UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

von
Michael Gowin

Medium energy experiments requiring circularly polarized photons (produced by Bremsstrahlung of longitudinally polarized electrons) have started at the electron stretcher ELSA in Bonn. To fullfill the demands of the experiment (GDH) the laser induced photoemission of the 50 keV electron source has been optimized. Systematic studies with a titan-sapphire laser to optimize the pulse structure of the laser pulse and the emitted spectral width has been done. Using a Be-InGaAs/Be-AlGaAs strained supperlattice photocathode a beam polarization of 80 % with a quantum efficiency of 0.4 % has been obtained while producing a space charge limitated 100 mA beam current.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany

BONN-IR-2001-11
Bonn University
Oktober 2001
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

von
Michael Gowin

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am:	02.10.2001,
Referent:	Prof. Dr. B. Schoch
Korreferent:	Prof. Dr. W. Schwille

Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Michael Gowin
aus
Bonn

Bonn 2001

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. B. Schoch
Korreferent: Prof. Dr. W. Schwille

Tag der Promotion: 02.10.2001

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Die Beschleunigeranlage ELSA **3**
2.1 Der Aufbau der Beschleunigeranlage . . . 3
2.1.1 Die Betriebsmodi von ELSA . . . 3
2.2 Polarisierte Elektronenstrahlen . . . 6
2.2.1 Depolarisierende Resonanzen . . . 6
2.2.2 Analyse der Strahlpolarisation . . . 7
2.2.3 Der Spindreher . . . 9
2.2.4 Das GDH-Experiment . . . 9

3 Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen **11**
3.1 Die Struktur von GaAs . . . 11
3.2 Emission spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum . . . 12
3.2.1 Depolarisationseffekte . . . 13
3.3 Deformierte Kristallstrukturen . . . 14
3.4 Der Photostrom . . . 15
3.4.1 Die Ladungssättigung . . . 16

4 Die Lasersysteme **17**
4.1 Der Titan-Saphir-Kristall . . . 17
4.2 Der gepulste Titan-Saphir-Laser . . . 19
4.2.1 Der Aufbau des Lasers . . . 19
4.2.2 Betriebsverhalten des Lasers . . . 22
4.2.3 Optimierung des Lasers . . . 25
4.3 Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser . . . 29
4.3.1 Wahl der Resonatorform . . . 29
4.3.2 Realisierung des Lasers . . . 32
4.3.3 Betriebsverhalten des Lasers . . . 33
4.4 Der Strahltransport zur 50 keV-Quelle . . . 36
4.4.1 Konzeption des optischen Aufbaus . . . 40
4.4.2 Strahltransport im Lichtleiter . . . 42
4.4.3 Erzeugung zirkular polarisierten Laserlichts . . . 43

5 Die 50 keV-Quelle polarisierter Elektronenstrahlen **49**
5.1 Die Elektronenkanone . . . 50
5.2 Die Ladekammer . . . 51
5.2.1 Das Lasersystem an der Ladekammer . . . 52
5.3 Der Transferkanal zum Linearbeschleuniger . . . 53
5.3.1 Die Strahldiagnose . . . 54
5.4 Die Kristallpräparation . . . 56

5.4.1 Zeitliches Verhalten der Quantenausbeute nach der Aktivierung 58
5.5 Messungen an der 50 keV-Quelle 61
5.5.1 Verifizierung der Raumladungsbegrenzung 61
5.5.2 Emissionseigenschaften der Photokathode 62
5.5.3 Die Struktur des Elektronenpulses 63
5.5.4 Solenoid-Kalibration 64
5.6 Betriebserfahrungen bei der *Nutzstrahlerzeugung* 67
5.7 Vergleich mit Quellen an anderen Beschleunigern 68

6 Messung der Strahlpolarisation **71**
6.1 Die *Mott*-Streuung 71
6.1.1 Theoretische Grundlagen der *Mott*-Streuung 71
6.1.2 Depolarisationseffekte und Foliendickenextrapolation 73
6.1.3 Aufbau der *Mott*-Kammer 75
6.1.4 Durchführung der *Mott*-Messung 79
6.2 Optimierung der Spinorientierung mittels *Møller*-Messung 84
6.2.1 Erreichte Polarisationsgrade 84

7 Zusammenfassung **87**

Literaturverzeichnis **88**

1 Einleitung

An der Bonner Beschleunigeranlage ELSA werden zur Zeit Streuexperimente zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons mit polarisierten Elektronenstrahlen durchgeführt. Ein erstes Experiment mit hochenergetischen polarisierten Elektronenstrahlen ist die Messung der sogenannten *Gerasimov-Drell-Hearn*-Summenregel (GDH).
Die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen in speziellen Quellen vor dem Einschuß in die Beschleunigeranlage hat am Physikalischen Institut der Universität Bonn eine lange Tradition. 1969 gelang die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls durch Photoionisation polarisierter Lithiumatome [10]. Die Stromstärke dieser ersten Quelle war zu gering, um an der damaligen Beschleunigeranlage Experimente durchführen zu können. 1977 gelang mit einer neuen Quelle, die auf dem *Fano-Effekt* basierte [26], eine Steigerung der Strahlintensität durch Ionisation unpolarisierter Atomstrahlen [21]. Der mit dieser Quelle erzeugte polarisierte Elektronenstrahl wurde ins Synchrotron injiziert. Durch die Messung der Polarisation in Abhängigkeit von der Endenergie des extrahierten Elektronenstrahls gelang eine Energieeichung des Synchrotrons [14]. Seit 1981 wird die dritte Generation von Quellen entwickelt. Die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen erfolgt seitdem durch die laserinduzierte Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen, sogenannten Photokathoden. 1997 wurde eine GaAs-Quelle mit einer Energie von 120 keV, im folgenden als sogenannte 120 keV-Quelle bezeichnet, an der Beschleunigeranlage ELSA in Betrieb genommen. Diese Quelle ermöglichte ein erstes Studium der Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen in der Beschleunigeranlage. Bei Kreisbeschleunigern treten bei bestimmten Strahlenergien depolarisierende Resonanzen auf, die zu einer Reduktion der Polarisation des Elektronenstrahls führen. Diese depolarisierenden Resonanzen werden durch die Wechselwirkung des Spinvektors der Elektronen mit den horizontalen Magnetfeldern des Beschleunigers verursacht. Unter Verwendung der 120 keV-Quelle wurden erste Untersuchungen der depolarisierenden Resonanzen durchgeführt.
Die maximal erreichbare Strahlintensität am GDH-Experiment und die Betriebslebensdauer der 120 keV-Quelle, limitiert durch eine Veränderung der Oberfläche der Halbleiterkristalle, waren jedoch nicht ausreichend zur Durchführung des GDH-Experimentes. Zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls, der die Anforderungen des GDH-Experimentes erfüllt, im folgenden als sogenannter *Nutzstrahl* bezeichnet, wurde daher eine zweite Quelle mit einer Energie von 50 keV, die sogenannte 50 keV-Quelle, konzipiert und aufgebaut. Diese Quelle wurde Anfang 2000 in Betrieb genommen. Im Rahmen dieser Arbeit sollte eine Optimierung der Betriebsparameter der 50 keV-Quelle erfolgen. Die Einsatzmöglichkeit eines neuen Halbleiterkristalls, eines Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristalls als Photokathode zur Erzeugung eines *Nutzstrahls* polarisierter Elektronen sollte überprüft werden.
Für die Umsetzung der Korrekturmaßnahmen zur Erhaltung der Polarisation des polarisierten Elektronenstrahls im gesamten Energiebereich von ELSA ist die Kenntnis des Polarisationswertes notwendig. Ein geeignetes Polarimetersystem zur Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls im gesamten Energiebereich ist erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein besonderer Augenmerk auf die Bestimmung des Polarisationsgrades des niederenergetischen, polarisierten Elektronenstrahls gelegt.
Für die Erzeugung eines *Nutzstrahls* polarisierter Elektronen mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission wird seit 1995 ein blitzlampengepumpter Titan-Saphir-Laser eingesetzt. Bei diesem Laser handelt es sich um eine Spezialanfertigung. Messungen mit diesem Laser zeigten, daß aufgrund der Pulsstruktur des Lasers Effizienzeinbußen bei der Nachbeschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls zu erwarten sind. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war es zu untersuchen, ob und inwieweit Veränderungen am

