicht wird in einem gesonderten Labor von dem in Kap. 9.4 beschriebenen Laser erzeugt und mittels einer Glasfaser in den Quellenraum transportiert. Nach Verlassen der Faser durchläuft der Lichtstrahl eine optische Bank (Kap.10.4). Hinter dieser sind zwei Prismen angeordnet, die den Lichtstrahl in Richtung Kathode umlenken, so daß durch Verschieben der Prismen der Lichtfleck jeden Punkt der Kristalloberfläche erreichen kann. Der so produzierte Elektronenstrahl wird von einer ca. 24 m langen Strahlführung, die verschiedene elektronenoptische Elemente wie Quadrupole,

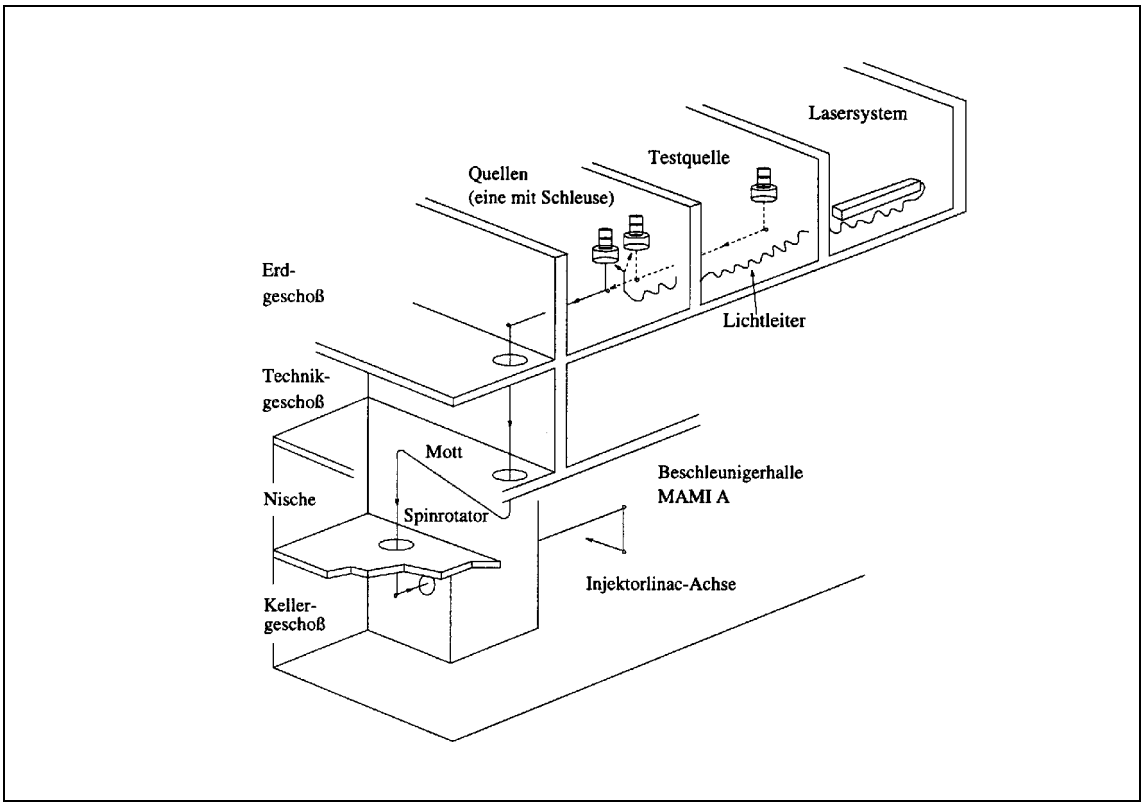


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung der Strahlführung

Solenoide und Wedler zur Strahljustierung enthält, bis zum Beschleuniger transportiert (Abb. 3.2). Ebenfalls in dieser Strahlführung untergebracht ist ein Mott–Analysator, mit dem die Spinpolarisation der Elektronen gemessen werden kann. Die meisten Experimente benötigen longitudinale Elektronenpolarisation am Targetort. Der Elektronenstrahl durchläuft in **MAMI** einige Dipolmagnete. Der vom Wert 2 abweichende g–Faktor des Elektrons ($\frac{g-2}{2} \approx \frac{\alpha}{2\pi} = 1,16 \cdot 10^{-3}$) bewirkt ein Abweichen der Impulspräzessionsfrequenz ω_p von der Spin–Präzessionsfrequenz ω_s. Die BMT–Gleichung [BMT59] sagt für die Bewegung des Elektrons senkrecht zum Magnetfeld die Spinpräzessionsfrequenz

$$\omega_s = \omega_p \left(1 + \frac{g-2}{2}\gamma\right)$$

voraus. Bei einer Beschleunigerendenergie von 855 MeV ($\gamma \approx 1673$) führt dies zu einer etwa dreifach höheren Spinpräzessionsfrequenz relativ zur Impulspräzessionsfrequenz [Aul94]. Dieser Effekt wird durch einen ebenfalls in der Strahlführung untergebrachten Spindreher kompensiert, indem der Spin relativ zum Impuls „vorgehalten“ wird.

Kapitel 4

Der Ti:Saphir–Laserkristall

Laserlicht wird durch stimulierte Emission aus elektronisch angeregten Niveaus von Atomen, Molekülen oder Festkörpern erzeugt. Die für Laser typische hohe Leistungsdichte der entstehenden kohärenten Strahlung kann nur erreicht werden, wenn die stimulierte Emission der beherrschende Prozeß ist, der sich gegen die Absorption und die spontane Emission durchsetzt. Dies ist ganz allgemein nur möglich, wenn im oberen Laserniveau mehr Elektronen zur stimulierten Emission bereitstehen als im unteren Niveau zur Absorption. Die Anzahl der angeregten Elektronen muß dabei so groß sein, daß die durch spontane Emission entstehenden Verluste ausgeglichen werden. Dieser Zustand des als Gainmedium bezeichneten Materials wird Besetzungsinversion genannt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Besetzungsinver-

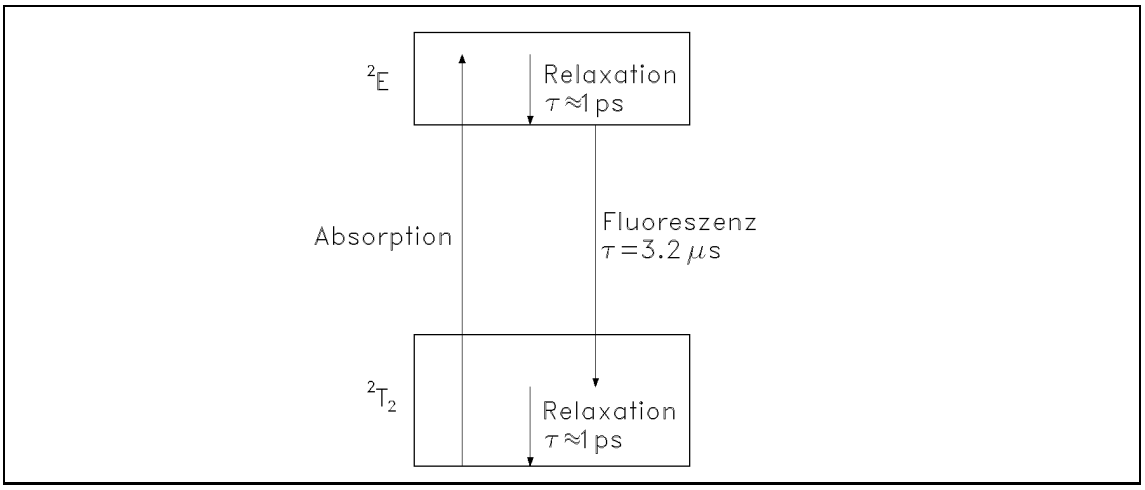


Abbildung 4.1: Vereinfachtes Termschema von Ti:Saphir als typischem Vertreter eines 4–Niveau–Lasers, nach [Ott95]

sion zu erreichen, von denen Abb. 4.1 das Termschema von Ti:Saphir als typisches

Beispiel eines 4–Niveau–Lasers zeigt. Als Grundzustand steht ein breites Band zu Verfügung, aus dem in ein ebenfalls sehr breites Band angeregt werden kann. Innerhalb der Bänder kommt es sehr schnell zur strahlungslosen Relaxation zum energetisch tiefliegendsten Zustand; die Lebensdauer des Bandenkopfes des oberen Bandes als oberes Laserniveau ist mit $\tau = 3,2\,\mu$s lang gegen diese Relaxationszeit.
Dieses Gainmedium, Ti:Al_2O_3, wird auch in dem hier beschriebenen Laser verwendet. Das Material hat in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung im Bereich durchstimmbarer Laser erlangt und wird als Alternative zu Farbstoffen eingesetzt. Optisch aktive Substanz ist das Ti^{3+}-Ion. Der freie, dreifach ionisierte Zustand dieses Übergangselements besteht aus einer geschlossenen Argon-Schale plus einem $3d^1$–Elektron. Im Al_2O_3 findet das Ti^{3+}-Ion ein Feld vor, dessen Symmetrie als eine Überlagerung von kubischer und trigonaler Symmetrie beschrieben werden kann [NWS67]. Das kubische Feld dominiert und splittet den ursprünglich 10–fach ent-

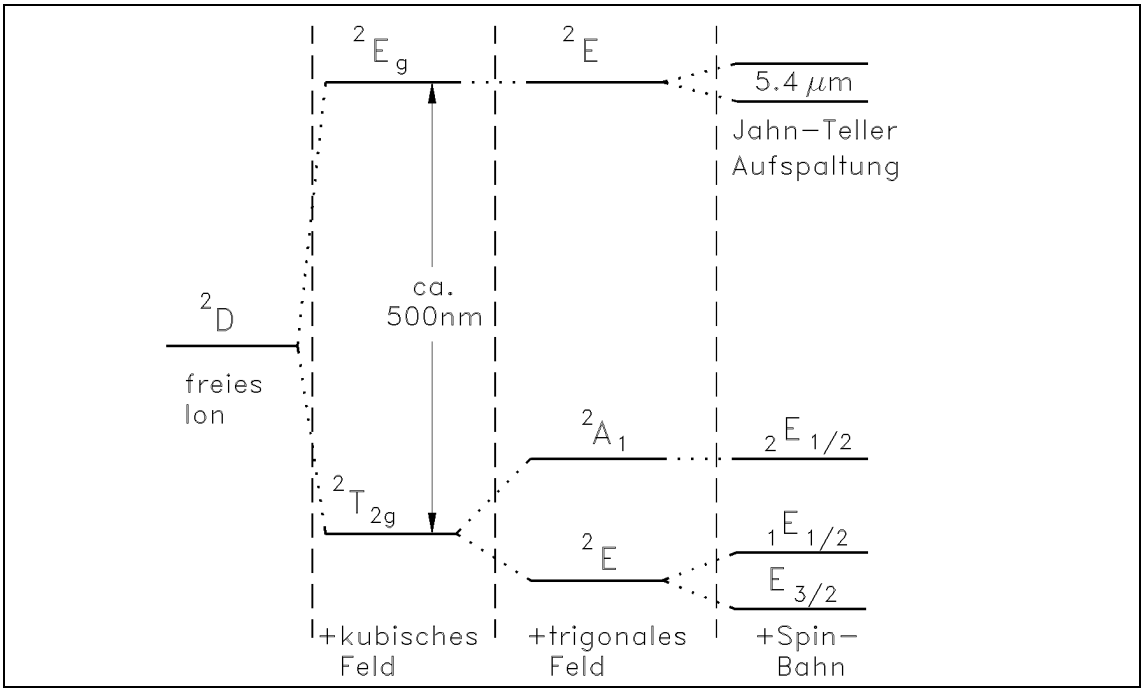


Abbildung 4.2: Bandschema von Ti:Al_2O_3 nach [NWS67]

arteten Zustand in einen sechsfach entarteten $^2T_2$ Grundzustand, sowie einen vierfach entarteten angeregten Zustand ^2E auf. Das trigonale Feld spaltet wiederum den Grundzustand in zwei Energieniveaus auf, deren unteres durch Spin–Bahn–Wechselwirkung nochmals in zwei getrennt wird (s.Abb. 4.2).
Unter der in Abb. 4.2 erwähnten Jahn–Teller–Aufspaltung versteht man die Tatsache, daß nicht nur der Wirtskristall die Energieniveaus des Fremdatoms beeinflußt, sondern umgekehrt auch die umliegende Kristallstruktur durch das eingelagerte Ma-

terial verändert wird. Das Jahn–Teller–Theorem besagt, daß jede Struktur, z.B. Fremdatom plus Umgebung, für die ein besetztes elektronisches Niveau entartet ist, instabil gegen eine Strukturänderung ist, bei der die Entartung aufgehoben wird.

So werden durch den Einbau eines Ti^{3+}–Ions in Al_2O_3 die umliegenden Kerne zugunsten einer Konstellation niedrigerer Symmetrie verschoben, was zu einer Aufhebung der Entartung im ^2E–Zustand führt [Lud78]. Die so entstandenen Energieniveaus sind noch zweifach entartet, was nur durch ein Magnetfeld aufgehoben werden könnte.

Das Spektrum der optischen Übergänge und damit die Verwendbarkeit als Lasermedium hängt entscheidend von der Art der Wechselwirkung zwischen Kristallfeld und Fremdatom ab. Erst dadurch wird der eigentlich streng paritätsverbotene elektrische Dipolübergang zwischen den reinen 3d–Zuständen von ^2E nach $^2T_2$ erlaubt [Wal87]. Im Ti:Saphir führt diese Kopplung von elektronischen und vibronischen Zuständen zu einer Aufspaltung von ca. 2.5 eV, entsprechend etwa 500 nm. Abb. 4.3 zeigt die

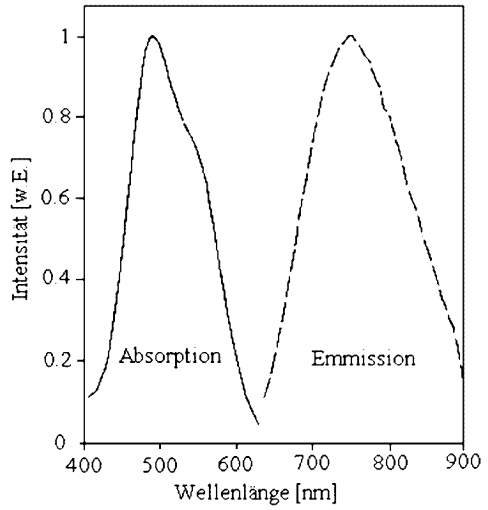


Abbildung 4.3: Absorptions– und Emissionspektrum von Ti:Al_2O_3 nach [Mou85]

durch Auftreten einer Reihe von 0–, 1– und 2–Phononen–Übergängen entstehenden breiten Absorptions– und Emissionsbänder.

Auf seine Verwendbarkeit als Lasermaterial wurde mit Ti^{3+} dotierter Saphir erstmals von Moulton [Mou86] untersucht. Er berichtet außerdem von einem Absorptionsband zwischen 650 nm und 1100 nm, was für einen effizienten Laserbetrieb unerwünscht ist. Grund für dieses Verhalten könnten Paare von Ti^{3+}–Ti^{4+} sein. In modernen Laserkristallen sind diese unerwünschten Ionen durch verbesserte Kristallwachstumstechniken praktisch beseitigt.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Ti:Saphir hat laut Angabe des Herstellers[1] ein FOM[2] >250. Dies wird durch eine Dotierung mit 0.15 Gew.% Ti_2O_3 erreicht. Dadurch hat der Kristall bei 500 nm einen Absorptionskoeffizient von α=2.1 cm^{-1}.

[1] Fa. Crystal Systems

[2] Figure of Merit: das Verhältnis zwischen Absorption von Licht einer Wellenlänge von 500 nm zu Licht einer Wellenlänge von 800 nm

Kapitel 5

Der Resonator

Ein Laser als Lichtquelle kohärenter Strahlung setzt in den meisten Fällen einen Resonator voraus, der zur Speicherung und Verstärkung der erzeugten Strahlung dient. Dieser Resonator kann als Ringresonator mit einer umlaufenden Lichtwelle oder –wie in dieser Arbeit realisiert– als Stehwellenresonator ausgelegt werden.
Ein Resonator wird als stabil bezeichnet, wenn ein Lichtstrahl ihn nach beliebig vielen Umläufen nicht verläßt. Nach den Aussagen der geometrischen Optik sind bei stabiler Konfiguration der Spiegel keine Verluste zu erwarten, außer unvermeidlichen, jedoch sehr kleinen Beugungsverlusten an den Spiegelrändern, wenn man Spiegel mit einer Reflektivität von 1 voraussetzt.
Um Strahlquerschnitt und Divergenz für einen gegebenen Resonator berechnen zu können, muß die Wellengleichung unter Berücksichtigung der durch die Resonatorgeometrie festgelegten Randbedingungen gelöst werden und die Passage eines Strahls durch verschiedene optische Elemente berechnet werden. Dazu kann z.B. die Methode der paraxialen Matrizenoptik benutzt werden.

5.1 Paraxiale Strahloptik

Ein paraxialer Strahl ist durch seine Entfernung r von der optischen Achse z und seine Divergenz r' (Abb. 5.1) charakterisiert. Faßt man diese beiden Größen zu einem Vektor $\binom{r_1}{r_1'}$ zusammen, kann der Durchgang durch ein optisches Element durch eine Matrix

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r_1' \end{pmatrix} \tag{5.1}$$

beschrieben werden [KS91]. Exemplarisch sind in Tab. 5.1 einige für die weiteren Rechnungen wichtige Matrizen genannt [Sie91]. Zu beachten ist, daß bei zwei Elementen in Tab. 5.1 die Einfallsebene ($\widehat{=}$ tangential) von der dazu senkrechten Ebene ($\widehat{=}$ sagittal) unterschieden werden muß. Bei späteren Rechnungen wird ausgenutzt, daß die Beziehung $AD - BC = 1$ gilt, solange die Lichtstrahlen immer in demselben Medium betrachtet werden [Sie91], citeKane94.

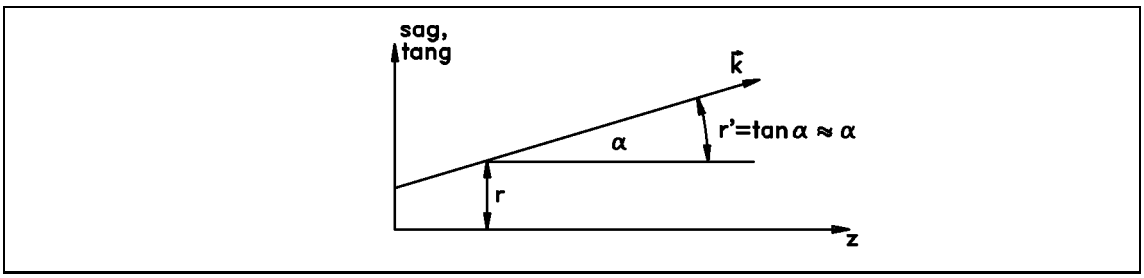


Abbildung 5.1: Paraxiale Strahloptik

Driftstrecke L durch ein in der Tangentialebene im Brewsterwinkel stehendes Medium mit Brechzahl n	sagittal	$\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
	tangential	$\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
dünne Linse mit Brennweite f		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$
gekrümmter Spiegel mit Radius R, in der Tangentialebene um den Winkel θ relativ zur Strahlachse gekippt	sagittal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2\cos\theta}{R} & 1 \end{pmatrix}$
	tangential	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\theta} & 1 \end{pmatrix}$

Tabelle 5.1: Matrizenoptik

5.2 Gaußsche Optik

5.2.1 Näherungsweise Lösung der Wellengleichung

Ein Laserstrahl unterscheidet sich im Wesentlichen in zwei Punkten von einer ebenen Welle: Seine Intensität ist transversal nicht gleichförmig verteilt, sondern auf einen Bereich nahe der Ausbreitungsachse konzentriert, die Wellenfronten sind im allgemeinen gekrümmt [KL66]. Er kann durch eine skalare Wellengleichung

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \qquad k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{5.2}$$

beschrieben werden. Diese wird durch

$$u = \psi(x, y, z) e^{-ikz} \tag{5.3}$$

gelöst. Dabei ist ψ eine langsam veränderliche komplexe Funktion, die die oben erwähnten Unterschiede zwischen einem Laserstrahl und einer ebenen Welle beschreibt. Einsetzen von (5.3) in (5.2) liefert eine Differentialgleichung für ψ

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - 2ik\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0 \qquad (5.4)$$

$$\text{für} \qquad \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \approx 0$$

die durch den Ansatz

$$\psi = e^{-i(P+\frac{k}{2q}r^2)} \quad \text{mit} \quad r^2 = x^2 + y^2 \qquad (5.5)$$

gelöst werden kann. $P(z)$ repräsentiert eine komplexe Phase, $q(z)$ einen komplexen Strahlparameter, der die Intensitätsverteilung eines Gaußschen Strahlprofils und die Krümmung der Wellenfronten nahe der z–Achse beschreibt. Setzt man (5.5) in (5.4) ein, erhält man durch Koeffizientenvergleich:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{i}{q} \qquad \frac{\partial q}{\partial z} = 1 \qquad (5.6)$$

$$\Rightarrow \quad q_2 = q_1 + z \qquad (5.7)$$

Diese Lösung von (5.4) ist nicht die einzige, aber so wichtig, daß sie oft „Grundmode“ genannt wird. Andere Lösungen beinhalten für rechteckige Geometrie Hermit–, für runde Spiegel Laguerre–Polynome. Der durch sie beschriebene Strahl weicht in seinem Intensitätsprofil von der Gaußform erheblich ab. Seine transversale Ausdehnung übersteigt die des Grundmodes. Die Moden werden nach der Anzahl der Nulldurchgänge (n,m) entlang der x bzw. y–Achse mit TEM_{nm} (Transversaler Elektrischer Mode) bezeichnet. Beobachtet werden sie z.B. bei schlecht justiertem Laser oder bei zu großem oder nicht gaußförmigen Querschnitt des Pumpstrahls. Für den Grundmode TEM_{00} definiert man zur Vereinfachung zwei reelle Strahlparameter w und R, die mit q über

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2} \qquad (5.8)$$

zusammenhängen. Die physikalische Bedeutung dieser Parameter wird klar, wenn man (5.8) in (5.5) einsetzt: $R(z)$ ist der Radius der Wellenfront, $w(z)$ ein Maß für die transversale Intensitätverteilung, definiert als der Radius, bei dem die Intensität auf $1/e$ des Wertes auf der Strahlachse abgefallen ist.
Ein Gaußscher Strahl hat an einer bestimmten Stelle eine Taille, den sogenannte „Beam–Waist“, mit Radius w_0. Zur weiteren Rechnung wird die Lage des Beam–Waist als Nullpunkt der z–Achse definiert. Der komplexe Strahlparameter ist hier rein imaginär, die Wellenfronten sind eben:

$$q_0 = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \qquad (5.9)$$

In einer Entfernung z gilt dann nach (5.7):

$$q = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z \tag{5.10}$$

Auflösen nach den reellen Parametern und Einsetzen von (5.10) in (5.8) führt zu:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q} &= \frac{z - i\frac{\pi w_0^2}{\lambda}}{\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 + z^2} \stackrel{!}{=} \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2} \\ \Rightarrow w^2(z) &= w_0^2\left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right) \qquad (5.11) \\ \text{und} \quad R(z) &= z\left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \qquad (5.12) \end{aligned}$$

Abb. 5.2 zeigt einen Gaußschen Strahl, der zu einem Waist $2w_0$ eingeengt wird. Zusätzlich eingetragen ist der konfokale Parameter b. Bezeichnet man die Quer-

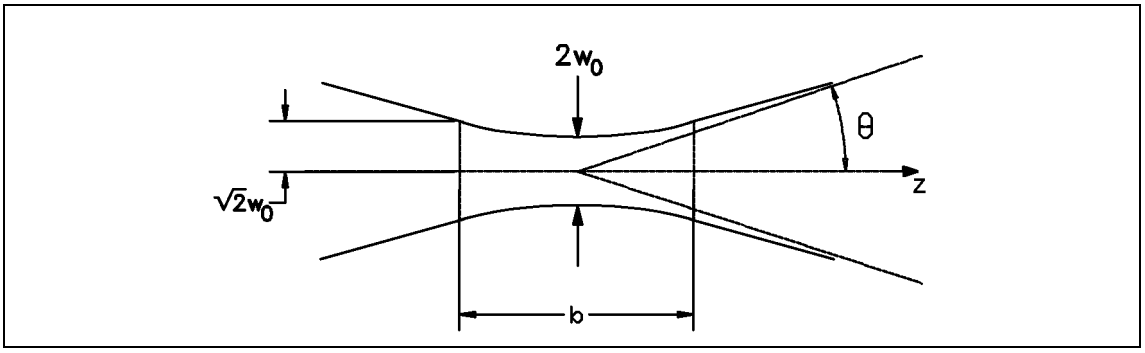


Abbildung 5.2: Gaußscher Strahl mit Beam–Waist $2w_0$

schnittsfläche des Gaußschen Strahls am Beam–Waist mit F, ist diese bei $z = \frac{b}{2} = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$ auf $2F$ gewachsen. In Abb. 5.2 wird deutlich, daß ab dem Abstand z der Strahl wieder in geometrischer Optik angenähert werden kann, da die Strahlenveloppe nach $z = \frac{b}{2}$ gut als Gerade angesehen werden kann , die mit einem Divergenzwinkel

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \tag{5.13}$$

gegen die z–Achse läuft.