bestehenden System zu signifikanten Verbesserungen der Systemparameter des Lasers führen können.
Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird die Beschleunigeranlage ELSA, ihre Betriebsmodi und das zur Zeit betriebene GDH-Experiment in Kapitel 2 vorgestellt. Die Anforderungen, die an einen *Nutzstrahl* polarisierter Elektronenstrahlen zur Durchführung des GDH-Experimentes gestellt werden, werden motiviert. In Kapitel 3 folgt eine Darstellung der GaAs-Halbleiterkristalle, die in Quellen eingesetzt werden. Das verwendete laseraktive Medium (Titan-Saphir) sowie die verwendete Laserinfrastruktur, bestehend aus einem gepulsten und einem Dauerstrich Titan-Saphir-Laser, sowie der Laserstrahltransport und die Erzeugung zirkular polarisierten Laserlichtes werden in Kapitel 4 dargestellt. Der Aufbau der 50 keV-Quelle sowie die an der Quelle durchgeführten Messungen werden in Kapitel 5 beschrieben. Ein Vergleich mit Quellen anderer Beschleunigeranlagen wird gezogen. In Kapitel 6 wird das Polarimeter zur Bestimmung der Polarisation des niederenergetischen, polarisierten Elektronenstrahls vor der Injektion in den Linearbeschleuniger beschrieben. Die Inbetriebnahme des Polarimeters und die Ergebnisse der Messungen werden diskutiert. Abschließend werden die erzielten Ergebnisse, die bei der Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen erreicht wurden, dargestellt.

2 Die Beschleunigeranlage ELSA

In diesem Kapitel wird zunächst die Beschleunigeranlage ELSA mit ihren verschiedenen Betriebsmodi vorgestellt. Die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen wird beschrieben. Desweiteren wird der Einfluß depolarisierender Resonanzen auf den polarisierten Elektronenstrahl bei der Beschleunigung in der Beschleunigeranlage dargelegt. Die zur Korrektur der Depolarisationseffekte durchgeführten Maßnahmen werden vorgestellt. Ein Überblick über die Stärke der Resonanzen im Synchrotron und im Stretcherring wird gegeben. Aufgrund der Depolarisationseffekte war der Aufbau eines umfangreichen Diagnosesystems zur Bestimmung der Strahlpolarisation erforderlich. Das Diagnosesystem, bestehend aus drei Polarimetern, wird beschrieben. Abschießend wird das zur Zeit an der Beschleunigeranlage mit polarisierten Elektronenstrahlen durchgeführte GDH-Experiment dargestellt.

2.1 Der Aufbau der Beschleunigeranlage

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit 1987 die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [51]. ELSA ist eine Erweiterung des 1967 errichteten 2.5 GeV-Elektronensynchrotrons [5]. Die Beschleunigeranlage ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie besteht aus zwei Linearbeschleunigern (LINAC 1 und LINAC 2), dem 2.5 GeV-Synchrotron und dem Stretcherring ELSA.
Ein unpolarisierter Elektronenstrahl wird in einer thermischen Elektronenquelle mit einer wahlweisen Energie von 120 keV (LINAC 1) bzw. 50 keV (LINAC 2) und einer Pulslänge von 1μs erzeugt. In den Linearbeschleunigern erfolgt dann die Vorbeschleunigung auf Energien von 20 MeV (LINAC 1) bzw. 26 MeV (LINAC 2).
Anschließend erfolgt die Injektion in das Synchrotron, das über vier Umläufe gefüllt wird. Bei dem Synchrotron handelt es sich um einen mit 50 Hz betriebenen Kreisbeschleuniger, der nach dem Prinzip der starken Fokussierung arbeitet. Innerhalb von 8.7 ms wird der Elektronenstrahl auf die gewünschte Endenergie (0.5 bis 1.2 GeV) beschleunigt. Im Maximum des sinusförmigen Verlaufs des Magnetfeldes wird der Strahl über drei Umläufe (Umlaufzeit im Synchrotron 232 ns) extrahiert und über einen Transferkanal in den Stretcherring injiziert.
Der Stretcherring ELSA ist ein Kreisbeschleuniger, dessen Magnetring im Gegensatz zum Synchrotron als sogenannte *separated function*-Struktur ausgelegt ist, d.h. strahlführende Dipole und strahlfokussierende Quadropole sind hier getrennt ausgeführt. Der Stretcherring hat die Aufgabe, die aus dem Synchrotron eingeschossenen Elektronenpakete zu akkumulieren und dann einen Elektronenstrahl mit möglichst konstantem Strom (Energie von 0.5 GeV bis 3.5 GeV) für die Experimente zur Verfügung zu stellen.