5.2.2 Die ABCD–Regel

Ein Strahl, der eine Anzahl von optischen Elementen passiert, wird durch diese eine Veränderung seiner Eigenschaften erfahren. So ist z.B. bei Durchgang durch eine

dünne Linse der Strahldurchmesser unmittelbar nach der Linse gleich dem unmittelbar vor ihr; geändert hat sich nur die Krümmung der Wellenfront und damit die Divergenz des Lichtstrahls. Eine Driftstrecke beeinflußt die Divergenz nicht, aber der Strahlquerschnitt wird nach (5.11) verändert. Kennt man die Matrizen der paraxialen Strahloptik für die verwendeten optischen Elemente, kann man den komplexen Strahlparameter q_2 nach Durchlaufen dieser Elemente aus dem Produkt aller Matrizen und der ABCD–Regel [KL66]:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \tag{5.14}$$

errechnen, falls man q_1 davor kennt. A, B, C, D sind die Elemente der Produktmatrix.

5.3 Resonatortheorie

Ein Resonator besteht aus Spiegeln, zwischen denen Energie gespeichert wird. Wie oben schon erwähnt, werden Beugungsverluste vernachlässigt, was bei Spiegeldurchmessern, die viel größer als die Lichtflecke sind, gerechtfertigt ist.
Ein Mode eines Resonators zeichnet sich durch Selbstkonsistenz aus, d.h. seine Strahlparameter müssen nach einem kompletten Umlauf sowohl transversal als auch longitudinal reproduziert werden. Dies kann man sich zur Berechnung eines stabilen Resonators zunutze machen, indem man die ABCD–Matrix eines Umlaufes berechnet und in (5.14) $q_2 = q_1 = q$ fordert. Es folgt

$$Cq^2 + (D - A)\,q - B = 0 \tag{5.15}$$

und daraus die in $1/q$ quadratische Gleichung

$$\frac{1}{q^2} - \frac{(D-A)}{B}\frac{1}{q} - \frac{C}{B} = 0 \tag{5.16}$$

mit der Lösung

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} \pm \sqrt{\left(\frac{D-A}{2B}\right)^2 + \frac{C}{B}} \tag{5.17}$$

Unter Ausnutzung von $AD - BC = 1$ folgt

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} \pm \frac{i}{2B}\sqrt{4 - (A+D)^2} \tag{5.18}$$

$$\stackrel{!}{=} \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2} \tag{5.19}$$

$$\Rightarrow \quad R = \frac{2B}{D-A} \tag{5.20}$$

$$\Rightarrow \quad w^2 = \frac{2B\lambda}{\pi\sqrt{(4-(A+D)^2}} \tag{5.21}$$

Mit diesen theoretischen Voraussetzungen ist es möglich, einen beliebigen Resonator zu berechnen.

5.4 Der realisierte Resonator

Wie in [ZVH+95] erläutert, tendieren käufliche Ti:Saphir Laser dazu, mit vielen Elementen im Resonator ausgestattet zu sein, um Abstimmbarkeit und kleine Linienbreite zu gewährleisten. Dadurch müssen Resonatoren relativ groß geplant werden, was zu Schwierigkeiten in der Justierung sowie zu hohen Anforderungen an das verwendete Material in Bezug auf Temperaturstabilität führt. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, wurde in Anlehnung an [ZVH+95] ein relativ kleiner Resonator gewählt.
Da der Laserkristall zur Vermeidung von Reflexionsverlusten im Brewsterwinkel geschnitten ist, trifft der Strahl nicht senkrecht auf die Endflächen des Kristalls, was zu einer Unterscheidung von sagittaler und tangentialer Ebene im Resonator und damit zu Astigmatismus führt (s.Tab 5.1). Da der Pumplaser aber einen runden Strahl liefert, muß dafür gesorgt werden, daß im Fokus des Pumpstrahls auch der im Resonator umlaufende Strahl rund ist. Deshalb wurde eine Z–Geometrie mit zwei Plan– und zwei Konkavspiegeln gewählt. Abb. 5.3 zeigt eine Skizze des Resonators

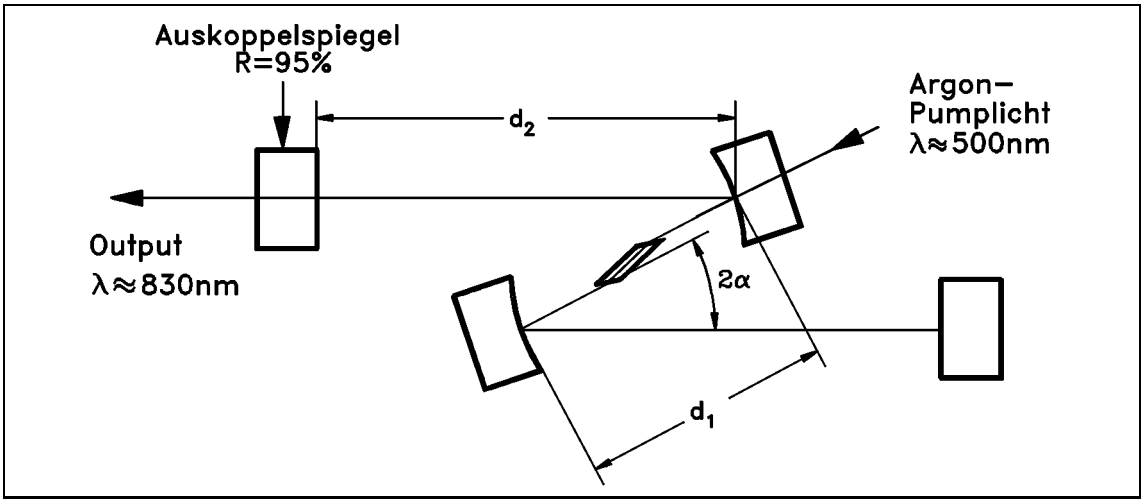


Abbildung 5.3: Skizze der Lasergeometrie in Originalgröße

in der Tangentialebene mit Angabe der verwendeten Abstands–und Winkelbezeichnungen. Durch einen Winkel 2α zwischen fokussiertem und kollimiertem (schrägem und geradem) Arm erreicht man unterschiedliche Brennweiten der Hohlspiegel in sagittaler und tangentialer Ebene (s.Tab 5.1), wodurch eine Astigmatismuskompensation erreicht werden kann. Für diese symmetrische Konstruktion genügt es, statt

eines kompletten nur einen halben Umlauf im Resonator mit der ABCD–Matrix zu berechnen:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}_{sag} = \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2\cos\alpha}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2\cos\alpha}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5.22}$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}_{tan} = \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\alpha} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\alpha} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5.23}$$

Sehr vereinfacht wurde das Ausrechnen des Resonators durch ein Programm, das in [ZVH+95] beschrieben ist und freundlicherweise von Herrn Dr. habil. Claus Zimmermann zur Verfügung gestellt wurde. Ausgerechnet werden im wesentlichen die konfokalen Parameter in beiden Ästen des Resonators in jeweils beiden Ebenen. Damit wurden Winkel und Abstände zwischen den Spiegeln solange variiert, bis die konfokalen Parameter des fokussierten Arms in Luft in sagittaler und tangentialer Richtung übereinstimmten. Durch den Brechungsindex des Kristalls werden die wahren konfokalen Parameter zwar unterschiedlich sein, dies trifft jedoch ebenso auf den Pumpstrahl zu. Die Geometrie des Lasers wird dann mit einem Drucker ausgegeben und der Ausdruck direkt auf die gewünschte Grundplatte festgeklebt, um nach dieser Schablone die Löcher für die Spiegelhalter zu bohren. Auf diese Weise wurde ein Resonator mit einem optischen Weg zwischen den beiden Hohlspiegeln, die einen Krümmungsradius von R=25 mm haben, von d_1=35 mm, und zwischen den Hohl– und Planspiegeln von d_2=55 mm berechnet. Dabei mußte berücksichtigt werden, daß der Kristall von einer Kühlung umgeben werden muß. Außerdem muß Raum bleiben, um das Birefringent–Filter, das zur Wellenlängenabstimmung benötigt wird, im Resonator zu plazieren. Der Winkel zwischen den Armen beträgt $2\alpha = 28°$. Das Programm gibt für diesen Resonator zwischen den Hohlspiegeln einen konfokalen Parameter an Luft von $b_{sag} = 3.4$ mm sowie $b_{tan} = 3.2$ mm, was einem Strahlradius an der Beam–Waist von $w_{sag} = 20.8\,\mu$m und $w_{tan} = 20.2\,\mu$m entspricht. Im Arm zwischen Hohl– und Planspiegel liegt die Beam–Waist auf dem Planspiegel. Die konfokalen Parameter sind hier $b_{sag} = 47.6$ mm sowie $b_{tan} = 60.2$ mm, was einem Radius des Laserflecks auf dem Planspiegel von $w_{sag} = 77.8\,\mu$m bzw. $w_{tan} = 87.5\,\mu$m entspricht. Der ausgekoppelte Laserstrahl hat nach (5.13) eine Divergenz von $\theta_{sag} = 3$ mrad und $\theta_{tan} = 3.3$ mrad.

Die Hohlspiegel sind für einen Wellenlängenbereich zwischen 780 nm und 880 nm hochreflektierend (R≥99,99 %) beschichtet. Sie haben für Pumplicht eines Argon–Ionenlasers im "all–lines"–Betrieb mit Wellenlängen zwischen 454 nm und 528 nm eine Transmission von ca. 90%[1]. Einer der Planspiegel ist ebenfalls hochreflektierend, der andere dient als Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 95 % im gewünschten Wellenlängenbereich.

[1] Lt. Hersteller: Fa. Laseroptik, Garbsen

Kapitel 6

Mechanischer Aufbau

Alle zum Einsatz kommenden Teile wurden entweder selbst oder von den mechanischen Werkstätten im Hause angefertigt. Die technischen Zeichnungen der einzelnen Stücke befinden sich im Anhang A.

6.1 Die Spiegelhalter

Wie in [ZVH+95] beschrieben, wurde jeder Spiegelhalter aus einem Stück Neusilber gefertigt. Dieses Material aus 62 % Kupfer, 18 % Nickel und 20 % Zink verbindet hohe Elastizität mit der Möglichkeit, es gut bearbeiten zu können. Abb. 6.1 zeigt eine Skizze der Spiegelhalter. Durch einen Ätzprozeß wurden die Spiegelhal-

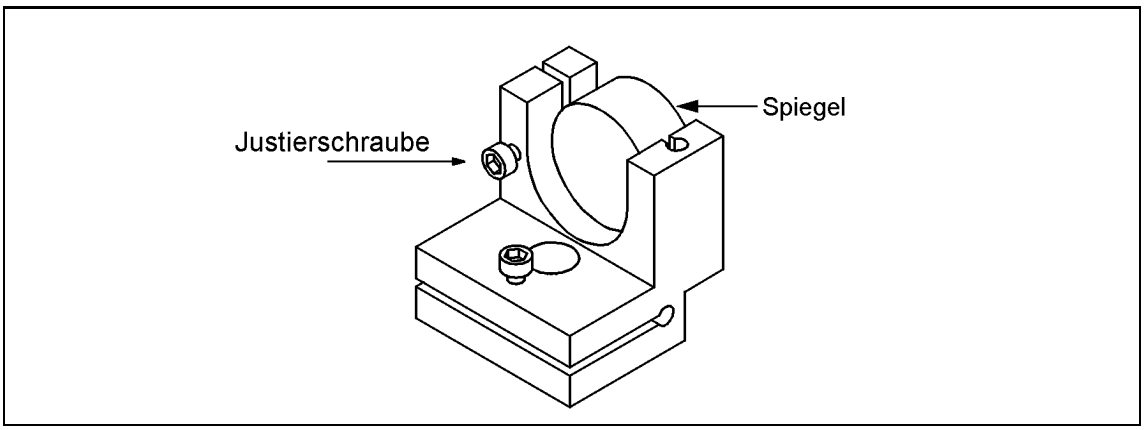


Abbildung 6.1: Spiegelhalter

ter geschwärzt, um Streulicht möglichst zu vermeiden. Die Spiegel aus einem runden Substrat (Ø=12,7 mm) werden in den vorderen Teil der Spiegelhalter mit UV-härtendem Kleber eingesetzt. Die Spiegel können durch die beiden M2–Schrauben

justiert werden. Durch Eindrehen werden die geschlitzten Metallteile gespreizt. Materialermüdung konnte nicht festgestellt werden. Die Spiegelhalter werden mit M3–Schrauben auf einer 10 mm starken Messingplatte befestigt, die ebenfalls geschwärzt wurde.

6.2 Der Halter für die Pumplinse

Die Pumplinse muß entlang der Strahlachse verschiebbar sein, um die Fokusse von Argon– und Ti:Saphir–Strahl zu überlagern. Dazu wurde sie in einen Zylinder eingesetzt. Dieser wurde abgeflacht, um ihn auf einen Verschiebetisch aufschrauben zu können. Abb. 6.2 zeigt eine Skizze der Anordnung. Genau wie die Grundplatte wurde der Verschiebetisch auf einen Standard–Optik–Halter[1] gesetzt.

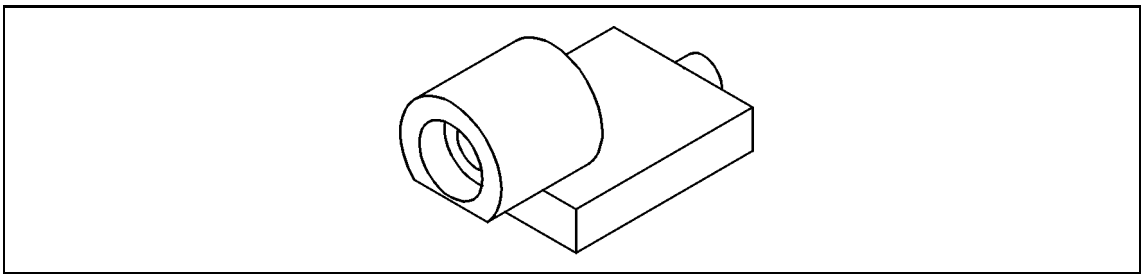


Abbildung 6.2: Linsenhalter für die Pumplinse

6.3 Gesamtaufbau

Der Ar^+–Laser emittiert Licht mit senkrechter Linearpolarisation. Da der Laserkristall im Brewsterwinkel geschnitten ist, um Reflexionsverluste zu vermeiden, muß zur effizienten Einkopplung des Pumplichts die Polarisationsebene des Argonstrahls gedreht werden. Dies geschieht durch eine $\lambda/2$–Platte. Zur genauen Justierung des Pumpstrahls relativ zum im Resonator umlaufenden Licht wird dieser über zwei Spiegel auf die Pumplinse gelenkt, von der er durch einen der Hohlspiegel in den Ti:Saphir–Kristall fokussiert wird. Abb. 6.3 zeigt den gesamten Aufbau.

[1] Fa. Thorlabs

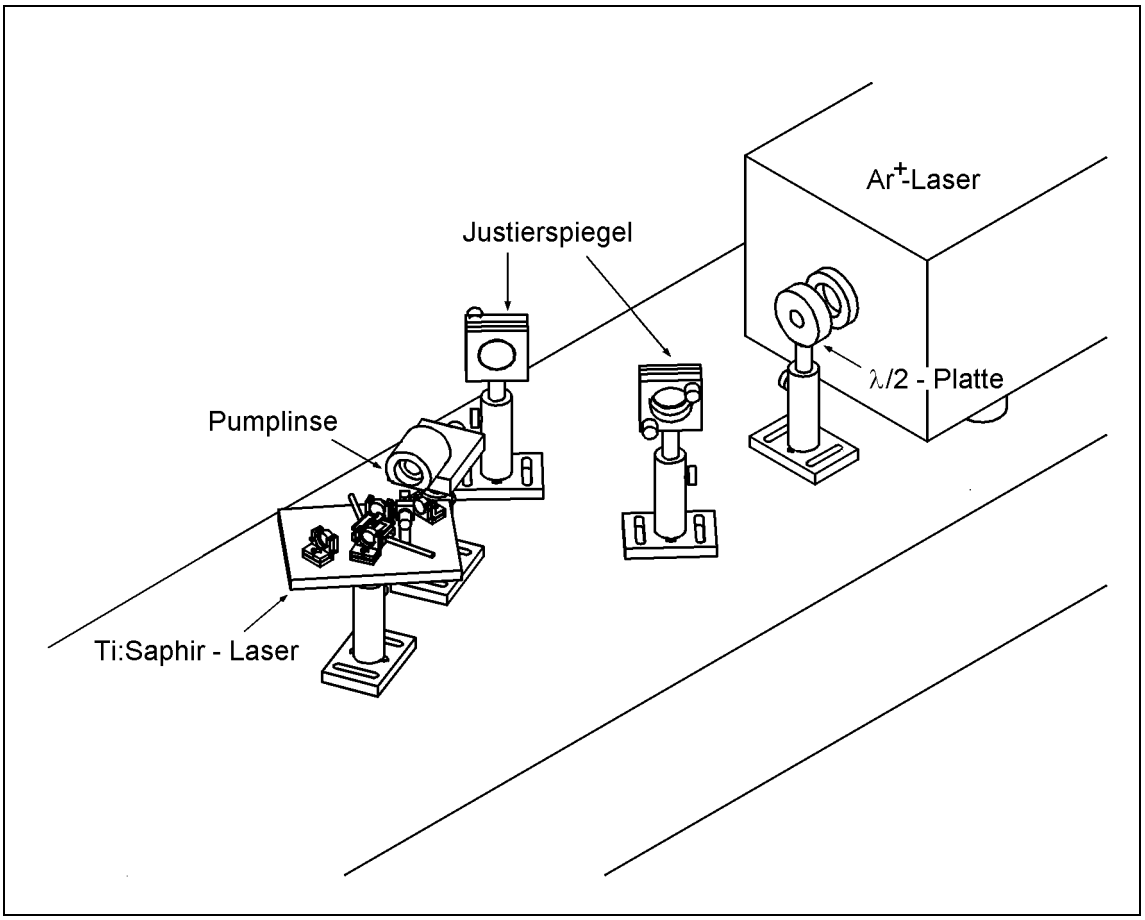


Abbildung 6.3: Der Lasertisch im Bereich des Lasers

Kapitel 7

Das Birefringent–Filter

Als wellenlängenselektives Element dient im hier vorgestellten Laser ein doppelbrechendes Quarzplättchen innerhalb des Resonators. Quarz ist ein positiv uniaxial doppelbrechendes Material, d.h. sein Brechungsindex ist für den ordentlichen Strahl kleiner als für den außerordentlichen. Der Quarz ist so geschnitten, daß die optische Achse parallel zur Oberfläche liegt, er wird im Resonator unter dem Brewsterwinkel eingebaut. Dadurch wird eine Polarisationsrichtung —hier die der p–Ebene, d.h. der elektrische Feldvektor steht horizontal— bevorzugt, da die s–Polarisation Reflexionsverluste erleidet. Ein einfaches Bild des Einbaus und der Funktionsweise macht Abb.7.1 deutlich. Ein Lichtstrahl mit gegebener Polarisation wird innnerhalb des Plättchens in zwei voneinander unabhängige Strahlen, den ordentlichen (o) und den außerordentlichen (e), aufgespalten. Aufgrund der Doppelbrechung von Quarz kommt es nach durchlaufener Plättchendicke zu einem Gangunterschied zwischen den beiden Strahlen. Nur die Moden, für die der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches von λ ist, sind wieder linear polarisiert und erleiden an den Brewsterflächen keine Verluste. Moden, deren Gangunterschied nach dem Plättchen von $n \cdot \lambda$ abweicht, sind elliptisch polarisiert. Die dadurch auftretenden Verluste bewirken ein Aussterben dieser unerwünschten Moden im Resonator. Drehen des Quarzplättchens in seiner Ebene bewirkt eine effektive Änderung der Brechungsindices entlang des e– und o–Strahls, dadurch wird für eine andere Mode ein Gangunterschied von $n \cdot \lambda$ hergestellt, was diese über die Laserschwelle bringt. Der Vorteil eines so im Resonator angebrachten Quarzplättchens ist eine mögliche kontinuierliche Durchstimmbarkeit des Lasers. Eingesetzt wurden Quarzplättchen mit einer Dicke von $1T$=0.51mm sowie $2T$ und $4T$. Die Brechungsindices werden mit $n_o = 1.5533$ und $n_e = 1.5442$ angegeben[1].

Ein detailierteres Bild der Transmission eines Birefringent–Filter zeigt eine Analyse mit Hilfe des Jones–Matrixformalismus [Jon41].

[1] lt. Hersteller: Fa. Crystal Systems

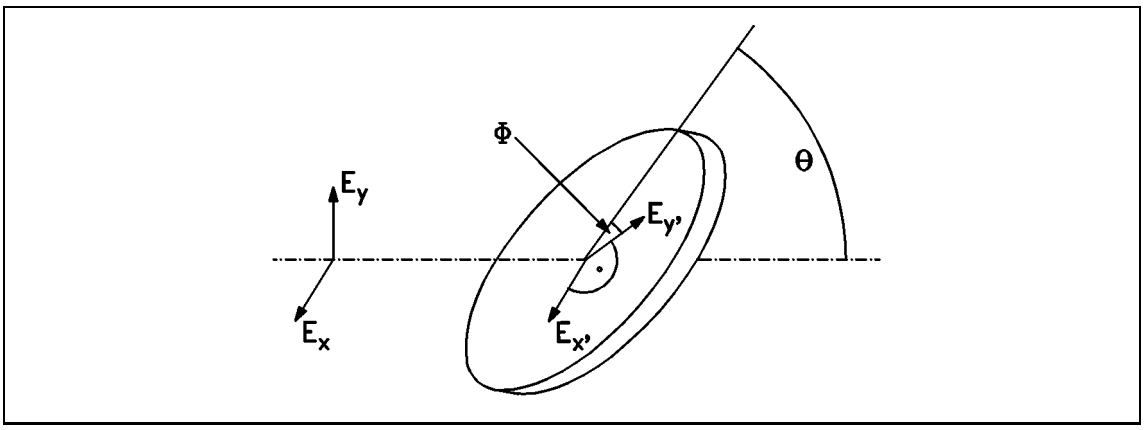


Abbildung 7.1: Skizze des Einbaus eines Birefringent–Plättchens
θ ist der Kipp–, i.a. der Brewsterwinkel, ϕ der Drehwinkel, E_x, E_y sind die Polarisationskomponenten des ankommenden Lichts, $E_{x'}$ bzw. $E_{y'}$ ihre Projektionen auf die optischen Achsen des Kristalls.

7.1 Der Jones–Matrixformalismus

Ebene Wellen, die sich entlang der z–Achse ausbreiten, können komponentenweise als

$$\begin{aligned} E_x &= A_x e^{i(\epsilon_x + 2\pi\nu t)} \\ E_y &= A_y e^{i(\epsilon_y + 2\pi\nu t)} \end{aligned}$$

geschrieben werden, wobei sowohl die Amplituden A_x, A_y als auch $\epsilon_{x,y} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_{x,y} \cdot z$ reell sind. Ist $\epsilon_x - \epsilon_y = n \cdot \pi$, dann ist das Licht linear–, ansonsten elliptisch polarisiert. Elemente wie Verzögerungsplättchen oder Polarisationsfolien, welche die Polarisation verändern, können dies auf zwei Arten erreichen: Erstere haben unterschiedliche Brechungsindices für verschiedene Polarisationskomponenten, letztere erreichen einen Effekt durch unterschiedliche Absorptionskoeffizienten. Um nicht beide Effekte getrennt behandeln zu müssen, wird im folgenden angenommen, daß sich sowohl Brechungsindex als auch Absorptionskoeffizient der beiden Kristallachsen unterscheiden. Falls man also die Komponenten des $\vec{E}$–Feldes in Bezug auf die Kristallhauptachsen ($E_{x'0}$ bzw. $E_{y'0}$) bei Eintritt in das Element kennt, sind die entsprechenden Komponenten beim Austritt als

$$\begin{aligned} E_{x'1} &= E_{x'0} e^{-i\frac{2\pi d}{\lambda}(n_{x'} - ik_{x'})} \\ &= N_{x'} E_{x'0} \\ E_{y'1} &= E_{y'0} e^{-i\frac{2\pi d}{\lambda}\left(n_{y'} - ik_{y'}\right)} \\ &= N_{y'} E_{y'0} \end{aligned} \tag{7.1}$$

darstellbar. Dabei ist λ die Vakuumwellenlänge, $n_{x',y'}$ bzw. $k_{x',y'}$ der Brechungsindex bzw. Absorptionkoeffizient entlang der jeweiligen Achse. $N_{x'}$ und $N_{y'}$ sind Abkürzungen für die Exponentialfaktoren.
Eigentlich interessiert ist man an den Projektionen des $\vec{E}$–Feldes auf feststehende Raumachsen x und y, nicht an denen auf die Kristallachsen x', y'. Wenn ϕ der positive Winkel zwischen x– und x'–Achse ist, erhält man:

$$\begin{aligned} E_{x'} &= E_x \cos\phi + E_y \sin\phi \\ E_{y'} &= -E_x \sin\phi + E_y \cos\phi \end{aligned} \tag{7.2}$$

Eliminierung der x', y'–Komponenten in (7.1) und (7.2) ergibt:

$$\begin{aligned} E_{x1} &= \left(N_{x'} \cos^2\phi + N_{y'} \sin^2\phi\right) E_{x0} \\ &\quad + (N_{x'} - N_{y'}) \sin\phi \cos\phi E_{y0} \\ E_{y1} &= (N_{x'} - N_{y'}) \sin\phi \cos\phi E_{x0} \\ &\quad + \left(N_{x'} \sin^2\phi + N_{y'} \cos^2\phi\right) E_{y0} \end{aligned} \tag{7.3}$$

Gleichung (7.3) beschreibt also eine Relation zwischen den x– und y–Komponenten der ein– und austretenden Strahlung. Weitere Rechnungen können durch Überführung in einen Matrixformalismus wesentlich vereinfacht werden. Dazu definiert man eine Matrix $\mathbf{M}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &\equiv \begin{pmatrix} m_1 & m_2 \\ m_3 & m_4 \end{pmatrix} \\ m_1 &= N_{x'} \cos^2\phi + N_{y'} \sin^2\phi \\ m_2 = m_3 &= (N_{x'} - N_{y'}) \sin\phi \cos\phi \\ m_4 &= N_{x'} \sin^2\phi + N_{y'} \cos^2\phi \end{aligned}$$

Wenn man dann weiter Zustandsvektoren $\vec{v}_0, \vec{v}_1$ des $\vec{E}$–Felds als

$$\vec{v}_{0,1} \equiv \begin{pmatrix} E_{x0,1} \\ E_{y0,1} \end{pmatrix} \tag{7.4}$$

definiert, kann man (7.3) auch als Vektorgleichung

$$\vec{v}_1 = \mathbf{M}\vec{v}_0$$

schreiben. Die Matrix $\mathbf{M}$ kann in einfacher Form beschrieben werden: Sei $\mathbf{S}(\phi)$ die Drehmatrix:

$$\mathbf{S} \equiv \begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi \\ \sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix}$$

und

$$\mathbf{N} \equiv \begin{pmatrix} N_{x'} & 0 \\ 0 & N_{y'} \end{pmatrix}$$

dann gilt:

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(\phi)\mathbf{N}\mathbf{S}(-\phi)$$

Die Matrix kann in einen Absorptionsteil und einen polarisationsdrehenden Anteil separiert werden. Es kann gezeigt werden und es ist auch anschaulich klar, daß eine Aufeinanderfolge von Polarisationskomponenten als Matrizenmultiplikation dargestellt werden kann.