2.1.1 Die Betriebsmodi von ELSA

Der Stretcherring kann in drei verschiedenen Betriebsmodi für Experimente benutzt werden:
Im *Stretchermodus* (s. Abb. 2.2(a)) werden alle 20 ms die im Synchrotron beschleunigten Elektronen in den Stretcherring injiziert und anschließend in der Zeit bis zur nächsten Füllung gleichmäßig aus ELSA extrahiert. Damit kann das makroskopische Tastverhältnis, d.h. das Verhältnis der Zeit mit extrahiertem

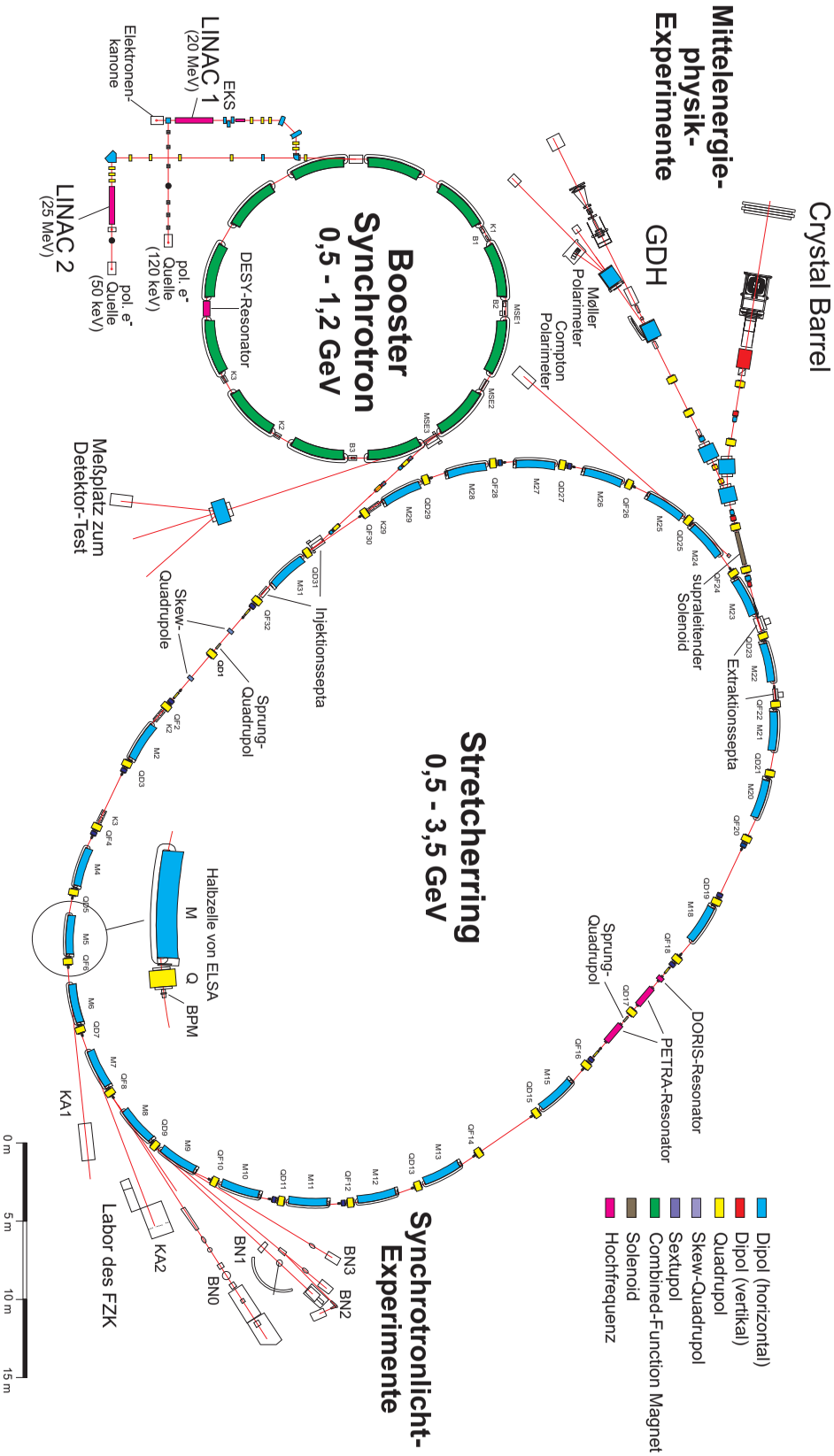
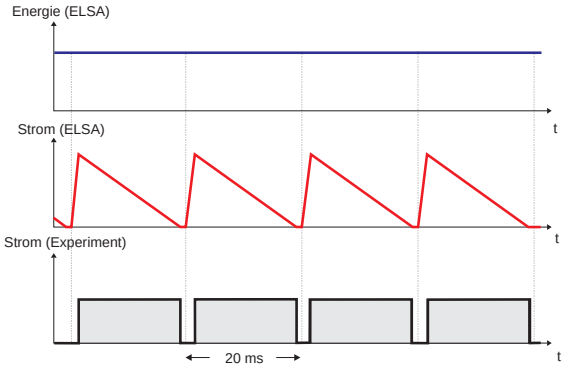
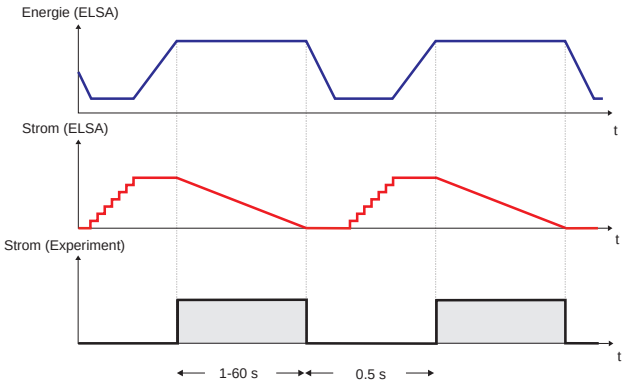


Abbildung 2.1: Ein Überblick über die Beschleunigeranlage ELSA.

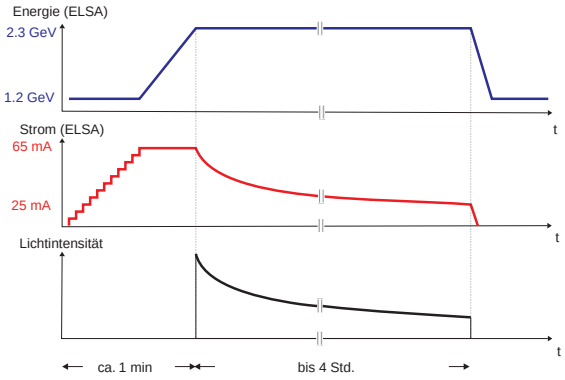
Strahlstrom zur Gesamtzeit eines Beschleunigungszyklus[1], Werte von maximal 95 % erreichen. Auf diese Weise kann ein quasikontinuierlicher externer Elektronenstrahl mit einer Stromstärke bis zu 50 nA erzeugt werden. Die Energie von ELSA bleibt bei diesem Betriebsmodus konstant.
Elektronen mit einer höheren Energie als der Maximalenergie des Synchrotrons können im *Nachbeschleunigungsmodus* (s. Abb. 2.2(b)) zur Verfügung gestellt werden. Dazu wurde ELSA so ausgelegt, daß eine Nachbeschleunigung der Elektronen auf eine maximale Energie von 3.5 GeV möglich ist. In diesem Modus werden mehrere Füllungen des Synchrotrons in ELSA akkumuliert. Nach der Beschleunigung auf die Endenergie erfolgt wie im Stretchermodus die Extraktion mit konstanter Rate. Um ein hohes makroskopisches Tastverhältnis zu erhalten, muß die verlängerte Injektionsphase und die Nachbeschleunigungsphase durch eine entsprechend längere Extraktionsphase kompensiert werden. Je nach angestrebter Stromstärke des externen Strahls erreicht die Extraktionsphase eine Länge von bis zu einer Minute. Nach Beendigung der Extraktionsphase wird ELSA wieder auf die Injektionsenergie gebracht und der Zyklus beginnt von Neuem. In diesem Betriebsmodus steht ein externer Elektronenstrahl nur in der Extraktionsphase zur Verfügung.
Im *Synchrotronstrahlungsmodus* (s. Abb. 2.2(c)) wird ELSA über viele Injektionen bis zu einem Strom



(a) Der Stretchermodus.



(b) Der Nachbeschleunigungsmodus.



(c) Der Speichermodus.

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs von Energie, internem Strom (ELSA) und extrahiertem Strom (Experiment) bzw. der Lichtintensität für die drei Betriebsmodi von ELSA: Der Stretchermodus (a), der Nachbeschleunigungsmodus (b) und der Speichermodus (c).

von bis zu 250 mA gefüllt. Im Anschluß an die Nachbeschleunigung der Elektronen auf 2.3 GeV, 2.7 GeV oder einer Füllung des Stretcherrings bei 1.6 GeV ohne weitere Nachbeschleunigung wird ELSA als reiner Speicherring ohne Extraktion betrieben. Das bei der Ablenkung des Elektronenstrahls in den Dipolmagneten emittierte Synchrotronlicht wird verschiedenen Experimentierplätzen zur Verfügung gestellt.

[1] Der Beschleunigerzyklus ist durch die Zeit, die zwischen zwei Injektionen in den Stretcherring vergeht, bestimmt.

Die bei dieser Betriebsart erreichbaren Zykluszeiten liegen bei einigen Stunden. Das Ende eines Zyklus wird durch Unterschreiten einer vom Experimentator definierten Stromschwelle (z.B. 30 mA bei 2.3 GeV) bestimmt.

Das Kontrollsystem

Die Steuerung der Beschleunigeranlage erfolgt mit einem Kontrollsystem, das auf Basis eines verteilten Rechnersystems die Regelung der wesentlichen Komponenten der Anlage ermöglicht. Der Benutzer wird über eine graphische Bedienoberfläche über den Status der Anlage informiert. Eine Auslese und Speicherung der Parameter für die Weiterverarbeitung ist möglich [34] [82].

2.2 Polarisierte Elektronenstrahlen

Die Polarisation des Elektronenstrahls kann sich bei Kreisbeschleunigern infolge von Synchrotronstrahlung selbst aufbauen, sogenannte Selbstpolarisation (*Sokolov-Ternov-Effekt*). Bei der Synchrotronstrahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die von radial beschleunigten hochenergetischen Elektronen, z.B. im Speicherring, emittiert wird. Die Selbstpolarisation wird bei Speicherringen (z.B. Hera) benutzt, um polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen. Die Zeit, die zum Aufbau der Polarisation benötigt wird, ist abhängig von der Beschleunigung, d.h. vom Radius und der Energie, und liegt bei Hera in Bereichen, die klein sind im Vergleich zur Speicherzeit. Für die Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ist aufgrund der Nutzung des aus dem Stretcherrings extrahierten Elektronenstrahls für Streuexperimente der *Sokolov-Ternov-Effekt* (die Aufbauzeit der Selbstpolarisation beträgt zwischen etwa 10 Minuten für eine Strahlenergie von 3.0 GeV und einigen hundert Minuten für 1.2 GeV, die Extraktionsphase beträgt dagegen nur einige Sekunden) ungeeignet. So wäre nur ein ineffizienter Experiementierbetrieb möglich. Die polarisierten Elektronen müssen daher schon vor dem Einschuß in die Beschleunigeranlage in einer geeigneten Quelle erzeugt werden. An der Bonner Beschleunigeranlage werden die polarisierten Elektronenstrahlen mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen erzeugt (vgl. Kapitel 3). Zu diesem Zweck wurde eine 120 keV-Quelle am LINAC 1 aufgebaut, die 1997 in Betrieb genommen wurde [73]. Sie diente dem ersten Studium der depolarisierenden Resonanzen in ELSA [49] [100] (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die Quelle lieferte einen Strom von 100 mA (mit einer Polarisation von 64 %, bei einer Wellenlänge der eingestrahlten Photonen von 750 nm), mit dem ein kontinuierlicher Strahlstrom am Experiment von I < 0.5 nA erzielt wurde. Die Betriebslebensdauer[2] der in der Quelle verwendeten Kristalle betrug ca. 50 Stunden. Sowohl der Strahlstrom am Experiment als auch die Betriebslebensdauer waren für die Durchführung des GDH-Experimentes nicht ausreichend. Aus diesem Grund wurde eine neue Quelle polarisierter Elektronenstrahlen, die 50 keV-Quelle[3], für die *Nutzstrahlproduktion* konzipiert [41]. Diese Quelle wird ausführlich in Kapitel 5 vorgestellt. Der Einschuß in das Synchrotron der polarisierten Elektronenstrahlen der 50 keV-Quelle erfolgt über den neu aufgebauten LINAC 2, der auf der ersten Sektion des ehemaligen Mainzer Linearbeschleunigers basiert [13].