7.2 Transmission eines Birefringent–Filter

Auf gekippte doppelbrechende Platten im Resonator wurde diese Methode von Bloom [Blo74] angewandt. Er vereinfacht die Rechnung durch Annahme perfekter Polarisatoren vor und hinter einem Verzögerungsplättchen.
Die folgende, leichter nachvollziehbare Darstellung ist im Wesentlichen nach Preuss und Gole [PG80], die aus dem Jones–Formalismus auf eine Transmission in Abhängigkeit von Drehwinkel und Wellenlänge gelangen, ohne eine solche Vereinfachung zu benötigen. Dazu wird Gleichung (7.4) vereinfacht, indem die Amplitude des $\vec{E}$–Feldes auf 1 normiert wird. In x–bzw. y–Richtung polarisiertes Licht kann dann als $\binom{1}{0}$ bzw. $\binom{0}{1}$ geschrieben werden. Das Quarzplättchen der Dicke t dient nur zur Phasenverschiebung zwischen x– und y–Komponente, die Jones–Matrix ist also diagonal und als

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} e^{i\delta_x(\theta)} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_y(\theta)} \end{pmatrix} \tag{7.5}$$

mit $\delta_x(\theta)$ und $\delta_y(\theta)$ als Phasenverschiebungen der x– und y–Komponenten, zu schreiben. Wird das Plättchen zusätzlich um den Winkel ϕ um eine Achse senkrecht zur Plättchenebene gedreht, stimmen die Kristallachsen nicht mehr mit den x– und y–Komponenten überein. Unter der Annahme, daß e– und o–Strahl nur wenig räumlich getrennt voneinander den Kristall verlassen [2], kann man zeigen, daß eine Jones–Matrix der folgenden Form das Birefringent–Filter richtig beschreibt:

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}(\theta,\phi) &= \left(n_o^2 - \cos^2\phi\cos^2\theta\right)^{-1}\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} && (7.6)\\
A &= e^{i\delta_e}(n_o^2 - \cos^2\theta)\cos^2\phi + e^{i\delta_o}n_o^2\sin^2\phi \\
B = C &= (e^{i\delta_e} - e^{i\delta_o})n_o\sin\phi\cos\phi\sqrt{(n_o^2\cos^2\theta)} \\
D &= e^{i\delta_e}n_o^2\sin^2\phi + e^{i\delta_0}(n_o^2 - \cos^2\theta)\cos^2\phi \\
\delta_e(\theta,\phi) &= \frac{2\pi n_e t}{\lambda}\frac{\left(1 + \frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_e^2} - \frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_o^2}\right)}{\left(1 + \frac{\cos^2\theta\sin^2\phi}{n_e^2} - \frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_o^2}\right)} && (7.7)
\end{aligned}$$

[2] Die räumliche Trennung ist bei einem $1T$–Plättchen 1.5μm, was bei einem Strahldurchmesser an dieser Stelle von 50μm die Annahme rechtfertigt [Zhu94].

$$\delta_o(\theta,\phi) \quad = \quad \frac{2\pi n_o t}{\lambda}\sqrt{1-\frac{\cos^2\theta}{n_o^2}} \tag{7.8}$$

Wellenlängenabstimmende Eigenschaften erreicht man nur, wenn die auftreffende Laserstrahlung linear polarisiert ist. Dies wird in diesem Fall durch den im Brewsterwinkel geschnittenen Laserkristall sowie durch das Birefringent–Filter selbst, das ebenfalls im Brewsterwinkel steht, erreicht. Licht, das die Austrittsfläche des Plättchens erreicht, kann als

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mathbf{M}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{7.9}$$

geschrieben werden. Die Amplitude des austretenden Lichts ist durch

$$E_x = \frac{\left(n_o^2 - \cos^2\theta\cos^2\phi)\right)}{e^{i\delta_e} n_o^2 \sin^2\phi + e^{i\delta_o}\left(n_o^2 - \cos^2\theta\right)\cos^2\phi)} \tag{7.10}$$

beschrieben. Die Intensität ist dann durch $I_x = E_x E_x^*$ gegeben. Führt man diese Multiplikation mit Gleichung (7.10) aus und ersetzt δ_e und δ_o mit den Ausdrücken (7.7),(7.8), erhält man:

$$I_x = 1 - sin^2 2\phi \frac{n_o^4 - n_o^2\cos^2\theta}{n_o^2 - \cos^2\theta\cos^2\phi}\sin^2 \tag{7.11}$$
$$\left(\frac{\pi t}{\lambda}\frac{n_e\left(1+\cos^2\theta\cos^2\phi/n_e^2 - \cos^2\theta\cos^2\phi/n_o^2\right)}{\sqrt{1-\cos^2\theta\sin^2\phi/n_e^2 - \cos^2\theta\cos^2\phi/n_o^2}} - \frac{\pi t}{\lambda}\frac{n_o}{\sqrt{1-\cos^2\theta/n_o^2}}\right)$$

Um das Abstimmverhalten eines Birefringent–Filters beurteilen zu können, wurde die Intensität (7.11) als Funktion der Wellenlänge bei festem Drehwinkel ϕ aufgetragen (Abb.7.2). Das dünnste Plättchen hat die breiteste Transmissionskurve; innerhalb des betrachteten Bereichs erreicht keine andere Wellenlänge eine Transmission von T=1. Das dickste Plättchen hat den schmalsten Transmissionspeak, allerdings erreichen bei festem ϕ mehrere Wellenlängen T=1. Es kann gezeigt werden, daß eine Kombination verschieden dicker Plättchen mit Dickenverhältniss 1:2:4:8 usw. – oder Kombinationen daraus – den Abstimmbereich des dünnsten und die Schmalbandigkeit der dicksten Platte erreichen [Blo74].
Welche Kombination ausreichend ist, hängt im wesentlichen vom Verstärkungsprofil des Lasermediums ab. Kommt ein Medium mit kleinem Gain zum Einsatz, genügt evtl. schon die dünnste Platte, um nur einen Lasermode über die Laserschwelle zu heben, alle anderen werden durch die Faltung von Gainkurve und Transmissionskurve des Birefringent–Filters genügend stark unterdrückt. Um anderen Wellenlängen Lasertätigkeit zu erlauben, muß der Filter, wie in der Einführung erwähnt, um eine Achse senkrecht zur Oberfläche gedreht werden. Abb. 7.3 zeigt die transmittierte Intensität aus Gleichung (7.11) als Funktion der Wellenlänge und dem Drehwinkel ϕ. Auch hier wird deutlich, daß ein maximaler Abstimmbereich durch die Kombination von mehreren unterschiedlich dicken Plättchen erreicht wird. Es sollte allerdings

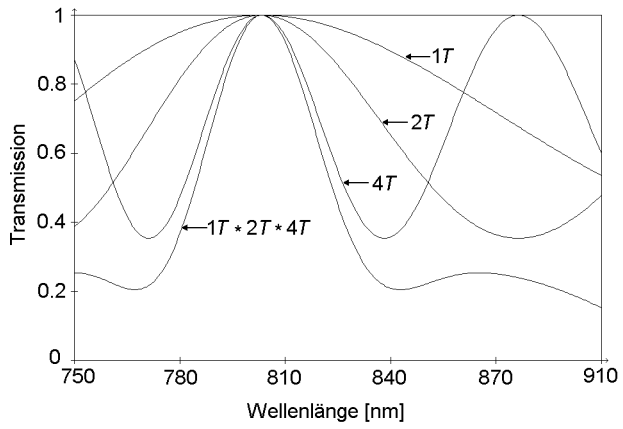


Abbildung 7.2: Transmission eines Birefringent–Filter in Abhängigkeit von der Wellenlänge, der Drehwinkel ϕ wurde willkürlich auf 23° gesetzt.

beachtet werden, daß sowenig optische Oberflächen wie möglich im Resonator plaziert werden, um eventuell auftretende Verluste durch Reflexion und Staub gering zu halten.

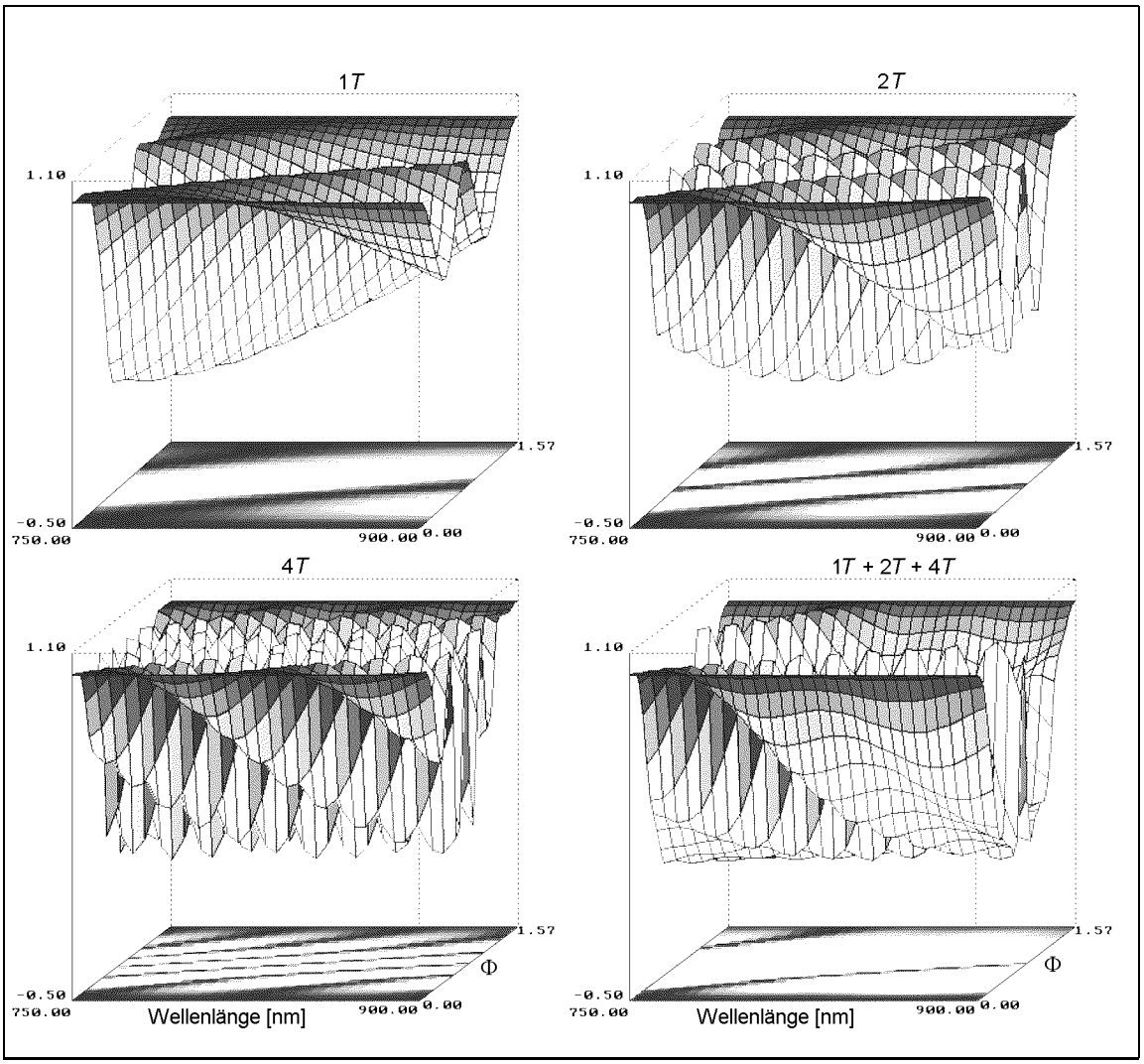


Abbildung 7.3: Transmission verschiedener Birefringent–Filter mit den Dicken (von links oben nach rechts unten) $1T$, $2T$ und $4T$ sowie einer Kombination daraus in Abhängigkeit von Wellenlänge und Drehwinkel ϕ.

7.3 Der Halter für die Birefringent–Plättchen

Wie in Kapitel 7.2 erwähnt, müssen die doppelbrechenden Quarzplatten im Resonator im Brewsterwinkel aufgestellt werden und um eine Achse senkrecht zu ihrer Oberfläche drehbar gelagert werden. Um ein kontinuierliches Durchstimmen der Wellenlänge zu ermöglichen, muß dabei der Winkel sehr fein eingestellt werden können. Eine zusätzliche Schwierigkeit — vor allem fertigungstechnischer Natur — stellt dabei der zu Verfügung stehende Platz im Resonator dar. Durch das Verdrehen relativ zur Strahlachse um den Brewsterwinkel θ wird die effektive Apertur der Plättchen um $\cos\theta$ verkleinert. Es mußte daher darauf geachtet werden, möglichst wenig von dieser schon kleinen Öffnung durch die Halterung zu verlieren.
Alle Teile des Halters wurden aus Messing gefertigt, wie die Spiegelhalter wurde auch der Halter für das Birfringent–Filter geschwärzt.
Die Quarzplättchen werden vom Hersteller[3] als runde Scheiben geliefert. Eine Abplattung soll die Richtung der schnellen Achse anzeigen. Wenn ein Einsatz von mehreren Plättchen nötig ist, muß die Richtung ihrer optischen Achsen übereinstimmen. Dazu wird jedes Plättchen in einen eigenen Ring eingesetzt, in dem es auf einer Nase mit 0.5 mm Breite aufliegt (Abb. 7.4). Da Quarz ein sehr bruchempfindliches Mate-

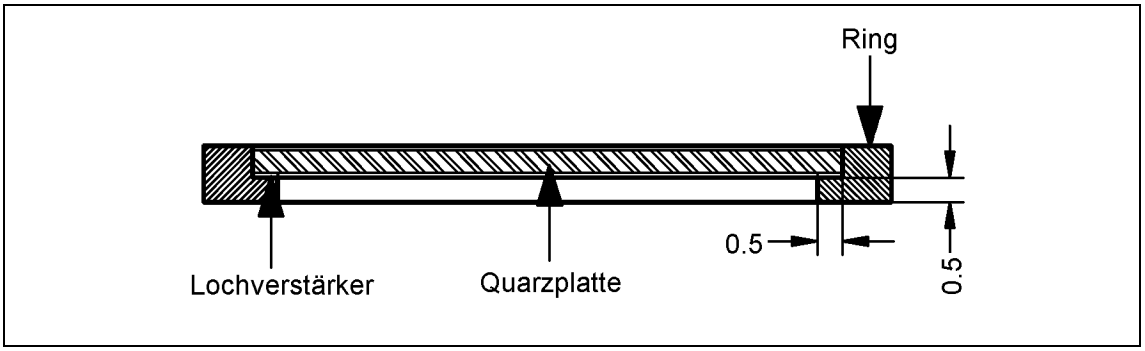


Abbildung 7.4: Schnitt durch einen Ring zur Aufnahme eines Birefringent–Plättchens

rial ist, ist eine Dämpfung zwischen Metall und Quarz nötig. Sehr gut dazu geeignet sind aufgrund ihrer Abmessungen (Ø=12.7 mm) herkömmliche Lochverstärker aus dem Bürobedarf.
Drei dieser Ringe für Plättchen mit Dicken von $1T$, $2T$ und $4T$ werden dann zusammen in ein inneres Gehäuse eingesetzt. Ein Kegelsegment sorgt für die Fixierung der Plättchen gegeneinander (Abb.7.5). Eine Justierung der einzelnen Platten gegeneinander ist so nicht mehr möglich, sollte aber auch nicht nötig sein, sofern die Abplattung korrekt angebracht wurde. Das innere Gehäuse kann mit einem Deckel verschlossen werden, die dazu benötigten Schrauben sind in Abb. 7.5 zu sehen. Durch

[3] Fa.Crystal Systems

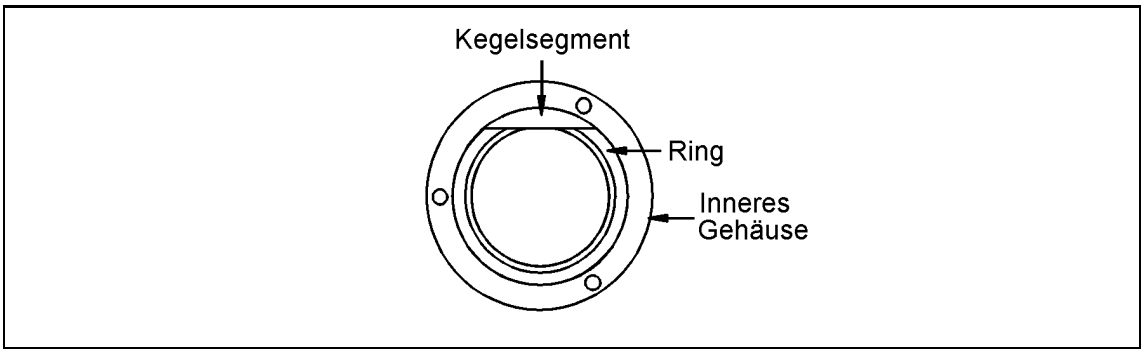


Abbildung 7.5: Ring mit Fixierung durch Kegelsegment im inneren Gehäuse, Draufsicht

den Deckel werden die drei Ringe endgültig fixiert. Die gesamte Einheit wird in ein äußeres Gehäuse gesteckt, durch das hindurch ein Hebel in ein dafür vorgesehenes Gewinde geschraubt wird. Das äußere Gehäuse wird an einem Winkel befestigt. Wie in Abb. 7.6 zu sehen, wird an diesem Winkel außerdem eine Mikrometerschraube befestigt, die gegen den Hebel drückt und so die Platten in ihrer Ebene drehen kann. Für Beweglichkeit in beide Richtungen sorgt eine Feder, die sowohl am Hebel

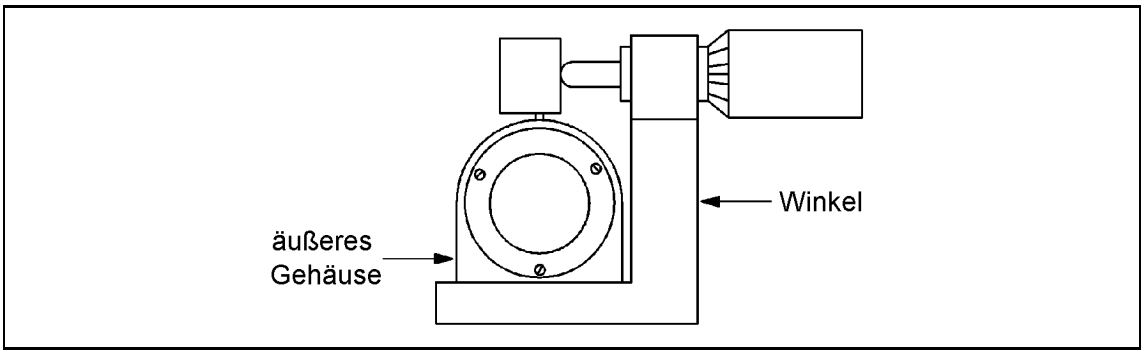


Abbildung 7.6: Halter für Birefringent–Filter, komplett zusammengebaut, nicht eingezeichnet ist die Feder

als auch am Winkel befestigt ist und somit den Hebel immer in Richtung Winkel zieht. Die Mikrometerschraube erlaubt eine Ablesegenauigkeit von 0.01 mm, ihr Angriffspunkt ist ca. 15 mm von der Drehachse entfernt, was eine Einstellgenauigkeit von ca. 0.04° gewährleistet. Um genügend kleine Ausmaße des Halters zu erreichen, wurde eine kleine Mikrometerschraube gewählt, sie erlaubt einen Verstellweg von 7.7 mm, entsprechend kann ein Winkelbereich von 28° überstrichen werden. Alle drei Ringe können zusammen grob justiert werden, indem sie relativ zum inneren Gehäuse gedreht werden.

Kapitel 8

Halterung und Kühlung des Laserkristalls

Da nicht das gesamte Argon–Licht in infrarotes Licht umgewandelt wird, sondern im besten Fall etwa 30 %, wird der Laserkristall warm. Diese Erwärmung findet vor allem im dünnen Pumpkanal statt. Da die Außenseiten des Laserkristalls entweder mit Luft oder mit einem Halter in thermischem Kontakt stehen, wird es zu einem Wärmefluß und auch zu einem Temperaturgradienten in radialer Richtung kommen. Es kommt zu einer Veränderung des Brechungsindex vor allem in radialer Richtung, was dazu führen kann, daß entweder die Lasertätigkeit zum Erliegen kommt, oder Moden höherer Ordnung auf Kosten des Grundmodes über die Laserschwelle gehoben werden. Der Effekt ist als thermische Linse bekannt [Sie91].

Zusätzlich ist die Verstärkung von Ti:Al_2O_3 umso größer, je niedriger die Temperatur ist [Mou85].

Zur notwendigen Kühlung des Laserkristalls kamen mehrere Varianten zum Einsatz.

8.1 Einfache Variante

Erste Versuche wurden mit einem einfachen wassergekühlten Messingblock gemacht, auf den der Laserkristall mit Wärmeleitpaste aufgeklebt wurde. Bis hin zu Pumpleistungen von 5.9 W und Ausgangsleistungen des Ti:Saphir von 1.5 W war diese Methode auch erfolgreich. Nachdem allerdings in einem anderen, parallel zu diesem von J. Hoffmann aufgebauten Laser ein kleiner –wahrscheinlich thermisch bedingter– Riß auftrat und höhere Pumpleistungen immer eine thermische Linse produzierten, wurde eine zweite Variante der Kristallkühlung getestet.

8.2 Ein wassergekühlter Aluminiumblock als Kristallhalter

Zu beachten war unter anderem, daß die evtl. bessere Kühlung nicht auf Kosten der leichten Justierbarkeit der Lage des Laserkristalls ging. Deshalb wurde eine dreigeteilte Aluminiumhalterung konstruiert, die in Abb. 8.1 zu sehen ist. Sie erlaubt

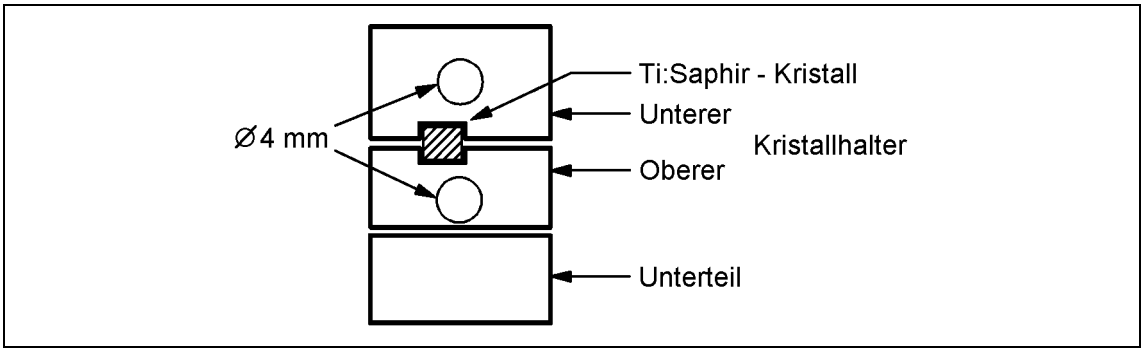


Abbildung 8.1: Kristallhalterung mit Wasserkühlung von zwei Seiten

eine weitgehend freie Beweglichkeit des Laserkristalls während der Justierung sowie Arretierung aller Bewegungen danach. Der Laserkristall liegt in einer passenden Ausfräsung. Für thermischen Kontakt sorgt nach unten und zur Seite wiederum Wärmeleitpaste. Um mechanischen Druck auf den Ti:Saphir zu vermindern, gleichzeitig aber auch guten Wärmekontakt zum oberen Kristallhalter zu ermöglichen, liegt auf der Oberseite des Kristalls ein dünnes, passend geschnittenes Indiumplättchen. Der obere Kristallhalter wird mit zwei Schrauben am unteren befestigt. Dabei nimmt das sehr weiche Indium den mechanischen Druck der Schrauben auf. Durch zwei wasserdurchflossene Messingröhrchen in oberem und unterem Kristallhalter werden diese und damit auch der Ti:Saphir gekühlt. Leider stand nur ca. 23°C kaltes Wasser zur Verfügung, was wahrscheinlich einen zu kleinen Temperaturgradienten und damit einen zu kleinen Wärmefluß ermöglichte. Höhere Pumpleistungen als 7 W führten daher auch hier zu einer thermischen Linse. Deshalb mußte eine andere Form der Kühlung gefunden werden.

8.3 Kühlung des Laserkristalls durch Peltierelemente

Es wurde eine neue Kristallhalterung konstruiert, um eine Kühlung über zwei Peltierelemente zu ermöglichen.
Peltier entdeckte 1834, daß bei Stromdurchgang durch eine Kontaktstelle zweier

Metalle eine Temperaturänderung stattfindet. Moderne thermoelektrische Kühlelemente nutzen diesen Effekt durch p-n–Übergänge in Halbleitern aus. Abb. 8.2 zeigt eine schematische Darstellung[1] der Funktionsweise.