2.2.1 Depolarisierende Resonanzen

Bei der Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in Kreisbeschleunigern treten bei bestimmten Energien depolarisierende Resonanzen auf [100]. Man unterscheidet im wesentlichen zwei Arten von Resonanzen die bei der Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen in ELSA dominant sind: *Imperfektionresonanzen* und *intrinsische Resonanzen*. Die *Imperfektionresonanzen* werden durch Feld- und

[2] Die Betriebslebensdauer ist definiert, als die Zeit, die während der *Nutzstrahlproduktion*, zwischen zwei Präparationen des Kristalls, vergeht.

[3] Seit Fertigstellung der 50 keV-Quelle wird die 120 keV-Quelle demontiert.

Justierungsfehler der Magneten verursacht. Die *intrinsische Resonanzen* werden von der vertikalen Betratronschwingung, d.h. einer vertikalen Schwingung der Elektronen um die Sollbahn, hervorgerufen. Die Stärke[4] dieser Resonanzen nimmt mit größer werdender vertikaler Emittanz[5] zu.
Neben diesen beiden Arten von Resonanzen gibt es noch eine Reihe von schwächern Resonanzen, die aber nur gering zur Depolarisation beitragen [54]. Zur Polarisationserhaltung bei der Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen müssen geeignete Korrekturmaßnahmen gewählt werden. Die *Imperfektionresonanzen* (hierbei ist der Anteil, der durch die Feldfehler verursacht wird, gemeint) lassen sich mit Hilfe der sogenannten harmonischen Korrektur kompensieren. Bei der harmonischen Korrektur wird durch die Verwendung zusätzlicher Korrekturmagnete [6] bei der Kreuzung der Resonanz deren Phase und Amplitude kompensiert. Der Einfluss der Justierfehler wurde durch eine Verringerung der Stellfehler reduziert. Der Einfluss der *intrinsischen Resonanzen* kann durch eine Erhöhung der Rampgeschwindigkeit [7] beim Durchqueren der Resonanz sowie einem schnellen Arbeitspunktsprung [8] reduziert werden. Für die Umsetzung der Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit für *intrinsischen Resonanzen* wurden gepulste Quadrupole konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen [100] [48].

Resonanzen im Synchrotron und im Stretcherring

Der Einfluß depolarisierender Resonanzen im Synchroton auf die Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls wurde von *Brefeld* untersucht [14]. Für eine Extraktion des Elektronenstrahls unterhalb einer Extraktionsenergie von 1.32 GeV (d.h. unterhalb der dritten *Imperfektionresonanz*) und oberhalb von 880 MeV (d.h. oberhalb der zweiten *Imperfektionresonanz*) ergab sich ein Wert von maximal 5 % für die Depolarisationseffekte. Bei Extraktionsenergien von mehr als 1.32 GeV wurden signifikante Depolarisationen beobachtet. Als Konsequenz dieser Messungen erfolgt zur Minimierung des Einflusses depolarisierender Resoanzen im Synchroton die Extraktion des polarisierten Elektronenstrahls unterhalb der dritten Imperfektionresonanz.
Die Stärke der Resonanzen im Stretcherring wurden von *Steier* berechnet [100]. In Abbildung 2.3 sind die Stärken für die *Imperfektionresonanzen* und die *intrinsischen Resonanzen* dargestellt [48].

2.2.2 Analyse der Strahlpolarisation

Zur Korrektor der depolarisierenden Resonanzen ist die Bestimmung der Polarisation, durch ein geeignetes Polarimetersystem, im gesamten verwendeten Energiebereich notwendig. Zur Bestimmung und Optimierung des Polarisationgrades des polarisierten Elektronenstrahls in der Beschleunigeranlage ELSA werden drei unterschiedliche Polarimeter verwendet. Die Bestimmung der Polarisation des niederenergetischen Elektronstrahls hinter der Quelle erfolgt mittels eines *Mott*-Polarimeters, das ausführlich in Kapitel 6 dargestellt wird. Das Polarimeter dient der Optimierung der Emissionseigenschaft der Photokathoden Polarisation in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Polametrie des externen hochenergetischen Elektronenstrahls erfolgt mit einem *Møller*-Polarimeter, die des Elektronenstrahls in ELSA mit einem *Compton*-Polarimeter.

---

[4] Die Resonanzstärke wird durch den im allgemeinen komplexen Faktor $|\epsilon|$ beschrieben. Es gilt [48]: $|\epsilon| = (1 + \gamma a)\,\frac{|\vec{b}_R|}{|\vec{B}_0|}$, mit dem Spinarbeitspunkt γa, mit der die Resonanz verursachenden Komponente des radialen Störfeldes $|\vec{b}_R|$ und dem Dipolfeld $|\vec{B}_0|$.

[5] Die Emittanz ist durch die vom Strahl eingenommene Fläche im Phasenraum bestimmt. Für eine ausführliche Darstellung vgl. Abschnitt 5.5.4.

[6] Über den gesamten Stretcherring wurden ca. 40 kleine Korrekturmagnete eingebaut.

[7] Die Rampgeschwindigkeit ist durch die zeitliche Ableitung der Energie gegeben. Typischer Weise werden Werte der Rampgeschwindigkeit zwischen 0.1 und 6.67 GeV/s erreicht.

[8] Der Arbeitspunkt ist definiert als Anzahl der transversalen Betratronschwingungen pro Umlauf der Elektronen im Kreisbeschleuniger. Der Arbeitspunktsprung beschreibt eine Änderung des Arbeitspunktes innerhalb weniger μs.

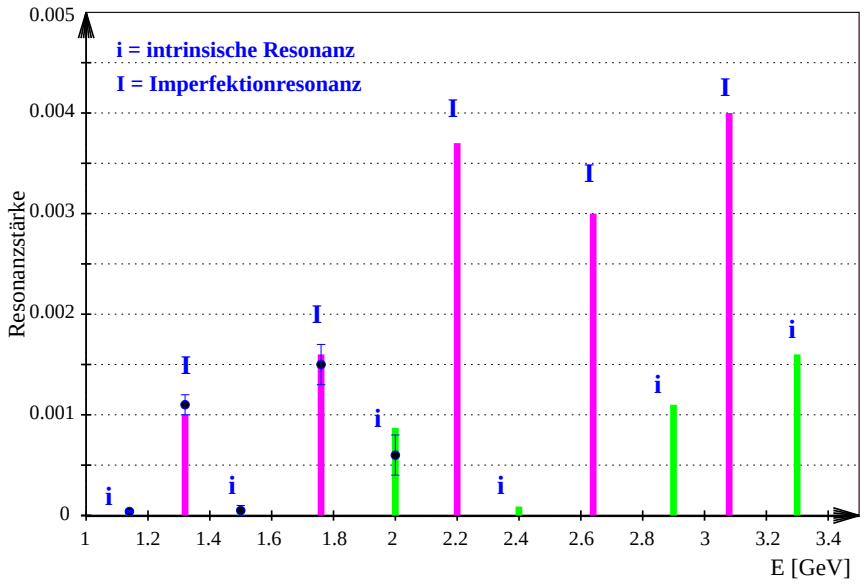


Abbildung 2.3: Die berechneten und gemessenen Stärken der depolarisierenden Resonanzen.

Møller-Polarimeter

Zur Bestimmung der Polarisation des aus dem Stretcherring extrahierten polarisierten *Nutzstrahls* wird ein *Møller*-Polarimeter verwendet, das von der GDH-Kollaboration aufgebaut worden ist [56]. Bei der *Møller*-Messung wird die Møller-Streuung polarisierter Elektronenstrahlen an den Hüllenelektronen eines Atoms ausgenutzt. Die Hüllenelektronen werden in Form einer polarisierten Metallfolie bereitgestellt. Primär- und rückgestreute Elektronen werden nachgewiesen (Koinzidenz-Methode). Durch die Aufnahme der Zählraten, in Abhängigkeit der Änderung der Helizität des Laserlichtes, zur Erzeugung der laserinduzierten Photoemission, läßt sich eine Zählratenasymmetrie bestimmen. Unter Verwendung der Zählratenasymmetrie und bei bekanntem Polarisationsgrad der Metallfolie kann die Polarisation des Elektronenstrahls berechnet werden. Durch einen Vergleich der Polarisationswerte, die durch das *Møller*-Polarimeter und das *Mott*-Polarimeter bestimmt wurden, läßt sich der Einfluß depolarisierender Effekte in der Beschleunigeranlage untersuchen.

Compton-Polarimeter

Zur Bestimmung der Polarisation des im Stretcherring gespeicherten polarisierten Elektronenstrahl befindet sich ein *Compton*-Polarimeter im Aufbau [20]. Das Polarimeter bestimmt die Polarisation über die räumliche Asymmetrie des Profils der rückgestreuten Photonen, die durch Streuung zirkularpolarisierten Laserlichtes durch Änderung der Helizität an den polarisierten Elektronen des internen Elektronenstrahls auftritt. Die Größe der Asymmetrie ist dabei vom Grad der Polarisation des Elektronenstrahls abhängig. Das Polarimeter soll innerhalb weniger Minuten bei vernachlässigbaren Strahlverlusten des gespeicherten Elektronenstrahls die Asymmetrie bestimmen. Mit dem Polarimeter wird auch ein Studium der Selbstpolaristion des unpolarisierten Elektronenstrahls im Stretcherring möglich sein.
Als Quelle des zirkularpolarisierten Laserlichtes wird ein Argon-Ionen-Laser (514.5 nm) verwendet, der in einer Entfernung von ca. 50 m vom Wechselwirkungspunkt aufgebaut ist. Das zirkular polarisierte Laserlicht wird mit Hilfe einer Pockelszelle erzeugt. Der Strahltransport erfolgt über eine Spiegelstrecke. Die rückgestreuten γ-Quanten werden ortsaufgelöst mit Hilfe eines Siliziumstreifendetektors, der den Schwerpunkt der Verteilung rückgestreuter Photonen auf einige Mikrometer genau bestimmt, detektiert. Erste Testmessungen mit dem Polarimeter finden sich in [41].

2.2.3 Der Spindreher

Die aus der Photokathode emittierten Elektronenstrahlen sind longitudinal polarisiert. Da in Kreisbeschleunigern nur die vertikale [9] Komponente des Spins verlustfrei beschleunigt werden kann, ist eine Drehung notwendig. Diese erfolgt in einem Deflektor (vgl. Abschnitt 5.3) vor dem Einschuß in den Linearbeschleuniger. Anschließend werden die Elektronenstrahlen in der Beschleunigeranlage beschleunigt. Die polarsierten Elektronenstrahlen werden mit transversaler Spinorientierung aus ELSA extrahiert. Für das Experiment wird jedoch eine longitudinale Spinorientierung benötigt. Für die Drehung des Spin des Elektronenstrahls wurde nach der Extraktion ein supraleitender Solenoid und ein Magnetsystem aufgebaut [62]. Mit dem Solenoiden wird der Spin aus der vertikalen in die horizontale Polarisationsrichtung gedreht und mit den Dipolen erfolgt die Drehung in die longitudinale Polarisationsrichtung.

2.2.4 Das GDH-Experiment

Ein erstes Experiment mit hochenergetischen polarisierten Elektronenstrahlen in Bonn ist die Messung der sogenannten *Gerasimov-Drell-Hearn*-Summenregel (GDH) (vgl. [6] [22] [33]).
Die GDH-Summenregel basiert auf allgemeinen physikalischen Grundsätzen und wurde bereits in den 60er Jahren abgeleitet. Die GDH-Summenregel verbindet das Energieintegral der energiegewichteten Differenz der spinabhängigen totalen Photoabsorptionsquerschnitte $\sigma_{\frac{3}{2}}$ und $\sigma_{\frac{1}{2}}$ zirkular polarisierter Photonen auf longitudinal polarisierte Nukleonen mit statischen Eigenschaften des Nukleons, wie dem magnetischen Moment κ und der Masse m des Nukleons. Es gilt:

$$\int_0^\infty d\nu \, \frac{\sigma_{\frac{3}{2}} - \sigma_{\frac{1}{2}}}{\nu} = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \, \kappa^2, \tag{2.1}$$

mit der Energie ν und der Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{1}{137}$. Die experimentelle Überprüfung der GDH-Summenregel erfolgt im Energiebereich von 140 MeV (Pionen-Produktionsschwelle) bis etwa 3 GeV. Die Messung wird an zwei Beschleunigeranlagen, zum einen in Mainz am Mikrotron MAMI und zum anderen in Bonn an ELSA durchgeführt. Mit MAMI wurde bereits der niederenergetische Bereich von 140 MeV bis 800 MeV gemessen und erste Ergebnisse sind veröffentlicht [1] [2]. Zur Zeit wird in Bonn mit ELSA der Energiebereich von 0.7 bis 3.0 GeV vermessen.