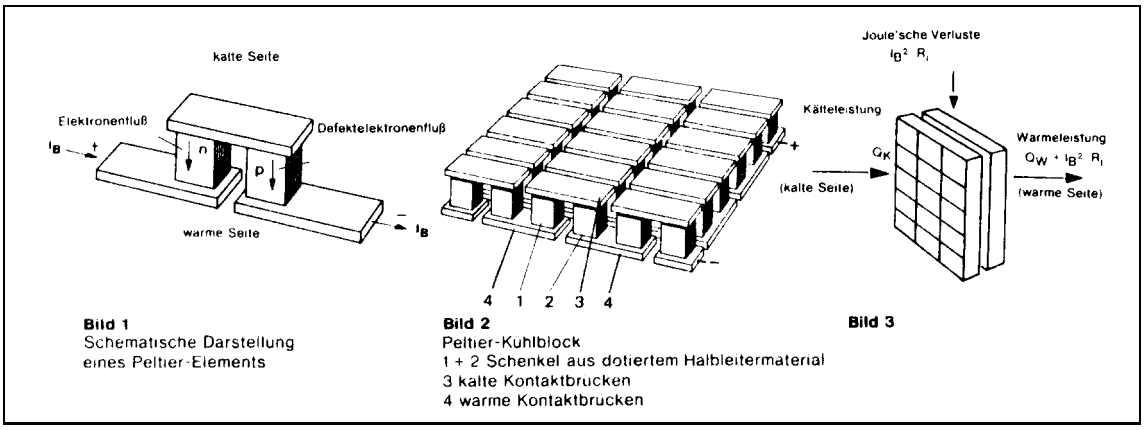


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Peltierelements

Je nach Richtung des Stromflusses ist eine Seite des Elements kalt, die andere warm. Dabei wird auf der warmen Seite außer der Wärmeenergie, die der kalten Seite entzogen wird, zusätzliche Joulesche Wärme frei. Die entstehende Wärme wird auch hier durch eine Wasserkühlung abgeführt.

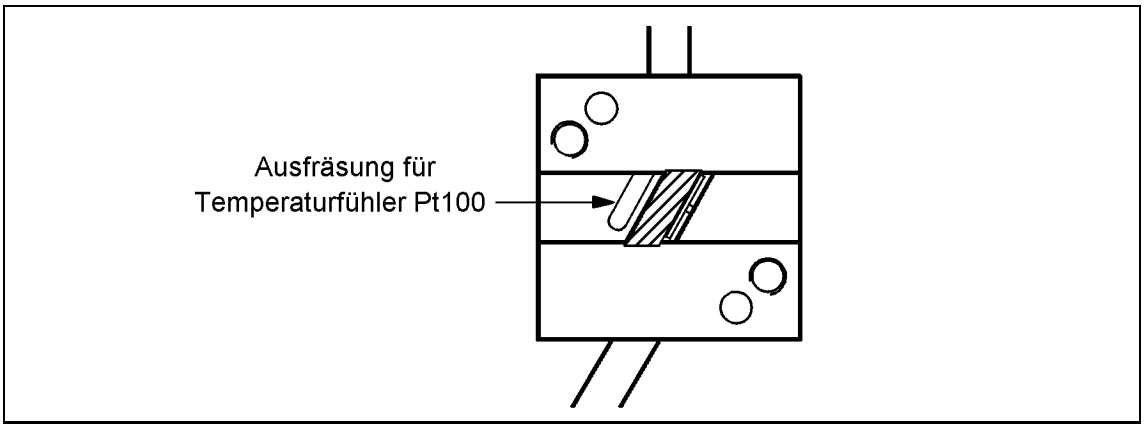


Abbildung 8.3: Kristallhalterung für Peltierkühlung, Draufsicht; schraff.: Kristall, außerdem zu sehen die Gewinde bzw. Löcher zur Befestigung des Deckels bzw. des Kristallhalters, sowie die Messingröhrchen der Wasserkühlung.

[1] Datenblatt des Herstellers

Eingesetzt wurden zwei handelsübliche Peltierelemente[2], die mit einer Fläche von $225\,\mathrm{mm}^2$ eine Kühlleistung von je 2.8 W erreichen.
Dieser Kristallhalter wurde wegen besserer Wärmeleitung aus Kupfer gefertigt. Auch hier ist für die Aufnahme des Laserkristalls eine Ausfräsung vorgesehen, der Kristall wird allerdings von einem seitlich anliegenden Kupferplättchen, gegen das eine Schraube drückt, festgehalten. Abb. 8.3 zeigt den unteren Kristallhalter in Draufsicht. Das Plättchen sorgt für die Verteilung des Drucks der Schraube auf die gesamte

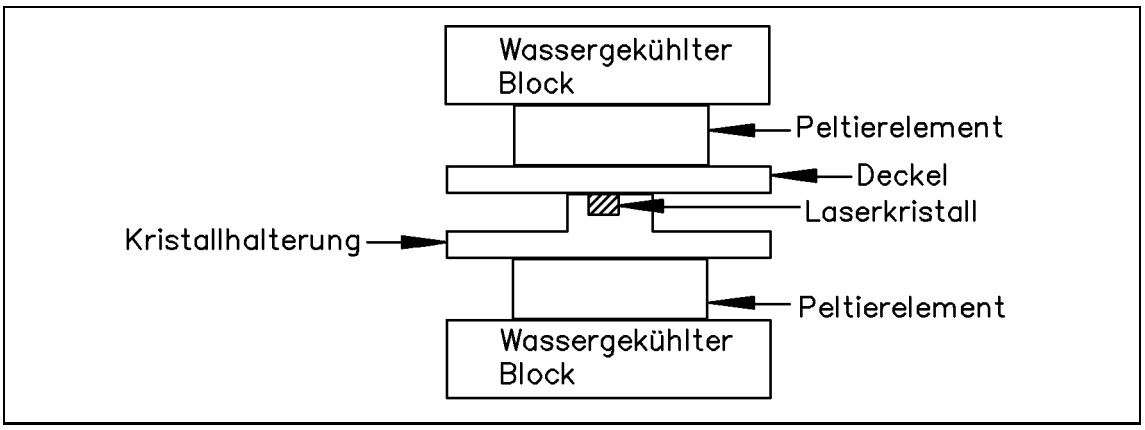


Abbildung 8.4: Seitliche Ansicht der Kristallkühlung

Seitenfläche. Ein Indiumplättchen nach oben sowie Wärmeleitpaste nach unten und zur Seite sorgen für guten Wärmekontakt zwischen Ti:Saphir und umgebendem Metall. Auf dem Kristallhalter wird ein Deckel mit zwei Messingschrauben befestigt, auf den ein Peltierelement gedrückt wird. Die Wasserkühlung der Rückseite wird mit zwei Kunststoffschrauben am Deckel gehalten, um einen Wärmefluß zwischen warmer und kalter Seite zu verhindern. Dieselbe Schichtung findet sich unter dem Kristallhalter, siehe Abb. 8.4. Die Wasserkühlung besteht aus zwei Messingröhrchen, die in einen Kupferblock eingelötet wurden. Aus Platzgründen im Resonator und wegen der dann längeren Strecke durch das zu kühlende Material wurde eines davon schräg angeordnet. Durch beide fließt eine Wassermenge von ca. 1.5 l/min bei einem Druck von ca. 5 bar.
Seitlich parallel zum Kristall ist in Abb. 8.3 eine zusätzliche Einfräsung zu sehen. Sie nimmt ein Pt100–Element auf. Dieser Temperaturfühler besteht aus einer Platinschicht, die bei 0° C einen Widerstand von $100\,\Omega$ besitzt. Bei Temperaturänderungen ändert sich auch der Widerstand des Platins. In Tabellen [Deg] kann leicht zu jedem Widerstand eine Temperatur gefunden werden. Der Fehler der Temperaturempfindlichkeit wird vom Hersteller mit $\pm(0.03^\circ\mathrm{C} + 0.005 \cdot T\,[^\circ\mathrm{C}])$ angegeben. Eine Temperaturüberwachung war aus zwei Gründen notwendig. Erstens sollen damit

[2] Fa. Conrad Electronic

Hitzeschäden am Laserkristall verhindert werden, zweitens können die Peltierelemente den gesamten Block bis weit unter den Gefrierpunkt abkühlen. Es kommt dann zu Kondensation und zu Eisbildung. Dies kann vor allem dann vorkommen, wenn die Kühlung eingeschaltet bleibt, obwohl keine Erwärmung durch den Argonlaser erfolgt. Zwar kann das Eis durch Umkehrung des Stromflußes durch die Peltierelemente leicht beseitigt werden, jedoch muß eine Reinigung der polierten Oberflächen des Laserkristalls erfolgen, da etwaige Rückstände durch die hohen Leistungsdichten regelrecht eingebrannt werden. Im laufenden Betrieb sorgt deshalb eine elektronische Temperaturregelung für einen gleichbleibend kühlen Kristall.
Es muß außerdem darauf geachtet werden, daß bei Temperaturen über dem Taupunkt gearbeitet wird, da Kondenswasser ähnliche Effekte zu den oben beschriebenen verursachen kann. Im Raum wurde eine relative Luftfeuchte zwischen 40 % und 56 % und Temperaturen von ca. 23° C im Sommer auch 26° C gemessen. Der Taupunkt liegt dann zwischen 6.0° C und 15.6° C [Wet63].
Mit dieser Art der Kühlung konnten gute Erfolge mit einer Temperatur des Blocks von 17.5° C erzielt werden. Dabei konnte die Argonleistung auf bis zu 10 W gesteigert werden, ohne das eine thermische Linse beobachtet wurde.

Kapitel 9

Messungen

Für alle Leistungsmessungen wurde, soweit nicht anders erwähnt, ein „Powermeter 404“ der Fa. Spectra Physics verwendet. Wellenlängenmessungen wurden mit dem „Wavemeter λ500“ der Fa. APE durchgeführt.

9.1 Leistungseichung des Argon–Lasers

Die von einer Anzeige am Pumplaser angegebene Leistung wurde anhand Abb. 9.1 auf die wirklich am Laserkristall ankommende Leistung umgeeicht. Eine lineare Re-

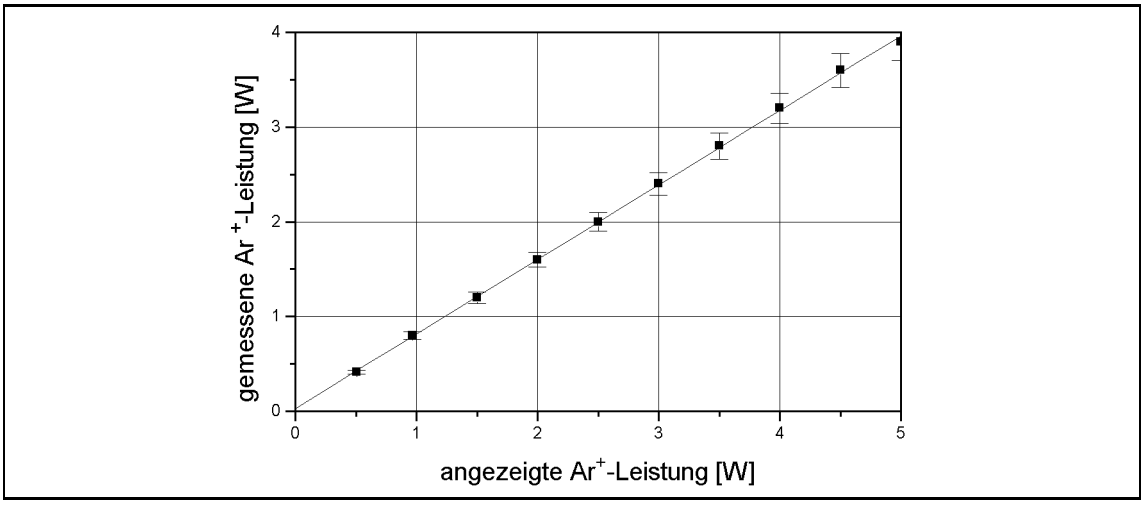


Abbildung 9.1: Eichung der Argon–Leistungsanzeige

gression ergibt, daß etwa 78.6 % der angegebenen Leistung auf den Ti:Saphir fokussiert werden.

9.2 Messungen am Ti:Saphir–Laser, Resonator 1

9.2.1 Ohne wellenlängenabstimmende Elemente

Da am Beginn dieser Arbeit nur Spiegel vorhanden waren, die für einen Wellenlängenbereich zwischen 750 nm und 850 nm beschichtet waren, wurde ein Resonator mit diesen aufgebaut. Die Hohlspiegel hatten einen Radius von r=50 mm. Zum Einsatz kam eine Pumplinse mit einer Brennweite von f=100 mm. Erste Versuche wurden ohne wellenlängenabstimmende Elemente gemacht. Der Laserkristall wurde in den in Kap. 8.2 beschriebenen dreigeteilten Kristallhalter eingebaut. Es wurde eine Ma-

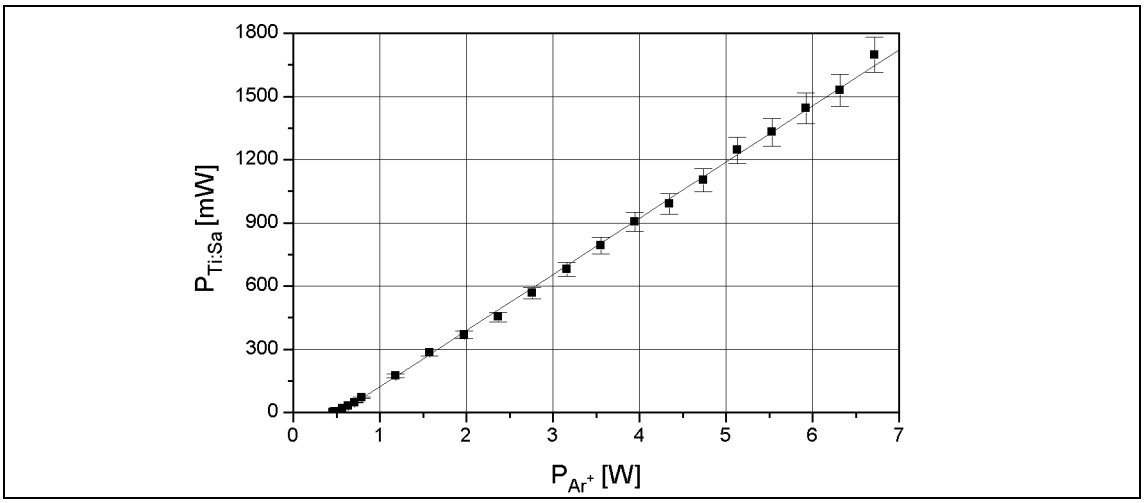


Abbildung 9.2: Slope Efficiency 26.6 %, Pumpschwelle 480 mW

ximalleistung von ca. 1700 mW bei einer Pumpleistung von 6.7 W erzielt. Die minimale Ar^+–Leistung, bei der noch Lasertätigkeit im Ti:Saphir eintritt, im folgenden Pumpschwelle genannt, war 480 mW. Eine lineare Regression zeigt, das 26.6 % des Pumplichtes in infrarotes Licht umgesetzt werden (s.Abb. 9.2). Diese Größe wird im weiteren –der Literatur folgend– Slope Efficiency genannt. Pumpleistungen über 7 W hatten eine thermische Linse zur Folge, durch die mehrere transversale Moden angeregt wurden, die allerdings bis 15 W die Lasertätigkeit nicht unterbrach. Mangels Temperaturkontrolle wurde der Laserkristall diesen hohen Leistungen nur kurz ausgesetzt, um Schäden zu verhindern. Eine bessere Beurteilung der Strahlqualität als der bloße Augenschein liefert eine Profilmessung mit einem Loch mit 125 μm Durchmesser, einem sogenannten Pinhole. Dieses wird über zwei Mikrometerschrauben senkrecht zum Strahlprofil verschoben. Die transmittierte Leistung wird von einer Fotodiode mit genügend großer Fläche gemessen. In Abb. 9.3 ist der Fotostrom gegen die x– und y–Verschiebung aufgetragen. Flächen gleicher Grautönung verbinden gleiche Meßwerte. Der etwas zu großen Abstand der Meßpunkte erlaubt

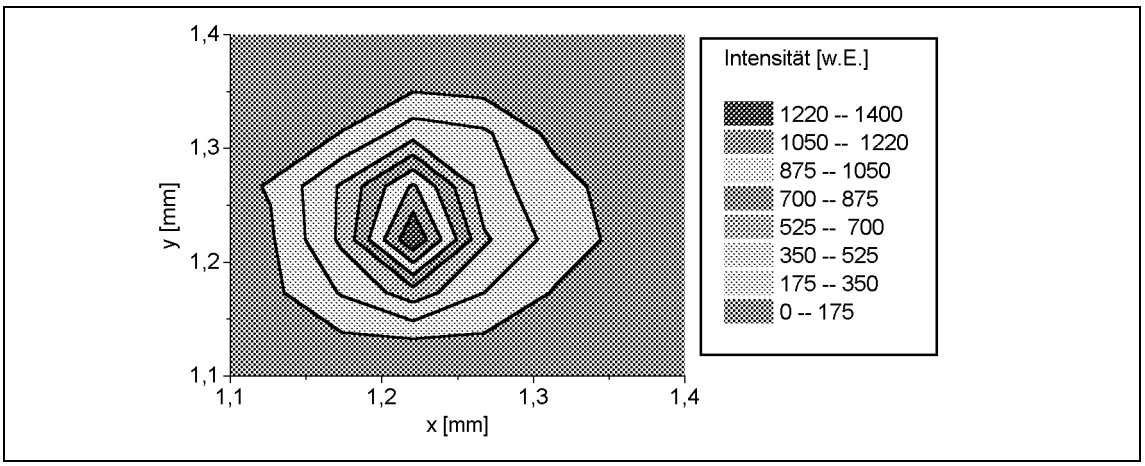


Abbildung 9.3: Strahlprofil in ca. 20 cm Abstand, Laserleistung 1 W

nur eine qualitative Beurteilung des Profils. Trotzdem ist gut zu erkennen, daß nur die Grundmode angeschwungen ist. Da der Laser also gut justiert war, wurde das Birefingent–Filter eingesetzt.

9.2.2 Mit Birefringent–Filter

Einsatz nur der dünnsten Platte

Erste Versuche wurden mit nur einem Plättchen, dem dünnsten, durchgeführt, die beiden anderen Ringe bleiben leer. Die grobe Justage der optischen Achse des Plättchens relativ zur Strahlpolarisation muß vor Einbau des Halters in den Resonator erfolgen. Dieser Winkel wurde willkürlich auf ca. 45° gegen die Vertikale festgelegt. Das Ergebniss dieser Messung ist in Abb. 9.4 gezeigt. Der Wellenlängenbereich erstreckte sich von 738.8 nm bis 823.4 nm, allerdings mit einem nicht erreichten Bereich zwischen 781.5 nm und 801.5 nm.Die Faltung von Gainkurve und Transmission des Birefringent–Filter bei dieser Winkelstellung unterdrückt offensichtlich das Anschwingen von Moden in diesem Wellenlängenbereich. Dieses Verhalten ist nicht befriedigend; wünschenswert wäre kontinuierliche Durchstimmbarkeit sowie konstante Leistung über den gesamten Wellenlängenbereich. Die Leistung wurde hier durch eine Fotodiode hinter dem Hochreflektor gemessen, der genügend Licht für diesen Zweck transmittiert. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die Spiegel nur für einen bestimmten Wellenlängenbereich hochreflektierend beschichtet sind. Deshalb tritt bei anderen Wellenlängen erhöhtes Lecklicht auf. Dies kann im Extrembereich diese Leistungsmessung verfälschen, was den Anstieg der Leistung bei niedrigen Wellenlängen erklärt. Die starken Schwankungen könnten ebenfalls eine Folge dieses Meßprinzips sein. Wenn die Reflexion des Hochreflektors nur im Promillebereich mit der Wellenlänge variiert, ist dies für die im Resonator gespeicherte

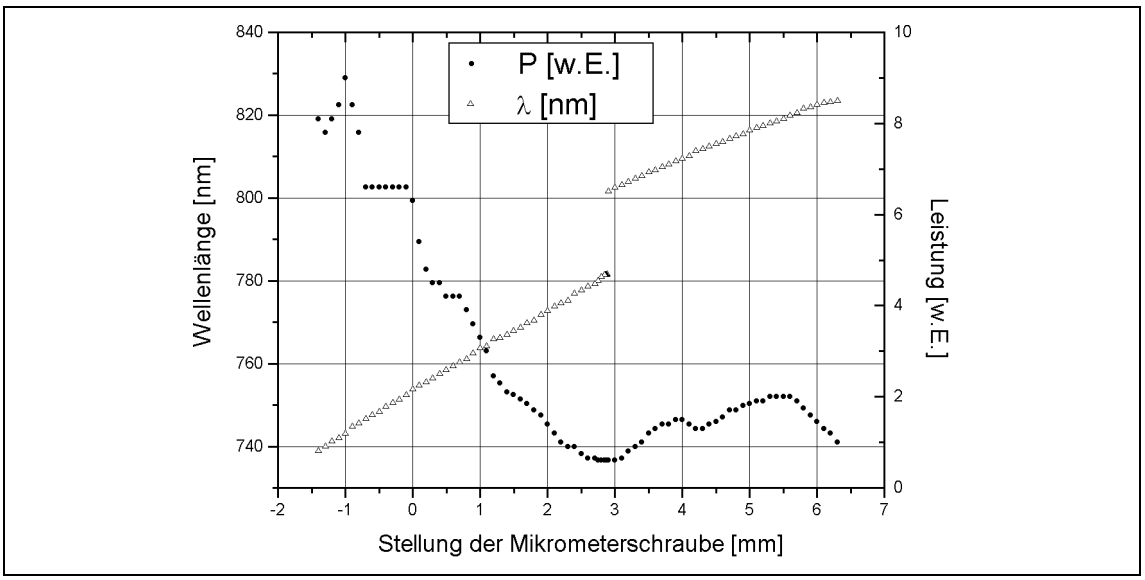


Abbildung 9.4: Abstimmverhalten bei falscher Justage der optischen Achse

Energie praktisch ohne Belang. Die Leistungsmessung würde allerdings empfindlich auf diese Variationen reagieren.

Gegenüber dieser Messung wurde beim nächsten Einbau die Stellung der optischen Achse solange verändert, bis keine „Lücke“ im Wellenlängenbereich auftritt (s.Abb. 9.5 links). Aufgrund der vorherigen Probleme wurde für diese Messung die

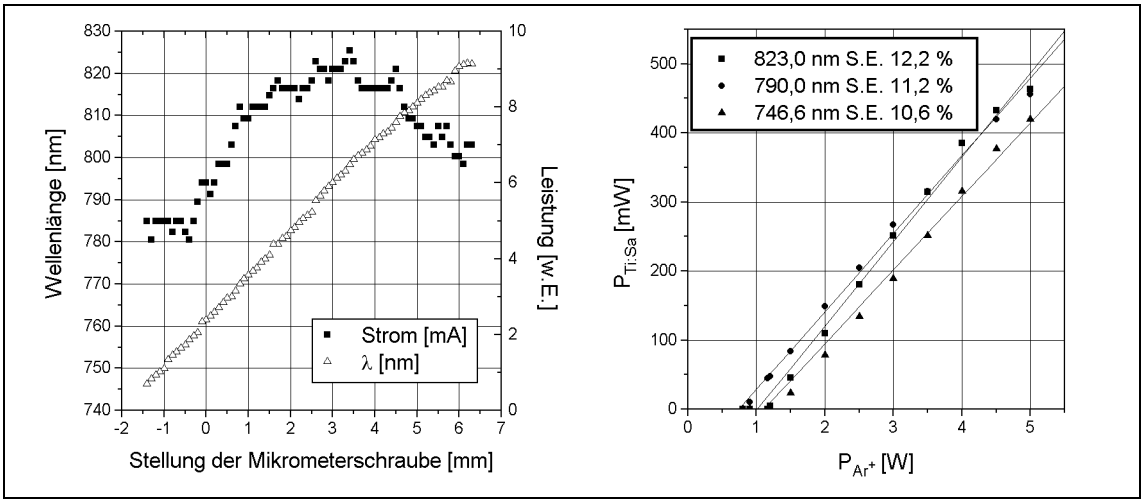


Abbildung 9.5: links: Abstimmverhalten, rechts: Slope Efficiency für drei Wellenlängen, auf Fehlerbalken (5%) wurde der Übersichtlichkeit halber verzichtet

Wellenlänge hinter dem Hochreflektor gemessen, ein Maß für die Leistung war der Strom durch eine Fotodiode hinter dem Auskoppler. Das Ziel der kontinuierlichen Abstimmbarkeit wurde erreicht. Die Leistung fällt zwar im unteren und oberen Wellenlängenbereich ab, wahrscheinlich durch das oben erwähnte Auftreten von Lecklicht, ist aber im Vergleich zu Abb. 9.4 stabiler. Anschwingen des Resonators wurde für 823.0,nm bei 1.2 W Pumpleistung, für 790.0 nm bei 0.9 W und für 746,4 nm bei 1.5 W beobachtet. Abb. 9.5 rechts zeigt eine Messung der Slope–Efficiency. Sie ist für die drei betrachteten Wellenlänge zwar etwa gleich, aber relativ niedrig.
Da dieser Laser für die zum Einsatz kommenden GaAs–Kristalle nicht geeignet war, wurde nicht versucht, weitere Verbesserungen der Slope–Efficiency zu erzielen. Statt dessen wurden weitere, dickere Birefringent–Plättchen eingesetzt, um deren Verhalten zu untersuchen.

Einsatz dickerer und mehrerer Plättchen

Durch die Konstruktion des Birefringent–Halters können auch die dickeren Plättchen einzeln eingesetzt werden, indem andere Ringe leer bleiben.
Mit dem Plättchen der Dicke $2T$ ergab sich das in Abb. 9.6 gezeigte Abstimmverhalten. Es war nicht möglich, den Sprung der Wellenlänge durch Justieren der optischen

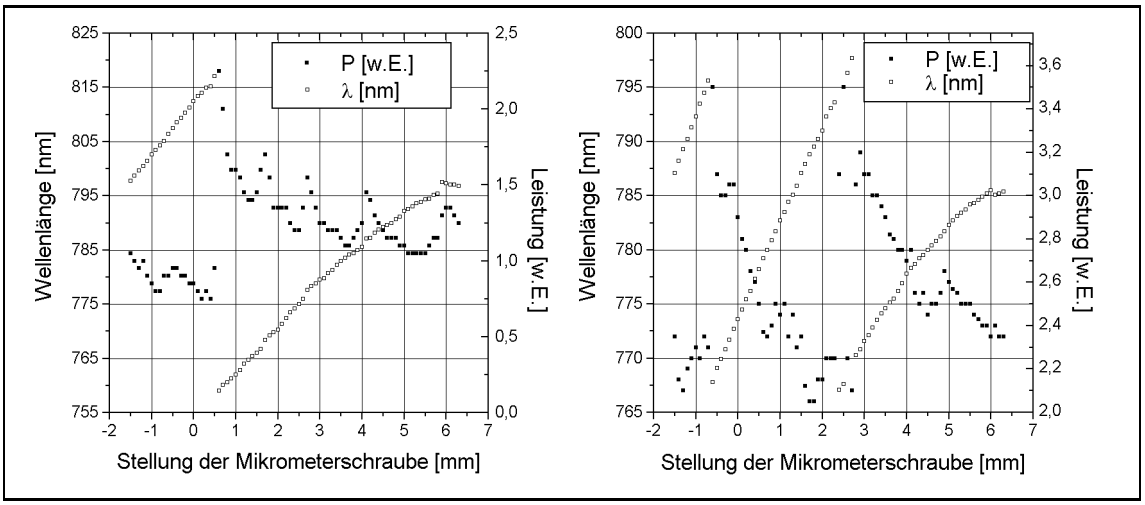


Abbildung 9.6: Abstimmverhalten mit Plätttchendicke $2T$ (links) und $4T$ (rechts)

Achse zu verhindern. Dies ist auch nach Abb. 7.2 aus Kap. 7.2 nicht anders zu erwarten, die Faltung von Transmission des Plättchens, Verstärkungsprofil des Lasermediums und Reflektivität der Spiegel begünstigen offensichtlich das Anschwingen eines kurzwelligeren Modes. Das $4T$–Plättchen zeigt innerhalb des möglichen Winkelbereichs noch mehr Sprünge in der Wellenlänge (s.Abb. 9.6 rechts).
Eine Kombination von Plättchen unterschiedlicher Dicke sollte es ermöglichen, den

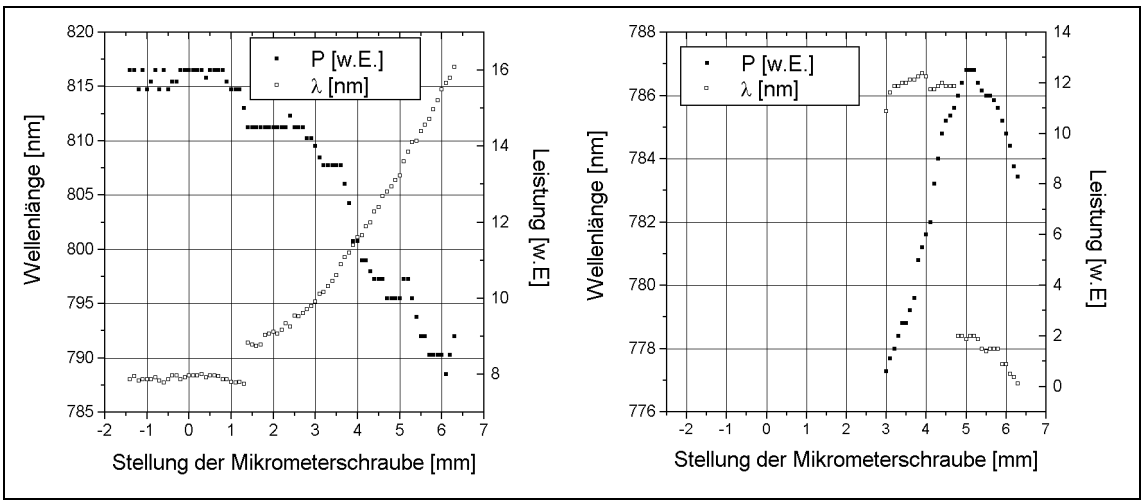


Abbildung 9.7: Abstimmverhalten mit zwei Plätttchen der Dicke $1T$ und $2T$

Laser über einen weiten Wellenlängenbereich abstimmen zu können. Dies konnte jedoch trotz vieler Versuche nicht erreicht werden. Bei einer Kombination von $1T$ und $2T$–Plättchen war ein typisches Verhalten wie in Abb. 9.7 links zu beobachten. Über einen weiten Stellbereich der Mikrometerschraube war keine Veränderung der Wellenlänge festzustellen, insgesamt konnten nur Wellenlängen zwischen 788 nm und 817 nm zur Lasertätigkeit angeregt werden. Ein anderer Versuch lieferte das in Abb. 9.7 rechts abgebildete Ergebnis, verändert wurde die Stellung der optischen Achse. Auch die Kombination von $2T$– und $4T$–Plättchen lieferte ähnliche Ergebnisse, die hier nicht gezeigt werden. Es liegt die Vermutung nahe, daß die Abplattungen der einzelnen Quarzplättchen nicht exakt die optische Achse markieren. Da bei der Konstruktion des Birefringent–Halters diese Übereinstimmung vorausgesetzt wurde, wäre so der Mißerfolg bei Kombination verschiedener Dicken zu erklären. Gewißheit verschafft eine Messung der Drehung der Linearpolarisation aller Plättchen. Dazu wurde nach dem Ti:Saphir-Laser jeweils ein Birefringent–Plättchen in den Halter gesetzt. Dahinter kann durch ein Glan–Thompson–Prisma in einer Drehfassung die Drehung der Polarisation erfaßt werden. Die Intensität des transmittierten Lichts wird von einer Diode gemessen. Da beim Einsetzen der Birefringent–Plättchen mit äußerster Sorgfalt darauf geachtet wurde, alle Platten mit derselben Richtung ihrer von der Abplattung angezeigten optischen Achsen einzusetzen, wird erwartet, daß Maxima und Minima der Intensität bei gleichen Drehwinkeln auftreten. Abb. 9.8 zeigt, das dies nicht der Fall ist. Das $2T$–Plättchen zeigt eine deutlich verschobene Kurve. Es wurde deshalb zum Hersteller geschickt und von diesem umgetauscht. Daher mußte in Betracht gezogen werden, nur mit dem dünnsten Plättchen zu arbeiten.

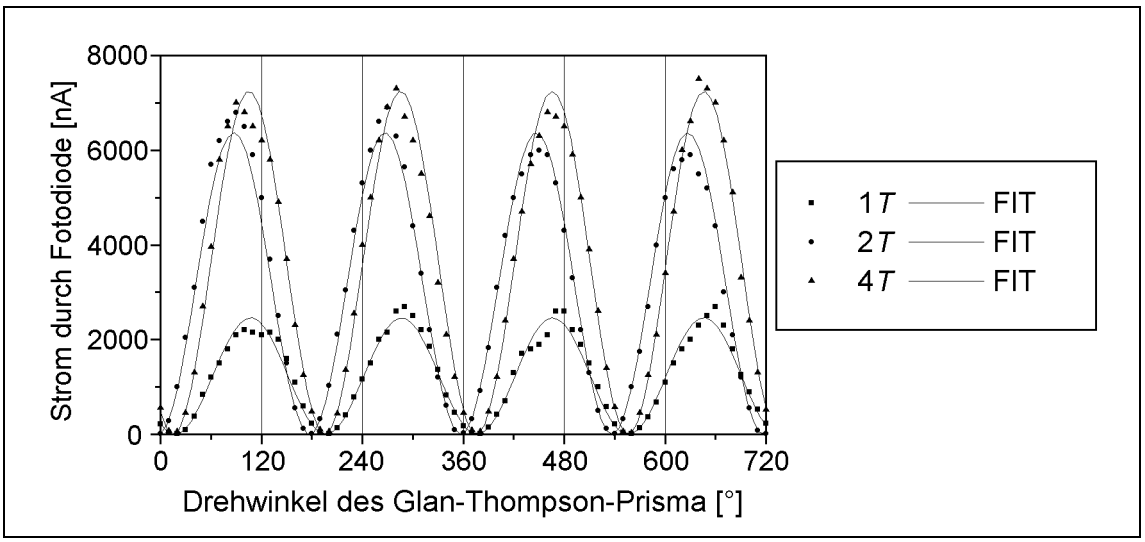


Abbildung 9.8: Polarisationsdrehung der drei Birefringent–Plättchen

9.3 Longitudinale Modenstruktur

Da der Einsatz als Lichtquelle für GaAs–Kristalle keine hohe Anforderung an die Frequenzschärfe stellt, wie in Kap. 2 erwähnt, genügt evtl. schon der Betrieb mit nur einem, dem dünnsten Quarzplättchen. Dadurch werden die oben geschilderten Schwierigkeiten der Justage der Plättchen gegeneinander, wie auch zusätzliche Verluste durch Reflexion, vermieden. Wieviele longitudinale Moden anschwingen, wurde mit einem semikonfokalen Fabry–Perot–Interferometer überprüft. Dieses Gerät nutzt die Interferenz zweier Laserstrahlen nach Durchlaufen unterschiedlicher Weglängen aus. Dazu wird ein Resonator aus einem Hohl– und einem teildurchlässigen Planspiegel, der auf einem Piezoelement sitzt, aufgebaut. Wie aus Abb. 9.9 zu entnehmen, bewirkt diese Anordnung einen Gangunterschied der Strahlen der achtfachen

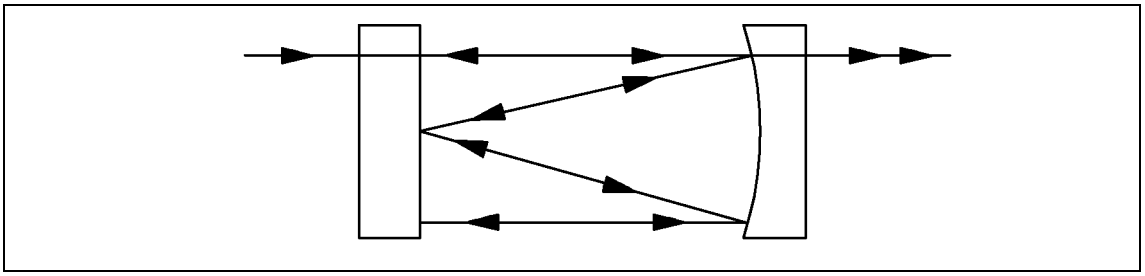


Abbildung 9.9: Strahlengang in einem konfokalen Fabry–Perot–Interferometer

Entfernung der beiden Spiegel. Durch Anlegen einer Spannung an den Piezokristall verändert dieser seine Länge, dadurch wird auch der Gangunterschied variiert. Dies führt bei fester Wellenlänge zu unterschiedlicher Intensität hinter dem Interferometer in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. In Abb. 9.10 ist die mit einer Fotodiode gemessene transmittierte Intensität bei linear mit der Zeit variierender Piezospannung zu sehen. Der Zeitverlauf der Spannung ist ebenfalls aufgezeichnet. Wie man erkennt, schwingen schon mit einem Plättchen nur zwei Moden an. Auch

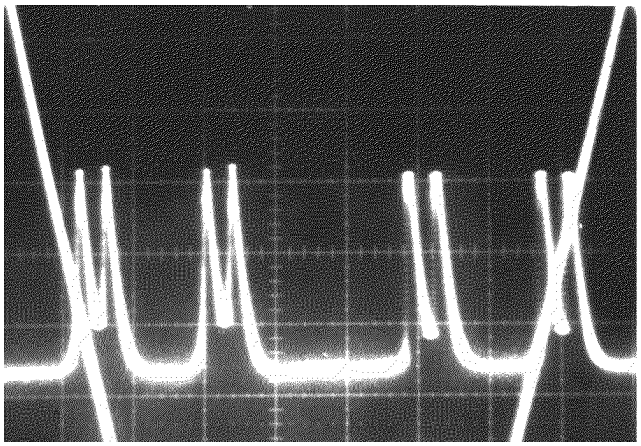


Abbildung 9.10: Transmission durch ein Fabry–Perot–Interferometer (Peaks) bei Änderung des Gangunterschieds (schräge Linie). Im Laser war nur das dünnste Birefringent–Plättchen eingesetzt.

bei Einsatz mehrerer Quarzplättchen ist eine Unterdrückung einer dieser Moden nicht zu erreichen, wie hier nicht gezeigte Messungen ergaben. Dies kann auch nicht erwartet werden, da der hier vorgestellte Resonator als Stehwellenresonator ausgelegt wurde, was bedeutet, daß eine Mode an festen Stellen Knoten und Bäuche hat. Eine in ihrer Frequenz etwas unterschiedliche Schwingung kann sich daher ausbilden, wenn sie im aktiven Medium an Knoten der Ersten ihre Bäuche ausbildet. Dieser Effekt wird häufig „spatial–hole–burning“ genannt. Diese Doppelstruktur zweier benachbarter longitudinaler Moden wird im Abstand des freien Spektralbereich des Interferometers in Abb. 9.10 wiederholt.

Da also mehrere Plättchen nur zusätzliche Justierungsschwierigkeiten bereiten und keinerlei Vorteile bringen, wurde darauf verzichtet.

9.4 Endgültiger Aufbau mit Resonator 2

Nach Lieferung der für den gewünschten Wellenlängenbereich beschichteten Spiegel wurde ein zweiter Resonator mit der in Kap. 5 beschriebenen Geometrie aufgebaut. Wegen des im Vergleich zu Resonator 1 kleineren Radius der Hohlspiegel von $R = 25\,\mathrm{mm}$ wurde eine Pumplinse mit einer Brennweite $f = 50\,\mathrm{mm}$ eingesetzt, um optimalen Überlapp zwischen Argon– und Ti:Saphir–Strahl zu erzielen. Ohne Birefringent–Filter betrug die Pumpschwelle 1.0 W. Die maximal erreichte Ti:Saphir–Leistung war 2.35 W.

9.4.1 Abstimmverhalten

Mit Birefringent–Filter konnte über einen Wellenlängenbereich zwischen 797 nm und 866 nm kontinuierlich durchgestimmt werden (s.Abb. 9.11). Zwar variiert die

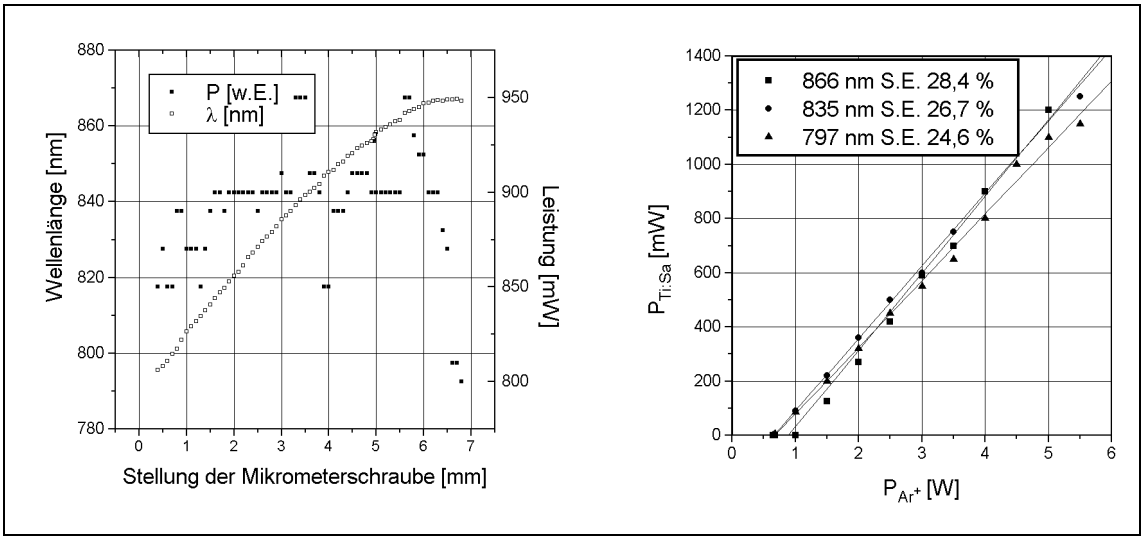


Abbildung 9.11: Durchstimmbarkeit (links) und Slope Efficiency bei drei Wellenlängen (rechts)

Leistung nicht mehr so stark, man beachte die Unterdrückung des Nullpunktes in Abb. 9.11 links, trotzdem wurde der Winkel des Birefringent–Filters im Resonator leicht verändert. Dies führte zu einem etwas kleineren Abstimmbereich von 806.6 nm bis 857.0 nm, verbesserte aber das Leistungsverhalten bei Wellenlängenänderung, wie Abb. 9.12 zeigt. Die Leistung variiert im gesamten Wellenlängenbereich um ca. 12 %.

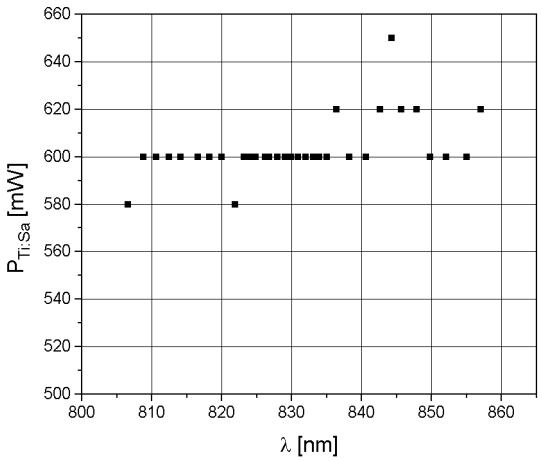


Abbildung 9.12: Abstimmverhalten im endgültige Aufbau

9.4.2 Strahlprofil

Um die Güte der Justage zu überprüfen, wurde auch an diesem Resonator eine Messung des Strahlprofils vorgenommen. Dazu wurde in ca. 34 cm Abstand hinter dem Auskoppelspiegel ein Pinhole mit 125 μm Durchmesser transversal zum Strahl bewegt. Abb. 9.13 zeigt ein gut ausgeprägtes Gaußsches Profil, was durch einen χ^2–Fit [Bev69] bestätigt wird. Dazu wird angenommen, daß sich der Fehler in der Bestimmung des Ortes des Pinhole und der transmittierten Leistung zu einem Gesamtfehler von 10 % addieren:

$$\begin{aligned}
\text{Fit–Funktion:} \quad & f(x,y) = u + a e^{-\left(\frac{x-x_0}{s_x}\right)^2 - \left(\frac{y-y_0}{s_y}\right)^2} \\
\text{mit:} \quad & u = 16.08, \quad a = 121.58, \quad x_0 = 3.404, \quad y_0 = 2.07, \\
& r_x = \sqrt{s_x} = 1.05\,\text{mm}, \quad r_y = \sqrt{s_y} = 0.93\,\text{mm}, \\
& \chi^2_{red} = 1.97
\end{aligned}$$

Aus (5.11) ergibt sich ein Strahlradius in diesem Abstand von:

$$w_x(34\text{cm}) = 1.12\,\text{mm} \qquad w_y(34\text{cm}) = 0.99\,\text{mm}$$

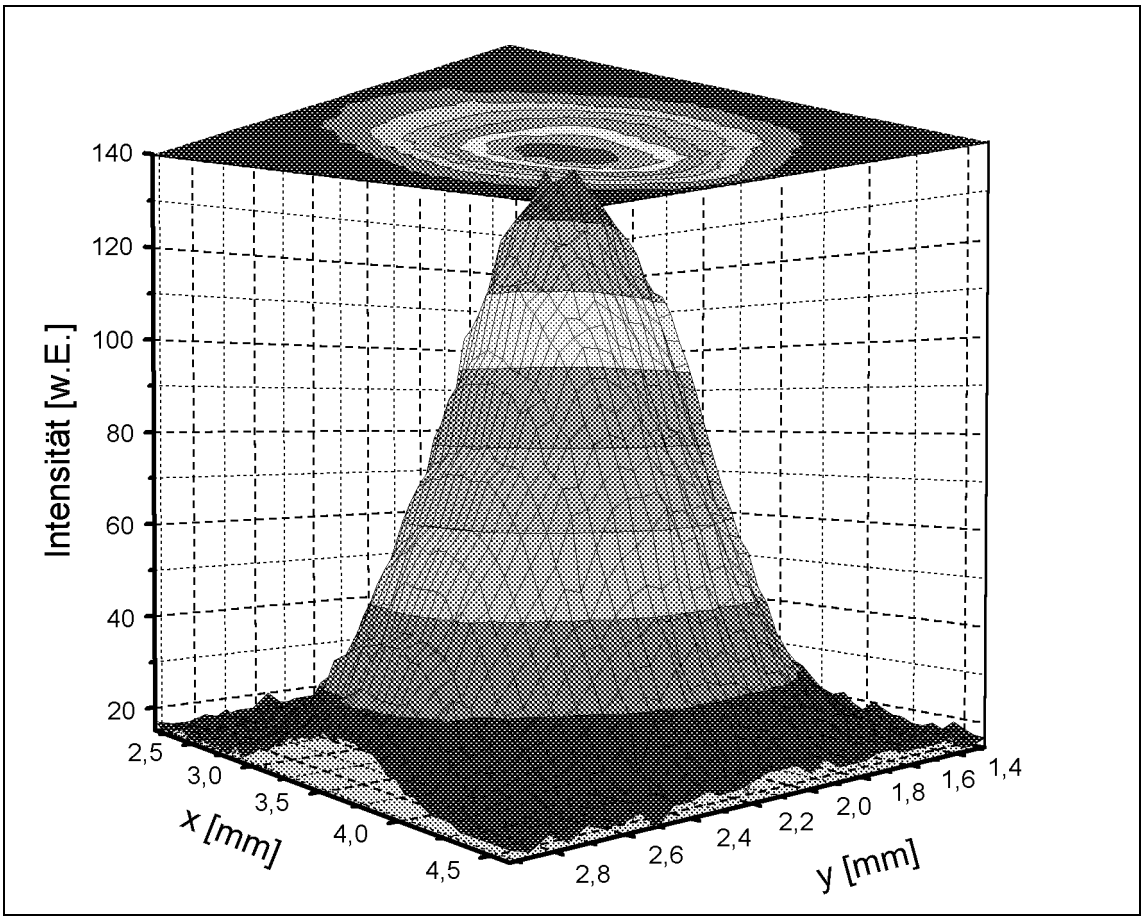


Abbildung 9.13: Strahlprofil in ca. 34 cm Abstand vom Auskoppelspiegel

9.5 Zeitstruktur des Lichtstrahls

Die Zeitstruktur des Pumplichts wurde bei einer für den Betrieb typischen Argon–Leistung von 7 W untersucht. Da das Powermeter nur max. 5 W messen kann, wurde ein Teil des Pumplichts mit einer Glasplatte ausgespiegelt und dieser Strahl mit dem Powermeter über dessen Record–Ausgang mit einem Oszillographen analysiert (s.Abb. 9.14 oben). Der Ti:Saphir–Laser reproduziert diese Zeitstruktur ex-

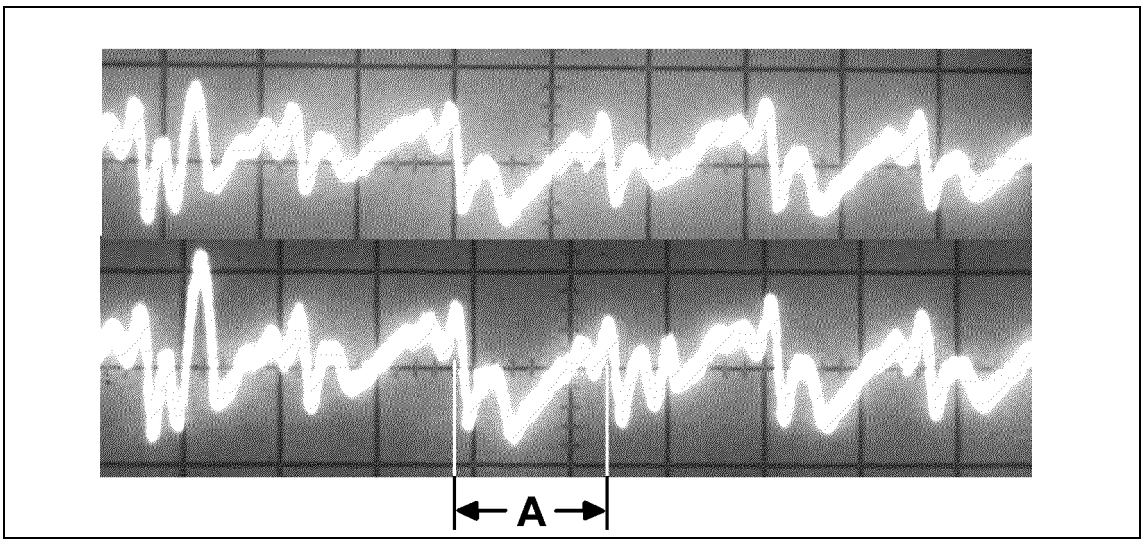


Abbildung 9.14: Zeitstruktur, oben: Argon–, unten: Ti:Saphir–Laser
Die gekennzeichnete Frequenz entspricht 300 Hz.
Zeitbasis 2 ms/DIV, ac–Einstellung am Oszillographen

akt, wie Abb. 9.14 unten zeigt, ohne daß es durch z.B. Kühlwasserturbulenzen zu periodischen Intensitätsänderungen kommt. Die mit **A** gekennzeichnete Frequenz entspricht (330±20) Hz, typisch für Geräte mit Drehstromanschluß wie den Argon–Laser. Abb. 9.15 zeigt, wie groß der Wechsel– gegenüber dem Gleichstromanteil ist. Die obere helle Linie kennzeichnet die Null, 0.4 V davon entfernt ist das Gleichspannungssignal, aufmoduliert das oben vergrößert gezeigte Wechselspannungssignal mit einer Amplitude von ca. 0.02 V. Die Amplitude der Wechselspannung beträgt also ca. 5 % des Gleichspannungsanteils.