Aufbau des GDH-Experimentes

Der Aufbau des GDH-Experimentes ist in Abbildung 2.1 dargestellt. An den Radiatorfolien produzieren die longitudinal polarisierten Elektronen zirkular polarisierte Photonen. Der zirkular polarisierte Photonenstrahl trifft anschließend auf ein longitudinal polarisiertes Target [10] welches nach dem Prinzip der *Frozen Spin*-Technik arbeitet. Dabei wird der Spin des Nukleons (Targetmaterial) in einem hohen Magnetfeld (ca. 2.5 Tesla) bei Temperaturen von ungefähr 250 mK ausgerichtet [24]. Anschließend erfolgt in einem Magnetfeld (”Haltefeld” von etwa 0.4 Tesla) bei Temperaturen von ca. 60 mK das Einfrieren der Polarisation. Die maximale Polarisation des Targets in Mainz ergab sich zu etwa 88 % für Protonen in Butanol [81]. Alle am Target erzeugten Hadronen werden in einem Detektor mit einer Winkelakzeptanz von nahezu 4 π nachgewiesen.

[9] Senkrecht zur Ebene, die die Elektronenbahn im Beschleuniger beschreibt.
[10] englisch: Ziel, auch im Deutschen werden Objekte an denen gestreut wird, mit dem englischen Begriff beschrieben.

Rahmenbedingungen zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen

Zur Durchführung des GDH-Experimentes wird ein quasikontinuierlicher hochenergetischer externer Elektronenstrahl, mit einer mittleren Stromstärke von etwa einem Nanoampere und maximaler Polarisation, angestrebt. Unter Berücksichtigung der Gesamttransmission[11] der Beschleunigeranlage im Nachbeschleunigungsmodus, der für die Durchführung des GDH-Experimentes verwendet werden soll, von ca. 10^{-3} ergibt sich eine Pulsstromstärke von 100 mA, die von der 50 keV-Quelle polarisierter Elektronenstrahlen geliefert werden muß. Da die Quelle die thermische Kathode vor dem Linearbeschleuniger ersetzt, muß sie die gleiche Pulslänge bei gleicher Repetitionsrate erzeugen, d.h. Elektronenpulse mit einer Länge von 1 μs bei 50 Hz.
Im Linearbeschleuniger hängt die Beschleunigung von der Intensitätsverteilung im Strahl ab (sogenanntes *beam loading*, vgl. z.B. [64]). Zur Verringerung der Energiebreite (und damit einer Reduktion der Einfangverluste ins Synchrotron) des beschleunigten Strahles und zum Erreichen eines stationären Betriebes des Linearbeschleunigers bei der Beschleunigung ist eine rechteckförmige Pulsstruktur des Laserpulses[12] zu fordern.

[11] Für die Erzeugung eines *Nutzstrahls* im *Nachbeschleunigermodus* läßt sich die Gesamttransmission der Beschleunigeranlage wie folgt abschätzen: Die Effizienz bei der Beschleunigung eines Elektronenstrahls in den Linearbeschleunigern (LINAC 1 und LINAC 2) liegt bei ca. 10 %, die Injektionseffizienz ins Synchrotron bei weiteren ca. 10 %, bei der Beschleunigung im Synchrotron ist kein signifikanter Strahlverlust zu beobachten, die Transfereffizienz vom Synchrotron nach ELSA liegt bei ca. 30 %, auch bei der Beschleunigung in ELSA ist kein signifikanter Strahlverlust zu beobachten und die Effizienz der Extraktion zum Experiment liegt bei ca. 40 %. Damit ergibt sich eine Gesamttransmission der Anlage von ca. 0.12 %.

[12] Bei der Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission erfolgt ein Übertrag der zeitlichen Struktur des Laserpulses auf den Elektronenpuls.

3 Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen

Die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls erfolgt an der Bonner Beschleunigeranlage in Teilchenquellen. Dabei erwies sich die Erzeugung gepulster Strahlen hoher Intensität mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission aus GaAs-ähnlichen Kristallen am erfolgreichsten. Die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls aus GaAs-Kristallen gelang erstmalig *Pierce* [83]. Im folgenden wird detailliert diese Methode vorgestellt. Zunächst wird die Struktur des GaAs-Halbleiters und anschließend der Mechanismus der Emission spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum beschrieben. Die Depolarisationseffekte bei der Emission werden vorgestellt. Es folgt ein Überblick über die zur Zeit verwendeten Kristallsorten. Die Problematik der sogenannten Ladungssättigung wird aufgezeigt.

3.1 Die Struktur von GaAs

Der III-V Halbleiter GaAs kristallisiert in Form der sogenannten Zinkblendestruktur. Die Struktur wird durch die zwei gegeneinander verschobenen, kubisch flächenzentrierten Gitter, das eine von den Gallium-Atomen und das andere von den Arsen-Atomen aufgespannt, gebildet. Das reziproke Gitter des Kristalls weist eine kubisch raumzentrierte Struktur auf. Der Mittelpunkt (Symmetriepunkt) des Gitters ist der Γ-Punkt. In Abbildung 3.1 ist die Bandstruktur im GaAs-Kristall um den Symmetriepunkt dargestellt. Am Symmetriepunkt liegt das Maximum des Valenzbandes unter dem Minimum des Leitungsbandes. Der Bandabstand beträgt E_g=1.42 eV.
In Abbildung 3.2 ist die Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronstrahls durch optisches Pumpen dargestellt. Am Γ-Punkt spaltet das Valenzband aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung (um Δ = 0.34 eV) in ein vierfach entartetes $P_{3/2}$-Niveau und ein zweifach entartetes $P_{1/2}$-Niveau auf. Das Leitungsband ist zweifach entartet. Durch die Absorption von Photonen, die mindestens eine Energie von E_g besitzen, können Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden. Dabei müssen die Auswahlregeln beachtet werden. Strahlt man zirkular polarisiertes Licht ein, sind aufgrund der Auswahlregel nur die Übergänge erlaubt, bei denen sich die magnetische Quantenzahl um $\Delta m_j = \pm 1$ ändert. Die erlaubten Übergänge für σ^+-Licht sind in der Abbildung mit durchgezogenen Linien und die für σ^--Licht mit gestrichelten Linien gekennzeichnet. In der Abbildung sind außerdem die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten eingezeichnet (in Kreisen), die sich mit Hilfe der zugehörigen Clebsch-Cordon-Koeffizienten berechnen lassen. Wählt man die Energie des eingestrahlten Lichtes nun so, daß nur Elektronen aus dem $P_{3/2}$-Niveau des Valenzbandes in das Leitungsband gelangen, so gelangen bei Verwendung von σ^+-Licht mehr Elektronen in das m = - 1/2-Niveau als in das m = + 1/2-Niveau. Unter Verwendung der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich der Wert der Gesamtpolarisation wie folgt [55]:

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -\frac{1}{2}, \tag{3.1}$$

mit der Anzahl $N_\uparrow$ der Teilchen mit Spinzustand +1/2 und mit der Anzahl $N_\downarrow$ der Teilchen mit Spinzustand -1/2. Die maximale Polarisation der Elektronen im Leitungsband ergibt sich somit zu 50 %.