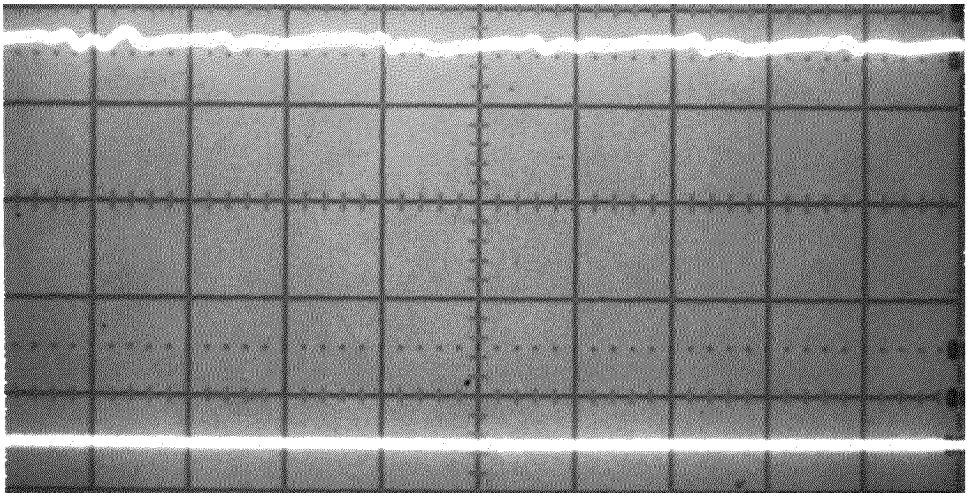


Abbildung 9.15: Zeitstruktur des Ti:Saphir-Lasers II,
Zeitbasis 2 ms/DIV, dc–Einstellung am Oszillographen
Das in Abb. 9.14 gezeigte AC–Signal entspricht etwa 5 % des Gleichspannungsanteils

Kapitel 10

Die Faseroptik

Damit die von der Photokathode produzierten Elektronen ohne größere Verluste in **MAMI** eingeschossen werden können, sollte der Lichtfleck auf dem Kristall einen runden Querschnitt mit einem Durchmesser kleiner als 0.3 mm haben [Aul94]. Da einerseits der Quellenraum wegen der entstehenden Röntgenstrahlung während Strahlbetrieb nicht betreten werden darf, andererseits während langer Strahlzeiten Justierungsarbeiten am Laser möglich sein sollen, sind Ti:Saphir– und Pumplaser nicht im Quellenraum untergebracht. Das Laserlicht wird über eine Glasfaser in den Quellenraum transportiert. Will man die Polarisation des Laserlichts erhalten, kommt dafür nur die Verwendung einer sogenannten Monomodefaser in Frage. Diese transportiert nur einen transversalen Mode, den Grundmode TEM_{00}, der dann von geeigneter Optik genügend klein fokussiert werden kann.

10.1 Lichttransport durch eine Glasfaser

Ein Lichtwellenleiter besteht aus einem Kern mit Brechzahl n_1, der von einer Umhüllung mit Brechzahl n_2, dem sogenannten „Cladding“ umgeben ist. Trifft ein Lichtstrahl unter einem Winkel auf die Grenzfläche der beiden Medien, der größer als der Winkel der Totalreflektion θ_{tot} ist, wird er vollständig zurück in den Kern reflektiert. Der Lichtstrahl kann so den Kern nicht verlassen. Es gilt $\sin\theta_{tot} = \frac{n_1}{n_2}$.
Die Vorstellung eines „Lichtstrahls“ mit Durchmesser Null der geometrischen Optik kann jedoch beim Lichttransport durch eine Monomodefaser nicht mehr angewendet werden, da der Kerndurchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge liegt [Neu88]. Es muß daher wieder ein Gaußscher Strahl betrachtet werden. Abb. 10.1 (a) zeigt einen solchen Strahl in einem Medium mit Brechzahl n_2. Die Pfeile deuten die Intensitätsvektoren am jeweiligen Ort an. Da nach einer durchlaufenen Strecke die Wellenfronten aufgrund unterschiedlicher Phasengeschwindigkeiten gekrümmt sind, zeigen auch die Intensitätsvektoren in verschiedene Richtungen, die Welle verbreitert ihr Profil. Die Phasengeschwindigkeit einer ebenen Welle kann durch Erhöhung des Brechungsindex reduziert werden. Dieser Effekt kann auch lokal ausgenutzt werden. Die Teile der Wellenfront mit einer höheren Phasengeschwindigkeit werden durch

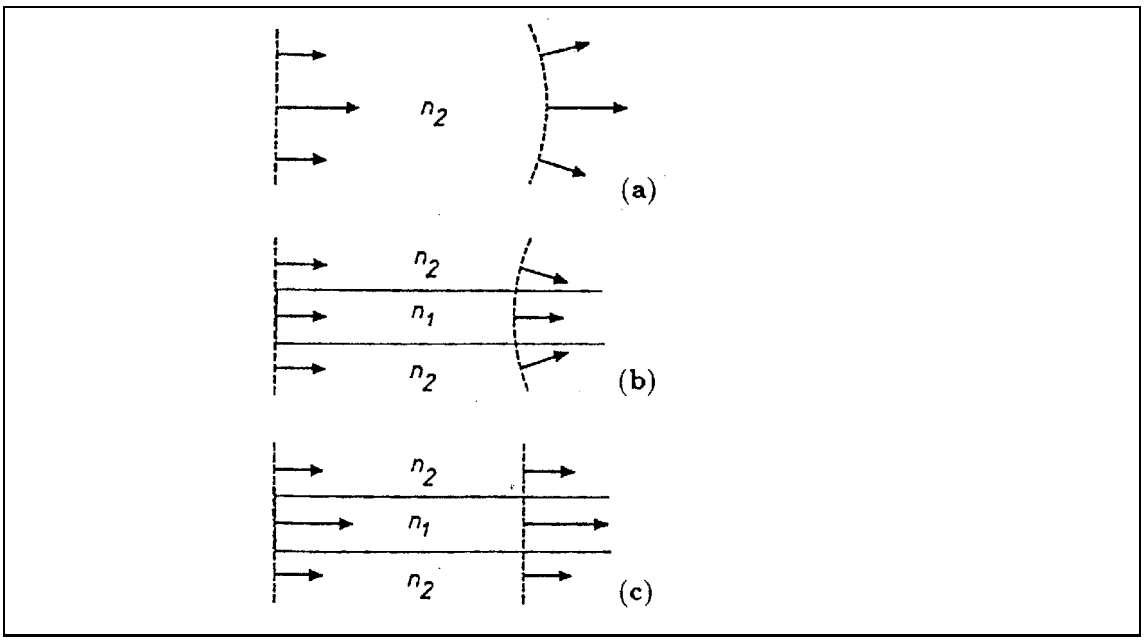


Abbildung 10.1: Ausbreitung eines Gaußschen Strahls: freier Strahl (a), ebene Welle in einer Faser mit zwei verschiedenen Brechungsindices (b), kombinierter Effekt: Gaußscher Strahl in einer Faser (c)

ein Medium mit größerer Brechzahl relativ zu den in einem Medium mit kleinerer Brechzahl laufenden äußeren Teilen verzögert. Wie Abb. 10.1 (b) zeigt, entsteht dadurch ein fokussierender Effekt. Trotz der stufenweisen Änderung des Brechungsindex bleibt das elektrische Feld eine kontinuierliche Funktion des Radius [Neu88]. In Abb. 10.1 (c) wird der kombinierte Effekt deutlich: Ein Gaußscher Strahl in einer Kombination zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices zeigt keine Beugung, sondern bleibt eine ebene Welle, die erst bei Verlassen der Faser wieder zu einem beugungsbegrenzten Gaußschen Strahl wird. Will man also einen beugungsbegrenzten Laserstrahl in eine Faser einkoppeln, muß man diesen auf einen Strahlfleck fokukussieren, dessen Durchmesser dem des Faserkerns entspricht. Wie Abb. 10.2 zeigt, muß dafür die Faserlängsachse mit der Ausbreitungsrichtung des freien Strahls übereinstimmen, ferner muß die Stirnfläche der Faser im Fokus des Laserstrahls liegen.

10.2 Einkopplung in eine Glasfaser

Um den Laserstrahl möglichst gut in die Faser einzukoppeln, muß er von einer Linse auf den Durchmesser des Faserkerns fokussiert werden. Es ergibt sich die in Abb. 10.3 gezeigte Anordnung. Vorgebene Parameter sind dabei die Größe des

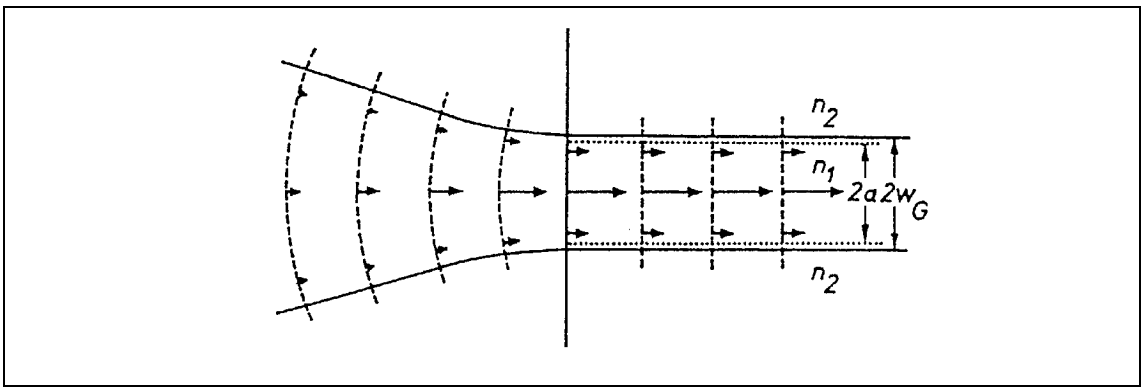


Abbildung 10.2: Einkopplung eines Laserstrahls in eine Faser, links: freier Gaußscher Strahl, rechts: Wellenfronten im Faserkern

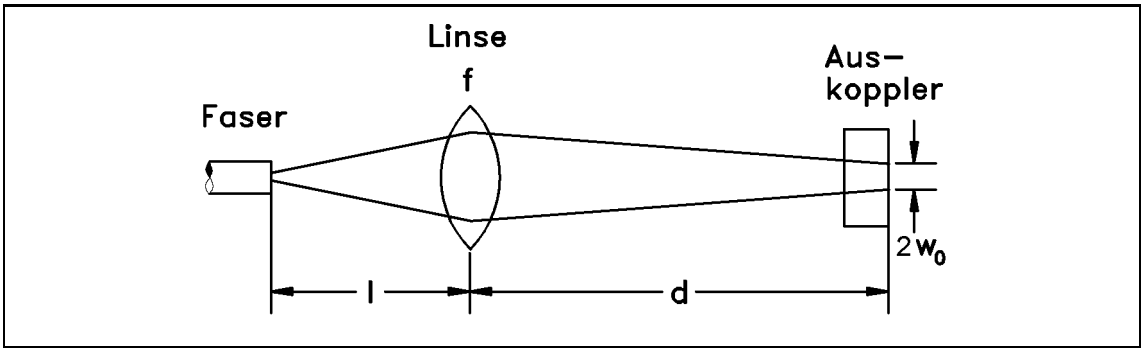


Abbildung 10.3: Geometrische Anordnung von Linse und Faser zur Einkopplung des Laserstrahls in die Faser

Laserflecks auf dem Auskoppelspiegel w_0 und der Radius des Faserkerns w_f. Für eine Linse der Brennweite f (hier vom Hersteller vorgegeben: $f = 10.2\,\mathrm{mm}$) steht auch der Abstand l der Faserstirnfläche zur Linse fest. Dies läßt als einzigen freien Parameter den Abstand der Linse vom Auskoppelspiegel offen.
Der Durchgang durch die drei optischen Elemente Driftstrecke d, Linse der Brennweite f und Driftstrecke der Länge l kann durch die Matrix $\mathbf{M}$, mit

$$\begin{aligned}\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1-\frac{l}{f} & d+l-\frac{ld}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1-\frac{d}{f} \end{pmatrix}\end{aligned}$$

beschrieben werden. Da aus der Resonatorgeometrie folgt, daß auf dem Auskoppelspiegel ein Beam–Waist liegt, ist der Strahlparameter q_0 dort rein imaginär. Ebenso

soll auf der Faserstirnfläche ein Fokus sein. Der komplexe Strahlparameter am Ort der Faser q_f ist also ebenfalls rein imaginär. Die Strahlparameter sind durch

$$q_0 = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \qquad q_f = i\frac{\pi w_f^2}{\lambda}$$

gegeben. Sie sind über die ABCD–Regel (5.14)

$$q_f = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D}$$

verknüpft. Mit den gegebenen Parametern

$$w_0 = 80\,\mu\text{m}, \quad w_f = 2.1\,\mu\text{m}, \quad \lambda = 829\,\text{nm} \quad \text{und} \quad f = 10.2\,\text{mm}$$

ergibt sich $d = 39.8\,\text{cm}$ (s. Anhang B).

10.2.1 Verluste an einer Biegung

Um die Verluste an einer Biegung unkompliziert zu erklären, kann man wieder auf das Bild der totalreflektierten Lichtstrahlen zurückgreifen. Abb. 10.4 macht die Verhältnisse deutlich. Einige Strahlen unterschreiten an der Biegestelle den Winkel

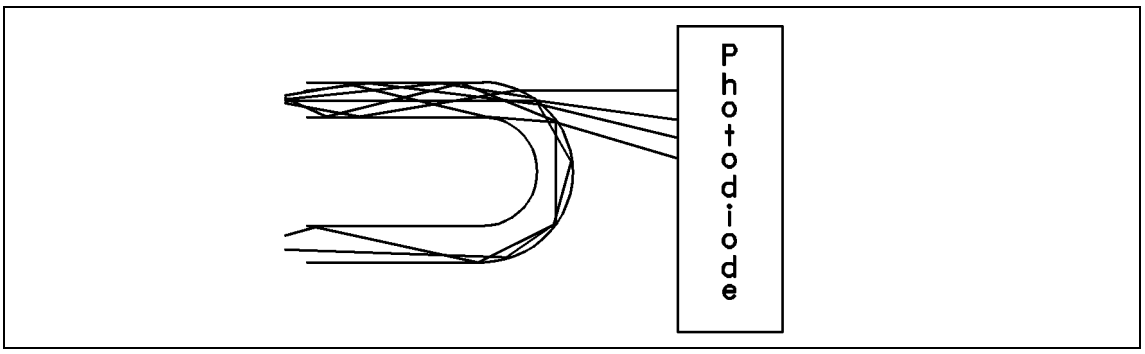


Abbildung 10.4: Verluste durch Biegen der Faser

der Totalreflektion, sie werden gebrochen und verlassen die Faser.
Um Verluste zu vermeiden, darf die Faser also nur mit relativ großen Biegeradien verlegt werden.

10.2.2 Der automatische Einkoppler

Erste Einkoppelversuche wurden mit Mikroskopobjektiven als fokussierenden Elementen durchgeführt. Es konnten Transmissionen zwischen 65 % und 70 % erreicht

werden. Allerdings ergaben sich erhebliche Schwierigkeiten beim langfristigen Einsatz während der Strahlzeiten, da der Laserstrahl nicht richtungsstabil blieb. Gründe dafür könnten sowohl durch Temperaturschwankungen hervorgerufene Materialspannungen als auch Langzeitdriften in der Strahllage des Pumplasers sein.

Um über längere Zeit stabile Einkoppelbedingungen zu erreichen, war es nötig, einen automatischen Einkoppler einzusetzen. Dieser setzt als Optik eine Linse ein. Diese ist an einem transversal zur Strahlachse frei beweglichen Arm befestigt. Die Bewegung des Arms wird durch zwei zueinander senkrechte Spulen, die im Luftspalt zweier Elektromagnete stecken, kontrolliert. Dadurch kann der Fokus des Laserstrahls relativ zur Faser bewegt werden. Wie in Abb. 10.5 zu sehen, wird die Faser auf einem Metallblock gelagert, unter dem ein Magnet angebracht ist. Ein mit Kunststoff um-

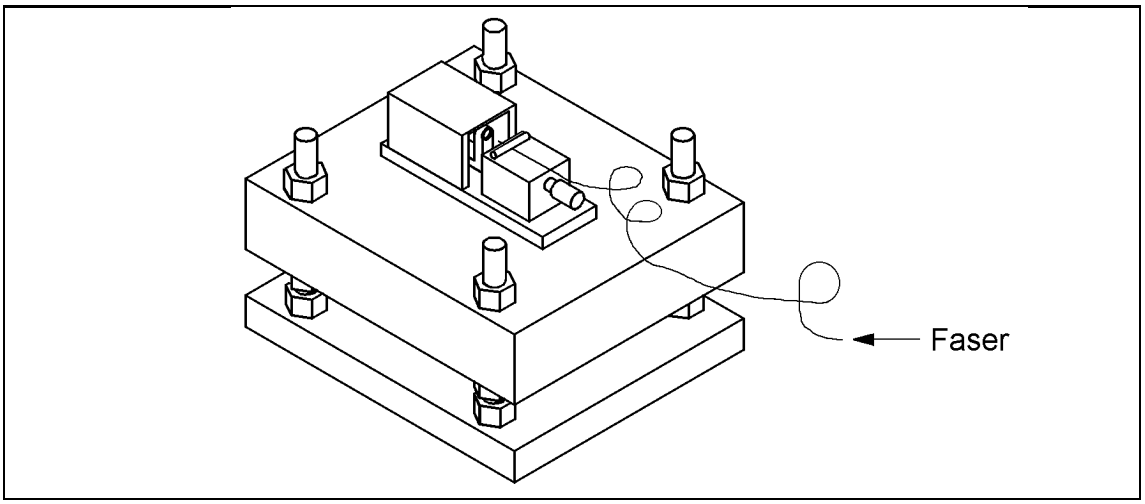


Abbildung 10.5: Der automatische Einkoppler

mantelter Eisenstift hält die Faser zuverlässig in einem dafür vorgesehenen Schlitz. Der gesamte Faserhalter kann über eine Mikrometerschraube in Strahlrichtung manuell fein justiert werden.

Die Linse muß relativ zum Laserstrahl so justiert sein, daß dieser möglichst durch die Linsenmitte geht. Dazu ist der gesamte Einkoppler auf eine Platte montiert, die auf vier M12–Gewindestangen montiert ist, die wiederum in einer Grundplatte befestigt sind. Dadurch kann sowohl die Höhe der Linse als auch ihr Winkel zum Strahl eingestellt werden.

Zur Justierung wird der Ort des Laserstrahls auf einer Zielscheibe durch eine Videokamera beobachtet, da diese im nahen Infrarot wesentlich empfindlicher als das Auge ist. Dann wird der Einkoppler in den Strahl gestellt, ohne die Faser einzulegen, um den Strahl ungehindert passieren zu lassen. Die Linse wird dann so justiert, daß die Mitte des entstehenden Strahlflecks mit dem vorherigen Strahlort übereinstimmt.

Anschließend kann mit der Feinjustage des Linsenorts begonnen werden.
Als Regelsignal für die Regelung der Linsenstellung benötigt das Gerät einen Strom zwischen 1 μA und 1 mA, der natürlich proportional zur transmittierten Intensität sein muß. Wie oben erläutert, verlassen durch Biegen der Faser einige Lichtstrahlen den Faserkern. Diese können von einer Photodiode aufgefangen werden (s.Abb. 10.4), die dann einen Strom an die Elektronik des automatischen Einkopplers liefert. Dabei ist zu beachten, daß falsch eingekoppeltes Licht die Faser in der Regel auf den ersten 10 cm bis 20 cm wieder verläßt. Bringt man hier die Photodiode an, wird der Einkoppler auf maximalen Verlust innerhalb der Glasfaser regeln. Da der eingesetzte Lichtleiter nur jeweils an seinen Enden frei zugänglich ist, wird diese Leistungsmessung im Quellenraum vorgenommen.
Durch den automatischen Einkoppler wird der Justiervorgang wesentlich vereinfacht. Typisch kann innerhalb von ca. 15 min maximale Transmission erreicht werden. Diese ist allerdings mit T=50 % geringer als bei Verwendung der Mikroskopobjektive. Offensichtlich gelingt es der Linse nicht, den gesamten Laserstrahl genügend gut auf den Faserkern zu fokussieren. Da der Strahldurchmesser an der Linse etwa 3 mm beträgt, könnten Linsenfehler wie sphärische Abberation bessere Fokussierung verhindern.

10.3 Einstellung der Lichtleistung durch ein LCD–Element

Da die Quantenausbeute der Photokathoden in der Regel mit der Zeit abnimmt, ist es notwendig, die Lichtintensität auf dem GaAs–Kristall einstellen zu können. Dabei ist es wünschenswert, keinen direkten Einfluß auf den Ti:Saphir–Laser zu nehmen, d.h. ohne z.B. die Pumplichtintensität zu regeln. Ferner soll auch ungeübtes Personal die Möglichkeit zur Stromkontrolle im Beschleuniger haben.
Eine grobe Lichtleistungseinstellung wird mit mehreren Graufiltern vorgenommen, mit denen die Lichtintensität um Faktoren von 10, 20, 100 und 1000 abgeschwächt werden kann [Aul94].
Neu aufgebaut wurde eine Feineinstellung der Lichtleistung durch ein LCD–Element, das zwischen Laser und Fasereinkoppler aufgestellt wurde. Die Funktionsweise wird in Abb. 10.6 deutlich. Der Flüssigkristall ändert in Abhängigkeit von der angelegten Spannung die Brechungsindices entlang seiner optischen Achsen. Entsprechend wird aus dem ursprünglich linearpolarisierten Licht des Lasers elliptisch polarisiertes. Ein danach zu passierender polarisierender Strahlteilerwürfel lenkt Licht mit senkrechter Polarisation um 90° ab.
Diese Kombination von LCD–Zelle und Strahlteilerwürfel erreicht eine maximale Transmission von 92 %. Die Lichtintensität kann um einen Faktor 1/180 abgeschwächt werden, entsprechend einer Polarisation des Laserlichts von 99,5 %. Stärkere Abschwächung könnte durch den zusätzlichen Einbau eines Polarisators vor der LCD–Zelle erzielt werden, was allerdings zusätzliche Verluste zur Folge hätte.

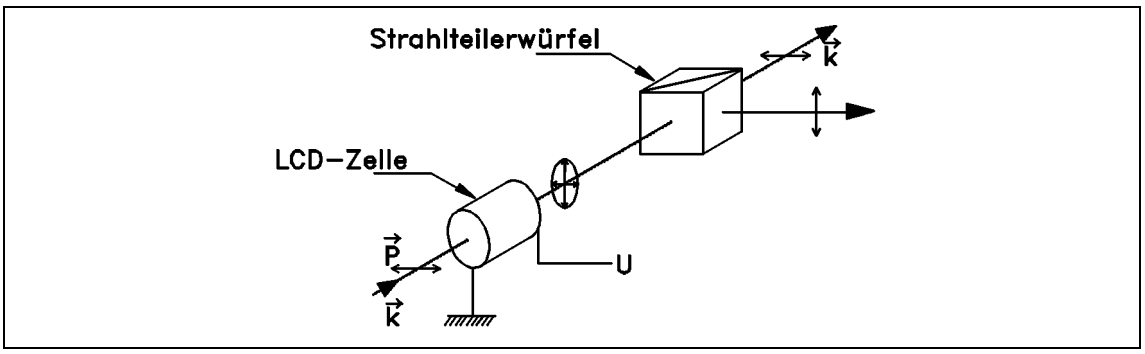


Abbildung 10.6: Feineinstellung der Lichtleistung durch eine LCD–Zelle und einen nachfolgenden Strahlteilerwürfel

10.4 Die Optik im Quellenraum

Herzstück der optischen Bank im Quellenraum ist die Pockelszelle. Sie wirkt in Abhängigkeit von der angelegten Spannung wie ein $\lambda/4$–Plättchen. Aus linearpolarisiertem Licht wird so zirkular polarisiertes. Durch Umpolen der angelegten Spannung kann zwischen σ^-– und σ^+–Licht umgeschaltet werden, was eine Umkehrung der Helizität der produzierten Elektronen bewirkt.

Abb. 10.7 zeigt den Lichtweg nach Verlassen der Faser. Der stark divergente Lichtstrahl wird von einem Mikroskopobjektiv zu einem Parallelstrahl fokussiert. Da die

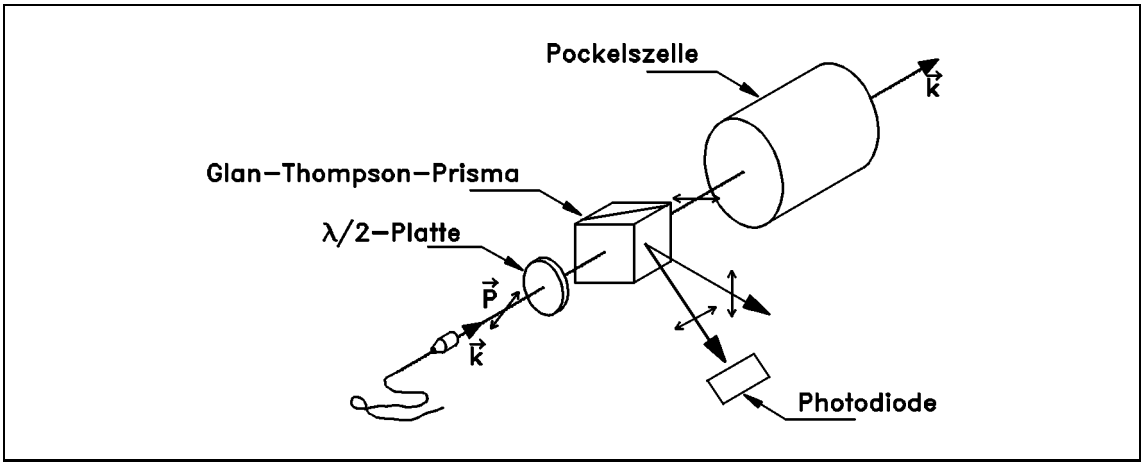


Abbildung 10.7: Teile der Optik im Quellenraum

Justierung der Pockelszelle relativ zu der vom Glan–Thompson–Prisma definierten Polarisationsrichtung erfolgt, darf nach einmal erfolgter Justierung deren Stellung

nicht verändert werden. Die Richtung der Polarisation des aus der Faser tretenden Lichts variiert bei konstanter Wellenlänge mit der Qualität des Lasermodes und der Güte der Einkopplung. Es ist daher für gute Transmission durch Glan–Thompson–Prisma und Pockelszelle notwendig, eine Möglichkeit zur Drehung der Polarisation zu haben. Deshalb passiert das Licht nach dem Mikroskopobjektiv eine $\lambda/2$–Platte, deren Rotation diese Polarisationsdrehung erlaubt.
Aus dem Glan–Thompson–Prisma treten zwei Reflexe aus. Einer davon ist der Teil des Lichts, dessen Polarisationsrichtung für die Pockelszelle in falscher Richtung steht. Die Intensität dieses Strahls ist außer zur Gesamtintensität auch proportional zur Güte der Linearpolarisation, was ihn ungeeignet zur Leistungsmessung werden läßt. Der andere ist ein an den Glasflächen des Glan–Thompson–Prisma entstehender Reflex, dessen Intensität proportional zur transmittierten und damit auf die Kathode der **MAMI**–Quelle gelangenden Lichtleistung ist. Für die computergesteuerte Leistungsmessung wird entsprechend letzterer über eine Photodiode gemessen. Diese Messung der Leistung zeigt keine Abhängigkeit von der Wellenlänge.
Bei Wellenlängenänderung tritt allerdings ein unbequemer Nebeneffekt auf. Die Richtung der Linearpolarisation des aus der Faser austretenden Lichts hängt empfindlich von der Wellenlänge ab, wie Abb. 10.8 zeigt. Die Laserleistung wurde mit

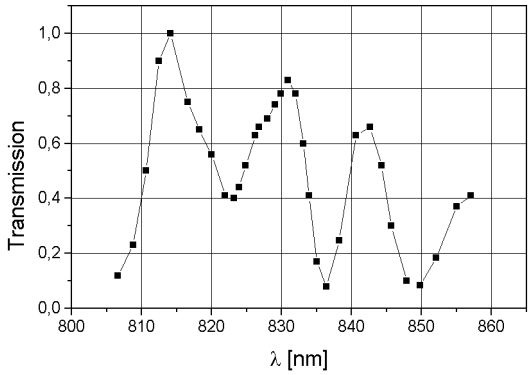


Abbildung 10.8: Wellenlängenabhängige Transmission durch den Lichtleiter

dem Powermeter gemessen, während die auf der Kathode ankommende Leistung durch den Computer aufgenommen wurde. Die transmittierte Leistung wurde auf die Maximalleistung, die bei 814 nm erreicht wurde, normiert. Weitere Messungen ergaben, daß konstante Lichtleistung auf der Photokathode bei Variation der Wellenlänge durch Drehen der $\lambda/2$–Platte erzielt werden kann.

10.4.1 Der Lichtfleck auf der Kathode

Nach der Pockelszelle wird der Strahlquerschnitt durch einen Beamexpander vergrößert,

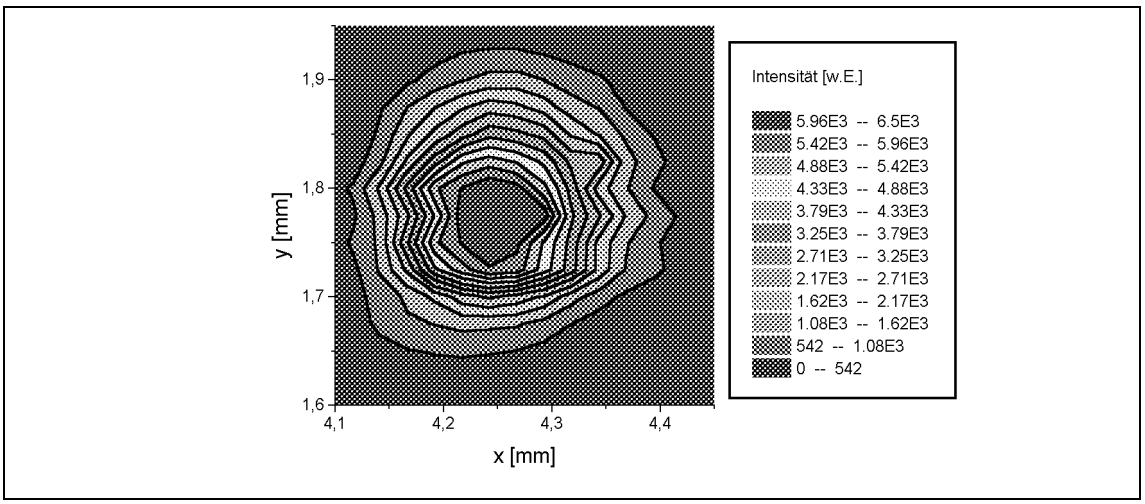


Abbildung 10.9: Lichtfleck auf der Photokathode

eine anschließende Linse mit Brennweite f=2 m sorgt für die Fokussierung des Lichtstrahls auf die Photokathode. Der Durchmesser D des Strahls auf der Linse beträgt etwa $D = 16\,\mathrm{mm}$, was einen Strahlquerschnitt d auf der Kathode von

$$d \approx \frac{2f\lambda}{D} = 0.21\,\mathrm{mm}$$

[Sie91] ergeben sollte. Dieser Querschnitt wurde mit einem Pinhole gemessen. Dazu wurde der Strahl mit einem Prisma ausgelenkt. Eine feste Markierung im Quellenlabor zeigt einen Ort an, dessen Entfernung zum Prisma dem Abstand zwischen Prisma und Photokathode entspricht.
Eine Auswertung von Abb. 10.9 ergibt, daß der Strahl einen $1/e^2$–Querschnitt in x–Richtung von $\Delta x = (0.23 \pm 0.02)\,\mathrm{mm}$, in y–Richtung von $\Delta y = (0.22 \pm 0.01)\,\mathrm{mm}$ hat, in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

Kapitel 11

Langzeitstabilität

Typische Strahlzeiten haben eine Dauer von 5 Tagen. Während dieser Zeit muß der Laser ständig in Betrieb sein, Justierarbeiten sollten auf das kleinstmögliche Maß beschränkt werden. Abhängig von der Lebensdauer der eingesetzten Photokathode wird immer mehr Laserleistung benötigt, um konstanten Strom zu produzieren. Eine konstante Wellenlänge muß wegen konstanter Elektronenpolarisation ebenfalls gewährleistet sein.
Während Langzeitmessungen wurde die Wellenlängenmessung des Wavemeters über die RS-232–Schnittstelle eines PC eingelesen, ein kurzes PASCAL–Programm sorgt für das Schreiben der Werte auf Festplatte. Die Leistung des Lasers und die Lichtleistung auf dem Kristall werden über die beschriebenen Methoden von der Computeranlage der Quelle gemessen.

11.1 Leistungsstabilität

Abb. 11.1 links zeigt Laserleistung und Lichtleistung auf dem Kristall über einen Zeitraum von 14 Stunden. Beide Meßwerte bleiben auf konstanten Niveau, die Transmission T = $P_{Kristall}/P_{Ti:Sa}$ bleibt konstant auf T = 17.5 %.
Während einer Strahlzeit ergab sich allerdings auch ein anderes Bild (s.Abb. 11.1 rechts). In einem Zeitraum von ca. 45 h fiel die Laserleistung um einen Faktor 3 von 450 mW auf 150 mW ab. Erst eine Neujustierung, verbunden mit einer Strahlunterbrechung von ca. 45 min konnte die Laserleistung wieder auf 350 mW steigern. Der Abfall der Leistung setzte sich danach mit derselben Steigung fort.
Eine Messung der Transmission ist während einer Strahlzeit nicht sinnvoll, da die Laserleistung auf dem Kristall verändert wird, einerseits um konstanten Photostrom zu liefern, andererseits auf Wunsch der Experimentatoren.
Für den Abfall der Laserleistung können mehrere Gründe verantwortlich sein:

- Der Pumplaser läßt in der Leistung ebenfalls nach; dies konnte jedoch nicht beobachtet werden.

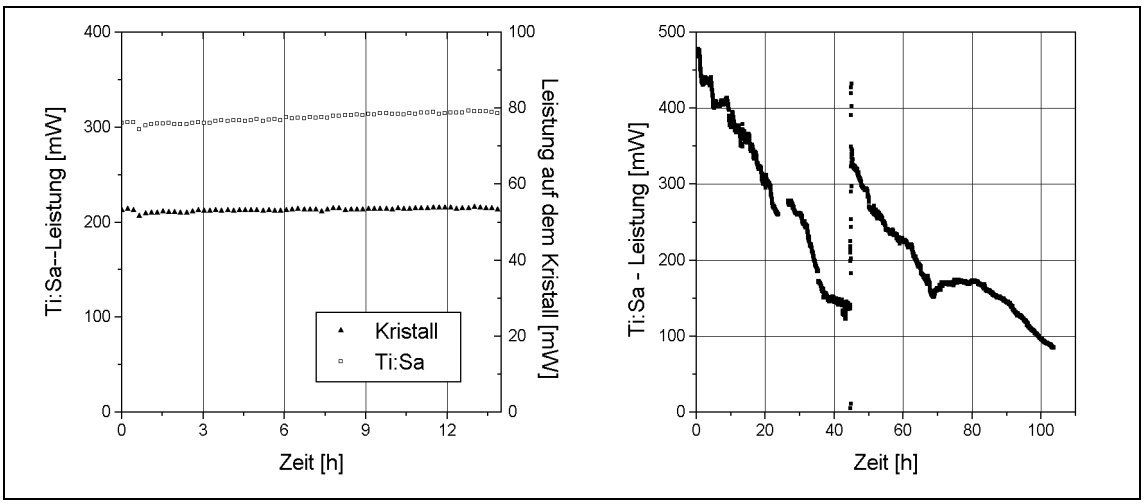


Abbildung 11.1: links: Laserleistung und Lichtleistung auf dem Kristall über 14 h
rechts: Laserleistung über ca. 105 h

- Der Pumplaser produziert aufgrund thermischer Schwankungen einen örtlich nicht festen Strahl. Da der Ti:Saphir–Resonator sehr empfindlich auf die Lage des Pumpstrahls reagiert, führen selbst kleinste Lageänderungen zu Leistungsverlusten. Für diese These spricht, daß durch Neujustage der Pumpspiegel mehr Ti:Saphir–Leistung erzeugt werden konnte. Allerdings wurde der Anfangswert nicht mehr erreicht.

- Der Pumplaser verändert seinen Mode. Dafür spricht, daß bei einer Neujustage der Resonatorspiegel des Argon–Lasers die Pumpleistung nur unwesentlich, die Ti:Saphir–Leistung um bis zu 20 % erhöht werden konnte.

- Der Ti:Saphir–Resonator wird aufgrund thermischer Schwankungen dejustiert. Dies kann zwar nicht mit letzter Sicherheit ausgeschlossen werden, ist wegen den geringen Abmessungen jedoch relativ unwahrscheinlich.

Ein Überprüfen der Resonatorspiegel des Argon–Ionen–Lasers durch einen Techniker der Herstellerfirma ergab ein eingebranntes Staubkorn. Der Mode des Argon–Lasers war sehr schlecht. Beseitigung des Staubkorns brachte bessere Leistung beider Laser.

11.2 Wellenlängenstabilität

Abb.11.2 zeigt einen typischen Verlauf einer Wellenlängenmessung. Die Wellenlänge

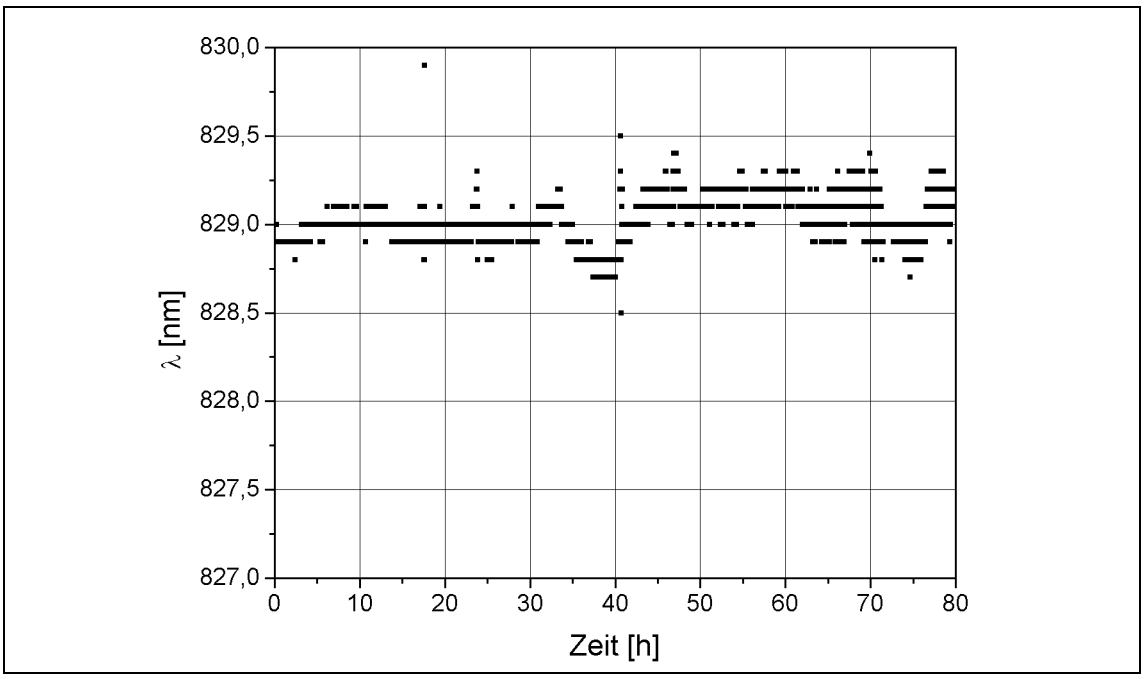


Abbildung 11.2: Wellenlängenstabilität über 80 h

bleibt über 80 h stabil, in dieser Beziehung erfüllt der Laser die Anforderungen. Die leichten Schwankungen um ± 0.5 nm haben auf die Elektronenpolarisation keinen meßbaren Einfluß.

Kapitel 12

Zusammenfassung

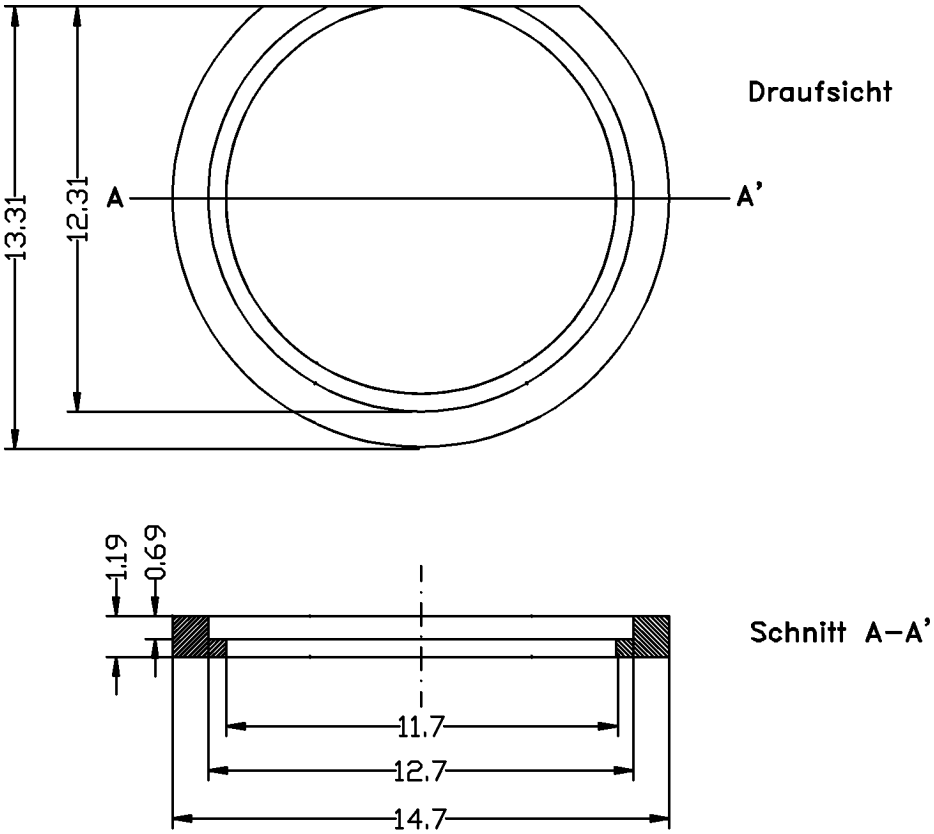
Der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelte und aufgebaute Laser erreichte eine maximale Leistung bis zu 2 W, abhängig von der Qualität des Pumpstrahls. Der Einsatz eines Birefringent–Filters erlaubte bei gleichbleibender Leistung kontinuierliche Wellenlängenabstimmung im Bereich zwischen 800 nm und 860 nm. Das relativ unkomplizierte Design des Lasers macht einen Wechsel der Resonatorspiegel relativ einfach. Dies ermöglicht, Licht jeder Wellenlänge innerhalb des Verstärkungsprofils des Gainmediums, d.h. zwischen ca. 680 nm und 1000 nm zu produzieren.
Die Transmission der mit einer Monomode–Glasfaser aufgebauten Lichtleiterstrecke lag zwischen 50 % und 70 %. Durch alle weiteren optischen Elemente wurde die Lichtleistung auf der Photokathode auf ca. 18 % der Ti:Saphir–Laserleistung beschränkt. Das so aufgebaute System bewies seine Zuverlässigkeit bei Strahlzeiten mit insgesamt ca. 800 Stunden für die A3–Kollaboration zur Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons durch Streuung polarisierter Elektronen an Helium ($^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$) und Deuterium ($^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$). Durch den Einsatz von GaAsP–Kathoden konnte in diesem Zeitraum eine durchschnittliche Spinpolarisation der Elektronen von 72% erreicht werden.

Anhang A

Technische Zeichnungen

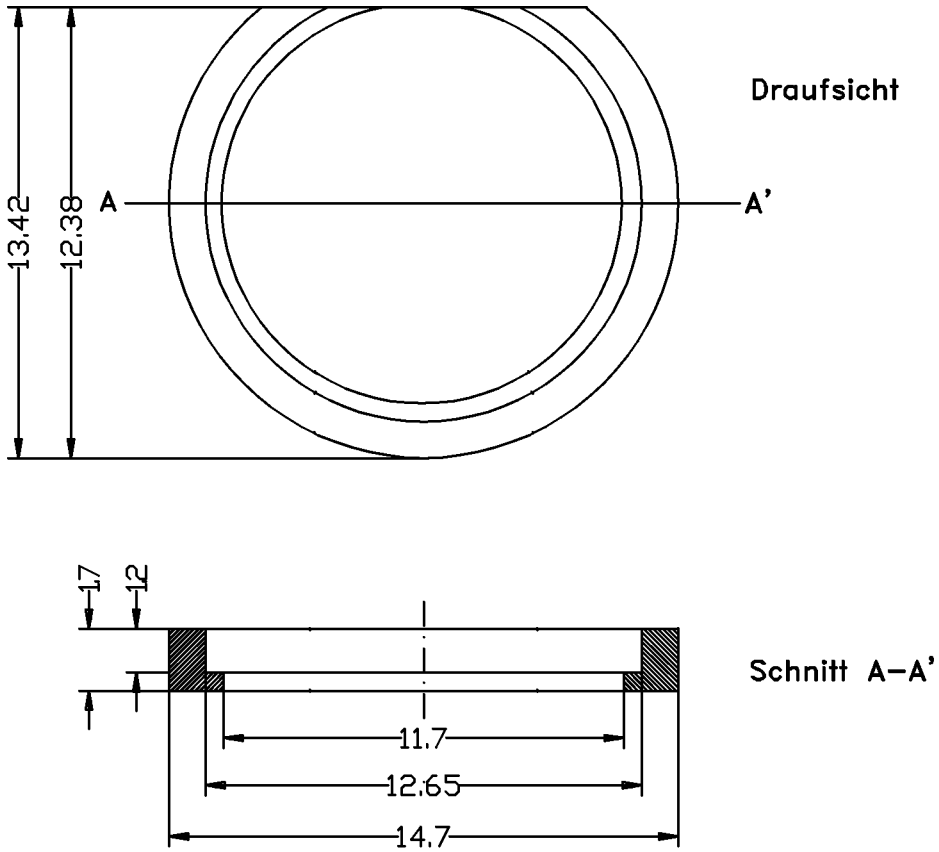
A.1 Ring für das dünnste Birefringent–Plättchen

Material: Messing



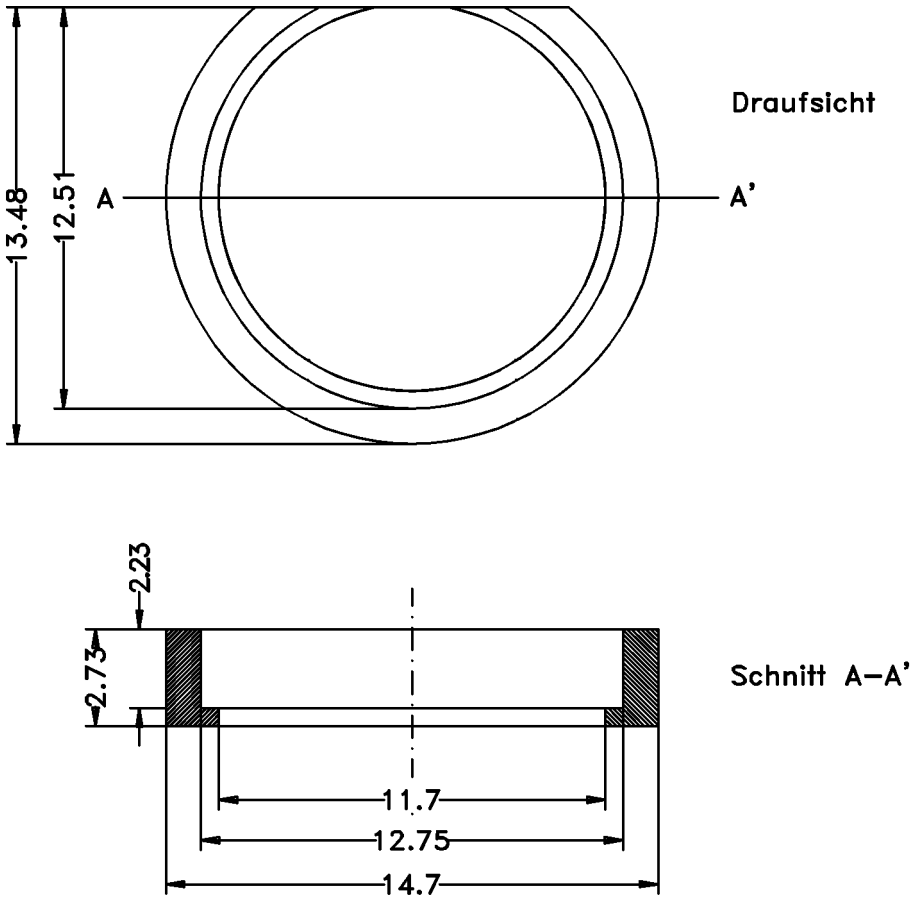
A.2 Ring für das mittlere Birefringent–Plättchen

Material: Messing



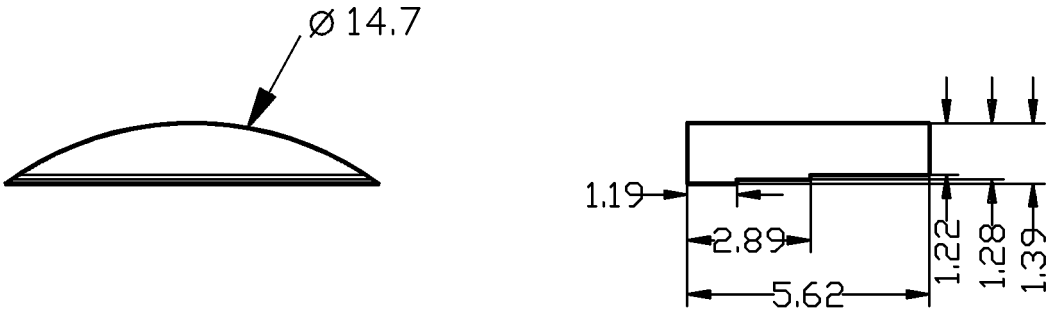
A.3 Ring für das dickste Birefringent–Plättchen

Material: Messing



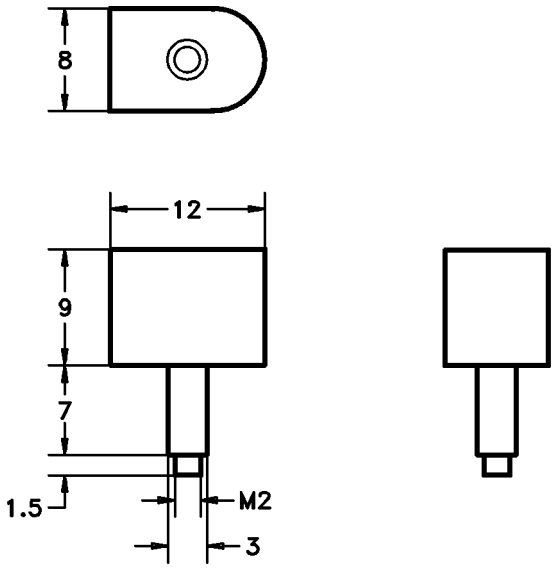
A.4 Kegelsegment

Material: Messing



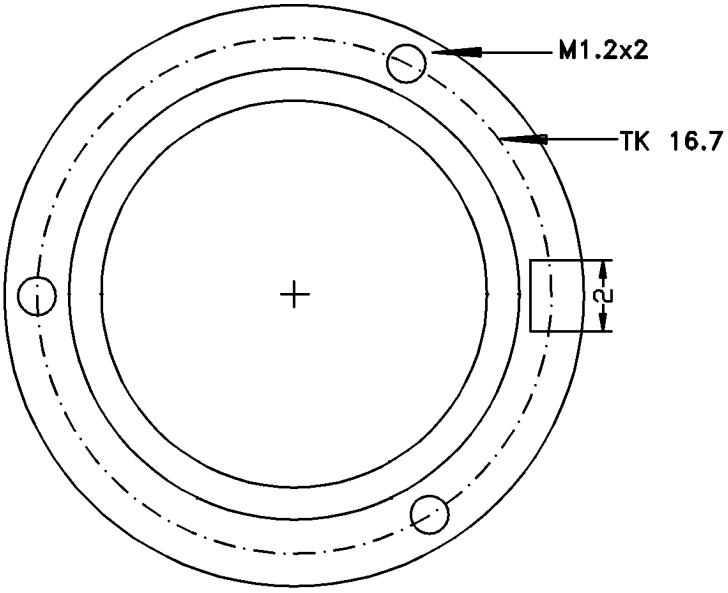
A.5 Hebel

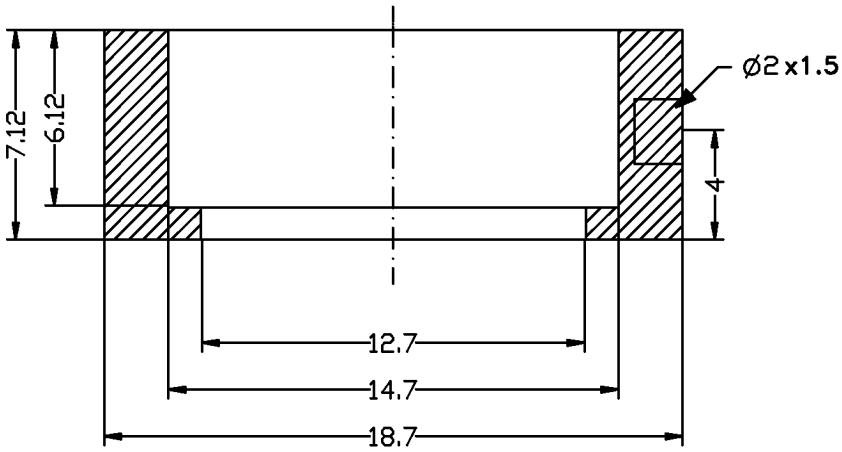
Material: Messing



A.6 Innere Fassung

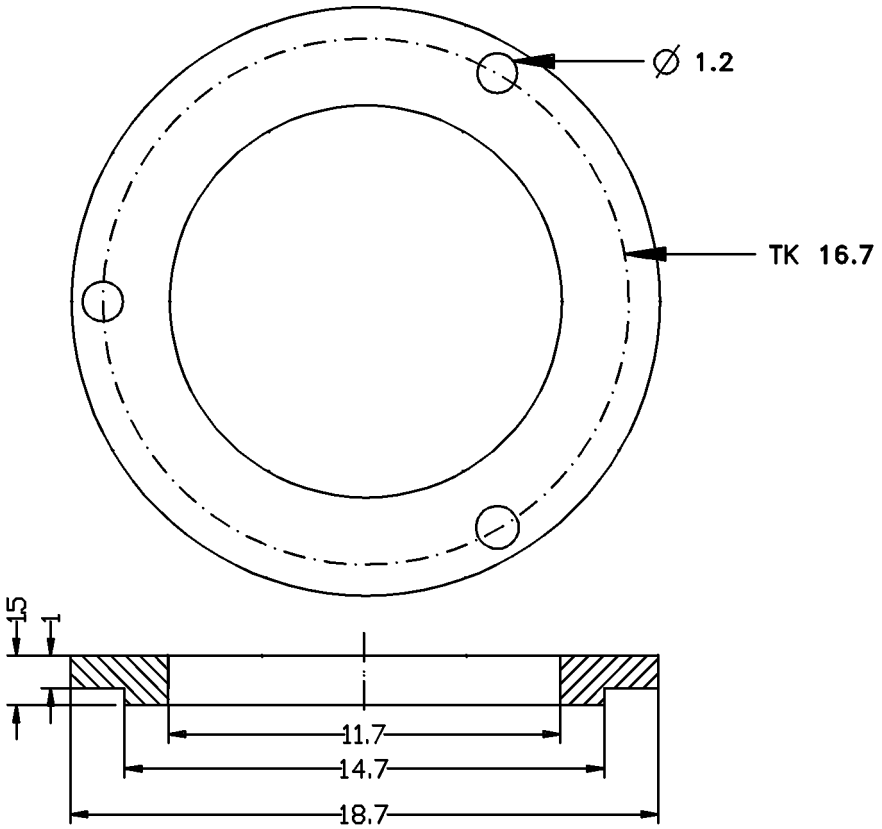
Material: Messing





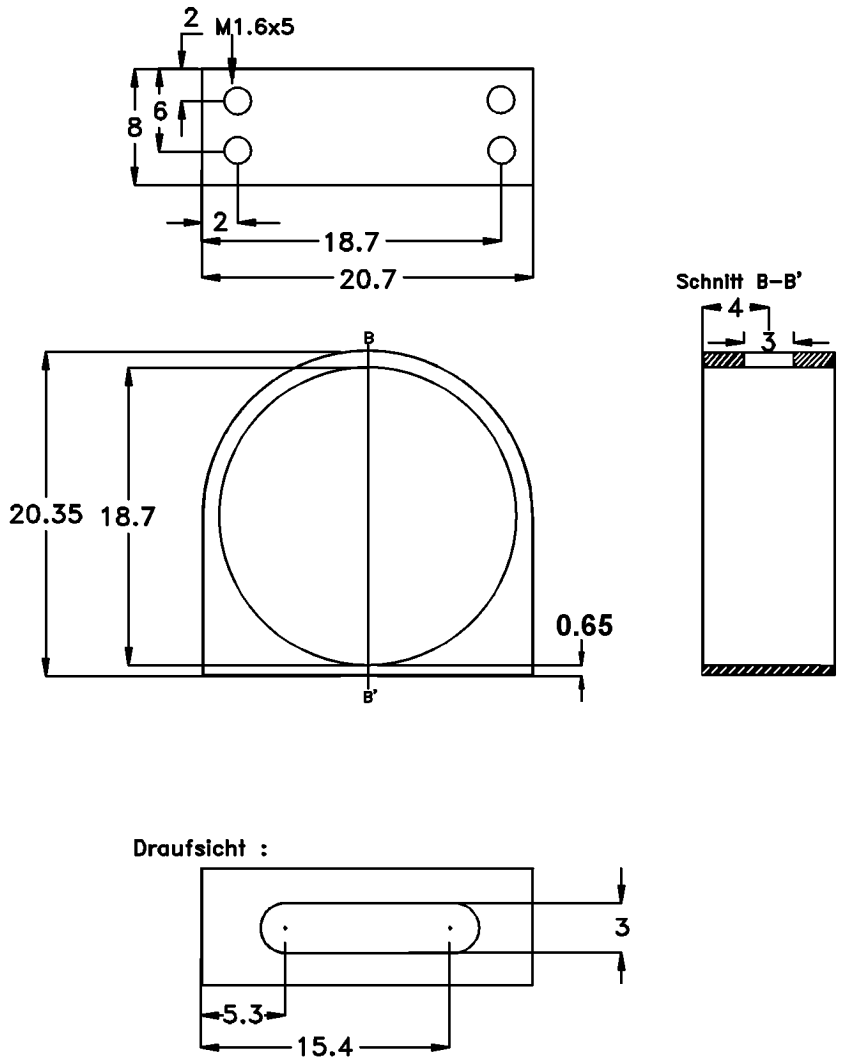
A.7 Deckel für die innere Fassung

Material: Messing



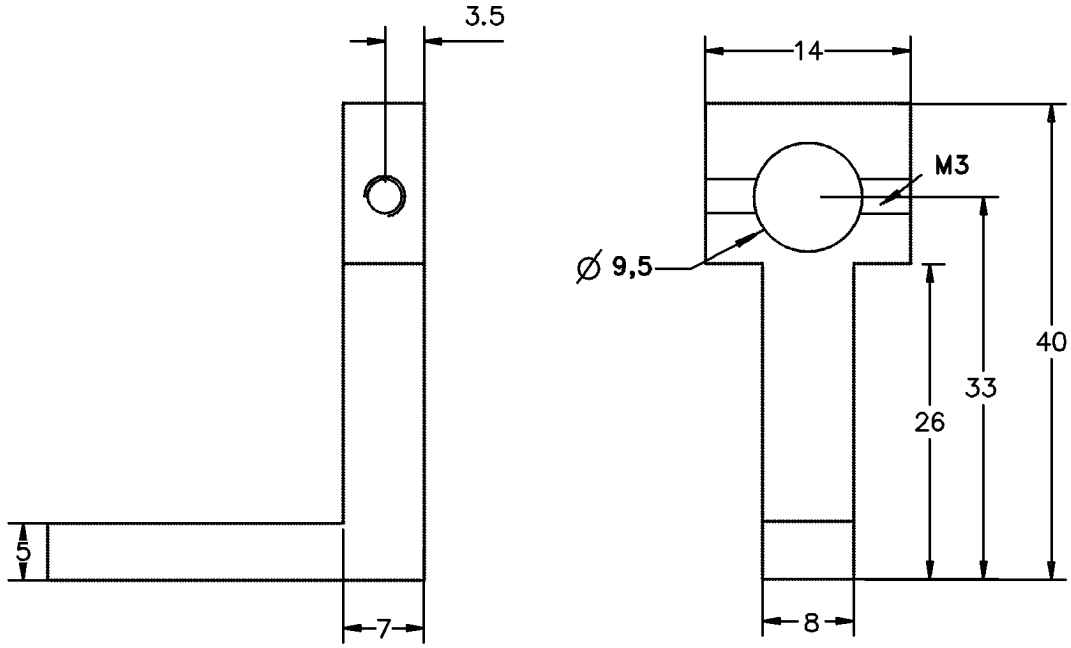
A.8 Gehäuse

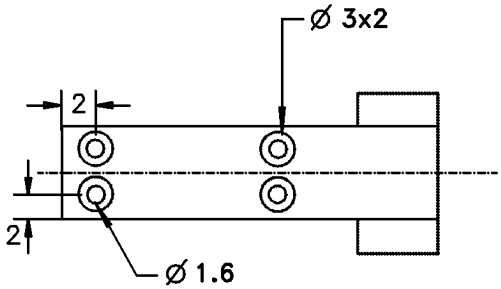
Material: Messing



A.9 Winkel

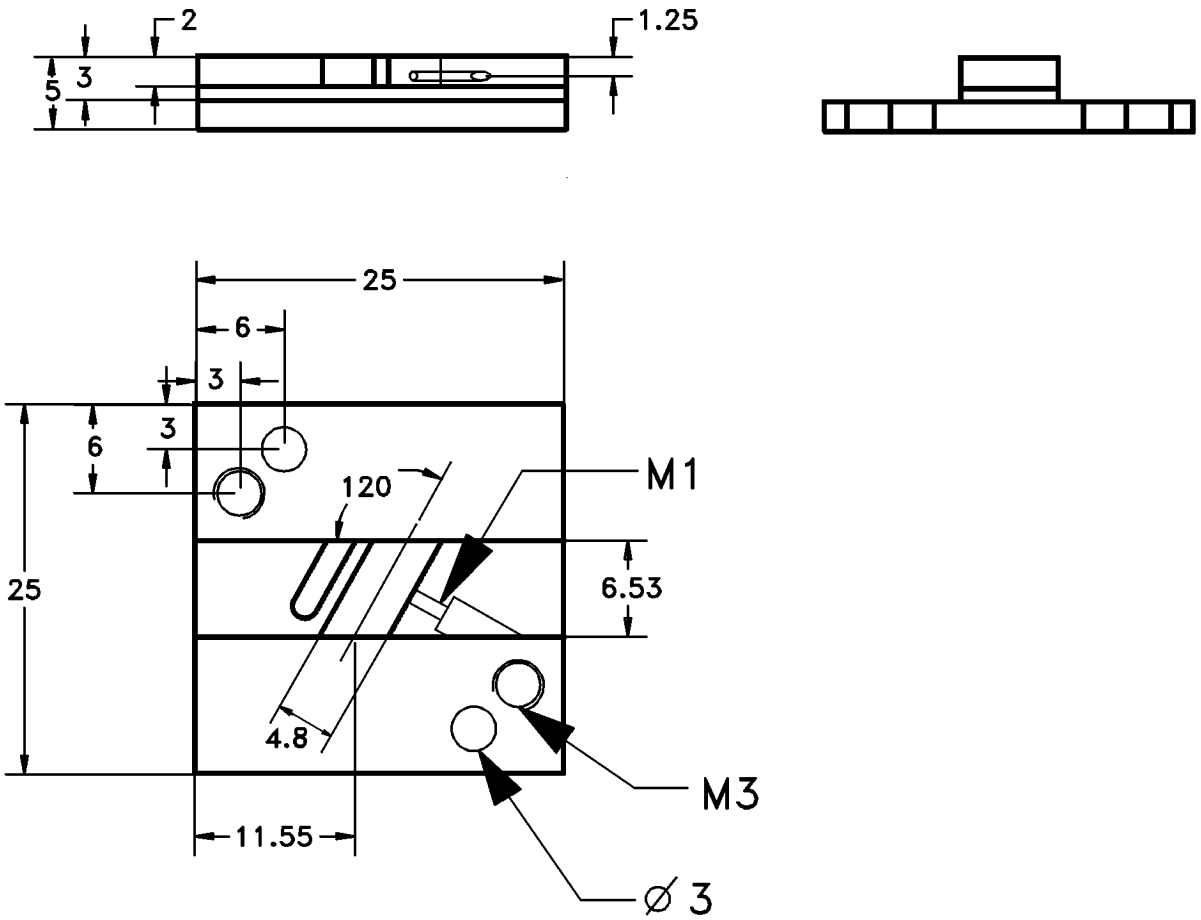
Material: Messing





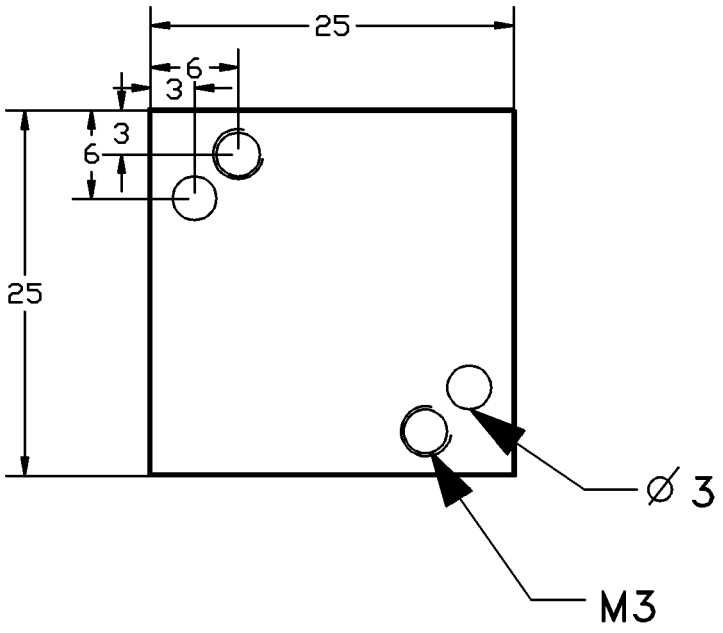
A.10 Kristallhalter

Material: Kupfer



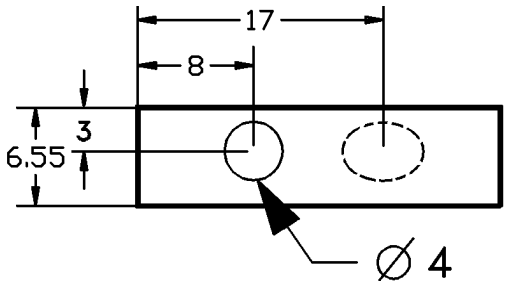
A.11 Deckel für den Kristallhalter

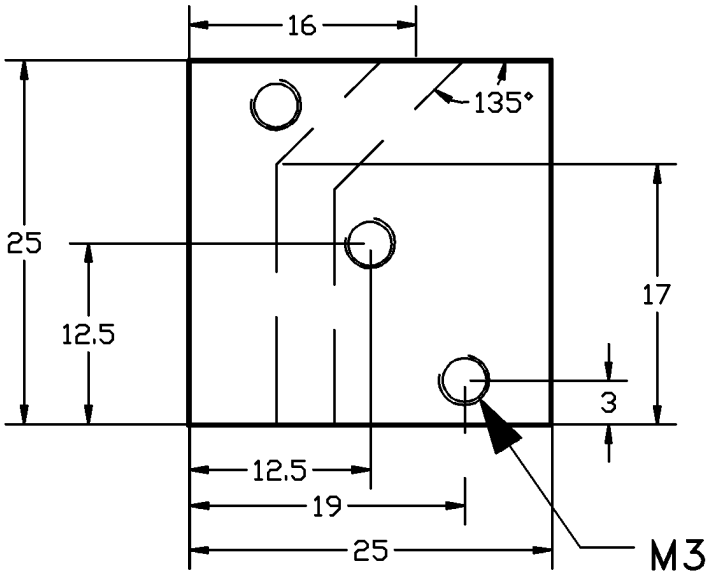
Material: Kupfer



A.12 Untere und obere Kühlung der Peltierelemente

Material: Messing





Anhang B

Berechnung der Entfernung zwischen Linse und Auskoppelspiegel

Da der Laserstrahl leicht divergent ist (θ=3 mrad), liegt der Fokus der Linse nicht genau im Abstand der Brennweite f, sondern etwas weiter entfernt, ganz allgemein bei l. Die Multiplikation der optischen Matrizen ergibt:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{l}{f} & d+l-\frac{ld}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1-\frac{d}{f} \end{pmatrix}$$

Beide konfokale Parameter sind rein imaginär und deshalb durch $q_f = ib$ bzw. $q_0 = ia$ darstellbar. Es folgt:

$$ib = \frac{iaA + B}{iaC + D} \tag{B.1}$$

Trennung von Real– und Imaginärteil ergibt:

$$ib = \frac{ACa^2 + BD + ia\,(AD - BC)}{C^2a^2 + D^2} \tag{B.2}$$

Aus Kap. 5 ist bekannt, daß $AD - BC = 1$ gilt, solange man in einem Medium mit konstanter Brechzahl bleibt.
Die Bedingung, daß im Fokus der Realteil von (B.2) verschwinden muß, liefert das folgende Gleichungssystem für die beiden Unbekannten l und d:

$$0 = AC\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 + BD \tag{B.3}$$

$$i\frac{\pi w_f^2}{\lambda} = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\frac{1}{C^2\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 + D^2} \tag{B.4}$$

Dieses wurde mit Hilfe von Mathematica gelöst, was zu zwei Lösungen

$$l_{1,2} = \frac{f\left(-f^2\lambda^4 + \lambda^2\pi^2 w_f^2 w_0^2 + f\lambda^2\pi^2 w_f^2 w_0^2 + \pi^4 w_f^2 w_0^6 \pm f\lambda^3\sqrt{\frac{f^2\lambda^2 w_f^2}{w_0^2} - \pi^2 w_f^4}\right)}{-f^2\lambda^4 + \lambda^2\pi^2 w_f^2 w_0^2 + \pi^4 w_f^2 w_0^6}$$

$$d_{1,2} \quad = \quad f \mp \sqrt{\frac{w_0^2}{\lambda^2 w_f^2}\left(f^2\lambda^2 - \pi^2 w_f^2 w_0^2\right)}$$

führte. Setzt man die Werte der Variablen ein, ergibt sich $d = 39.8\,\mathrm{cm}$. Für diese Berechnung wurde angenommen, daß der Laserstrahl nur Luft durchqueren muß. Der Beam–Waist liegt aber auf der zur Linse abgewandten Seite des Auskoppelspiegels. Dies ergibt bei einer Dicke des Spiegels von $t = 6.3\,\mathrm{mm}$ einen zusätzlichen optischen Weg von $t' = (n_{Glas} - n_{Luft}) = 0.5 \cdot 6.3\,\mathrm{mm} = 3.15\,\mathrm{mm}$. Für die Entfernung zwischen Auskoppelspiegel und Linse gilt dann $d' = d + t' = 40.15\,\mathrm{cm}$. Der numerischer Wert für l wird nicht benötigt, da am Einkoppler keine Ablesemöglichkeit vorgesehen ist. Der Abstand zwischen Faser und Linse wird während der Justierung variiert, bis optimale Transmission erreicht wird.

Literaturverzeichnis

[Aul94] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI–Beschleunigersystem.* Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1994.

[Bev69] P. R. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences.* McGraw–Hill, 1221 Avenue of The Americas, New York, N.Y. 10020, 1969.

[Blo74] A. L. Bloom. Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates. *Journal of the Optical Society of America*, 64(4):447–452, 4 1974.

[BMT59] V. Bargman, L. Michel und V. L. Telegdi. Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 2:435–437, 1959.

[BS82] Bergmann und Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 4.* de Gruyter, 1982.

[Deg] Degussa. Keramik–Meßwiderstände Kat.Nr. 8123.

[Fed85] R. Feder. *Polarized Electrons in Surface Physics.* World Scientific, Singapore, 1985.

[Jon41] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I–III. *Journal of the Optical Society of America*, 31(7):488–503, 7 1941.

[Kit89] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik.* R. Oldenbourg, München, Wien, 1989.

[KL66] H. Kogelnik und T. Li. Laser beams and Resonators. *Procedeedings of the IEEE*, 54(10):1312–1329, 10 1966.

[KS91] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser.* B.G. Teubner, Stuttgart, 1991.

[Lud78] W. Ludwig. *Festkörperphysik.* Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden, 1978.

[MEF+94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J. E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L. D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau und Th. Walcher. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^{3}He. *Phys. Lett. B*, 327:201–207, 1994.

[Mou85] P. F. Moulton. Tunable Paramagnetic–Ion Lasers. In M. Bass und M. L. Stitch, Hrsg., *Laser Handbook Vol. 5*, Seiten 205 – 285. Springer, 1985.

[Mou86] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al_2O_3. *J.Opt.Soc.Am.B*, 3,No.1:125–133, 1986.

[Nac95] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III–V–Halbleitern* . Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1995.

[Neu88] E. Neumann. Single–Mode Fibers. In Th. Tamir, Hrsg., *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, 1988.

[NWS67] E. D. Nelson, J. Y. Wong und A. L. Schawlow. Farinfrared spectra of $Al_2O_3 : Cr^{3+}$ and $Al_2O_3 : Ti^{3+}$. *Phys. Rev.*, 156:298–308, 1967.

[Ott95] E. W. Otten. Skript zur Vorlesung "Physik des Lasers", 1995.

[PG80] D. R. Preuss und J. L. Gole. Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: Theoretical treatment and experimental design. *Applied Optics*, 19(5):702–710, 3 1980.

[Plü94] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP–Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1994.

[Sie91] A. E. Siegmann. *Lasers*. University Science Books, 20 Edgehill Road, Mill Valley, CA 94941, 1991.

[Wal87] J. C. Walling. Tunable Paramagnetic–Ion Solid State Lasers. In L. F. Mollenhauer und J. C. White, Hrsg., *Topics in Applied Physics Bd. 59: Tunable Lasers*. Springer, 1987.

[Wet63] Deutscher Wetterdienst. *Aspirations–Psychrometer–Tafeln*. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1963.

[Zhu94] Xiaonong Zhu. Explicit Jones transformation matrix for a tilted birefringent plate with its optic axis parallel to the plate surface. *Applied Optics*, 33(16):3502–3506, 6 1994.

[ZVH+95] C. Zimmermann, V. Vuletic, A. Hemmerich, L. Ricci und T. W. Hänsch. A Novel Design for a Compact Tunable Ti:Sapphire Laser. *Optics Letters*, 20(3):297–299, 1995.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Reichert für die interessante Themenstellung. Sein stetes Interesse am Fortschritt dieser Arbeit und seine Diskussionsbereitschaft halfen über manche „Klippe“ hinweg.
Für die angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Atomare Stoßprozesse“: Kurt Aulenbacher, Peter Drescher, Hartmut Fischer, Christoph Nachtigall, Marlies Petri, Stefan Plützer, Bernd Sauer, Michael Schemies, Hans Joachim Schoepe und Michael Steigerwald bedanken. Ohne die Unterstützung in Laserfragen durch Jürgen Hoffmann wäre die Arbeit unmöglich gewesen.
Für die kritische Durchsicht bedanke ich mich besonders bei Christoph und auch bei Jürgen.
Die mechanische Werkstatt im Hause, hier insbesondere Herr Feinmechanikermeister Peter Becker, hat durch ihre präzise und schnelle Ausführung trotz manchmal unpräzisen Zeichnungen einen wichtigen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet.
Auch meiner Verlobten Cornelia sei für ihre Geduld gedankt, mit der sie den Ausführungen in Bezug auf „meinen“ Laser folgte.
Ein besonderer Dank gilt nicht zuletzt auch meinen Eltern für ihre ideelle und materielle Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.