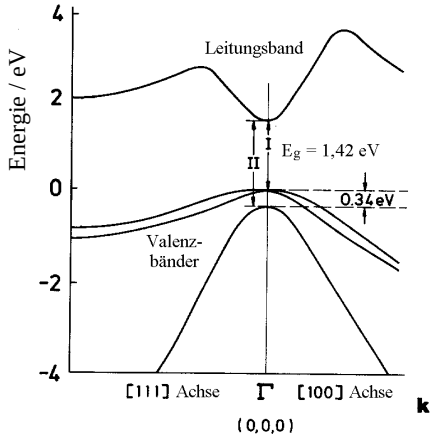


Abbildung 3.1: Anordnung der Energie-Bänder im GaAs-Kristall (aus [55]). Bereich I kennzeichnet den minimalen Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband. Bereich II kennzeichnet den Abstand der durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht wird.

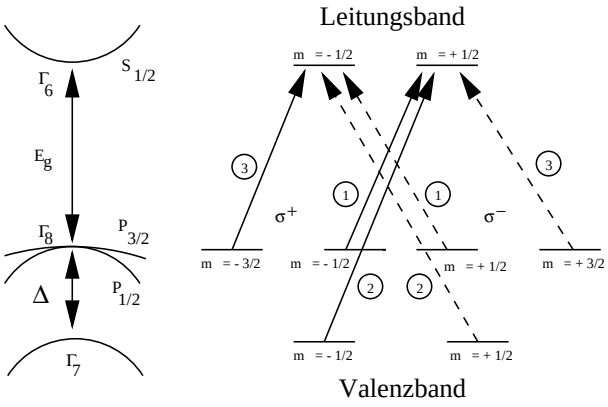


Abbildung 3.2: Die Bandstruktur des GaAs-Kristalls am Γ-Punkt. Die in den Kreisen dargestellten Zahlen entsprechen den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten beim Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht (rechts zirkular σ^+ und links zirkular σ^+) (nach [83]).

3.2 Emission spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum

Die laserinduzierte Photoemission von Elektronen aus GaAs-Kristallen kann wie folgt beschrieben werden: Durch die Photoabsorption von zirkular polarisiertem Licht werden Elektronen bis zu einer Tiefe von 1 μm im Kristall angeregt [28]. Die Elektronen diffundieren anschließend zur Oberfläche des Kristalls. Aufgrund der Energiedifferenz zwischen dem Leitungsbandminimum und dem Vakuumniveau an der Oberfläche des Kristalls (bei GaAs ca. 5.2 eV) findet eine Emission der Elektronen nicht statt. Diese Energiedifferenz wird als sogenannte Elektronenaffinität (EA) bezeichnet. Damit die Elektronen den Kristall verlassen können, ist eine Absenkung des Vakuumniveaus unter das Niveau des Leitungsbandminimums notwendig. Die Absenkung enspricht der Erzeugung einer negativen Elektronenaffinität (NEA). Die Erzeugung der NEA erfolgt durch zwei unterschiedliche Prozesse (s. Abb. 3.3): Durch eine starke p-Dotierung, was eine Bandbiegung an der Kristalloberfläche zur Folge hat. Dabei wird durch die p-Dotierung von 10^{17}-10^{19}cm^{-3} das Fermi-Energie-Niveau abgesenkt. Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband kommt es zur Ausbildung von Elektronenzuständen, die zur teilweisen Entvölkerung der Oberflächenzustände führen. An der Oberfläche kommt es zur Bildung einer positiven Raumladung und einer Bandbiegung der Energiebänder (Leitungs- und Valenzband). Die Bandbiegung findet bis zu

einer Tiefe von ca. 10 nm von maximal 1 eV statt. Damit ist für die Elektronen eine geringere EA entstanden, die aber noch nicht ausreicht um den Kristall zu verlassen. Aus diesem Grund kommt nun der zweite Prozess, eine Beschichtung der Oberfläche mit Alkalimetallen, die leicht ein Valenzelektron an die Oberflächenatome abgeben, zum Tragen. Die Beschichtung der Oberfläche (durch Bedampfen) wird im folgenden als sogenannte Aktivierung bezeichnet. Es hat sich gezeigt, daß vor allem durch Verwendung von Cäsium in Verbindung mit Sauerstoff [107] oder Fluor (in Form von NH_3 [42]) eine NEA ereicht werden konnte. Durch das Aufbringen von Cäsium bildet sich an der Oberfläche eine elektrische Dipolschicht aus, die das Vakuumniveau unter das Leitungsbandniveau absenkt. Durch zusätzliches Aufbringen von Sauerstoff wird die Dipolschicht modifiziert, d.h. die NEA wird vergrößert, sodaß die Elektronen leichter ins Vakuum gelangen können. An der Grenzschicht Oberfläche Halbleiter-Vakuum bildet sich ein schmaler Potentialwall aus, der aufgrund seiner geringen Breite von den Elektronen leicht durchtunnelt werden kann. Es hat sich gezeigt, daß eine optimale Aktivierung durch abwechselndes Aufbringen von Cäsium[1] und Sauerstoff bei einem Überschuß etwa einer halben Monolage Cäsiumionen[2] gegeben ist [17]. Bei einer optimalen Aktivierung wird die Quantenausbeute QE, gegeben durch

$$QE = \frac{I_P\, h\, c}{e\, P_L\, \lambda}, \tag{3.2}$$

mit dem Photostrom I_P, der eingestrahlten Lichtleistung P_L, der Wellenlänge λ, der Ladung des Elektrons e, des Plankschen Wirkungsquantums h und der Lichtgeschwindigkeit c, maximal. Bei der Aktivierung der Kristalle muß auf eine äußerst reine Umgebung geachtet werden, da schon geringste Verunreinigungen der Oberfläche die für die NEA notwendige Dipolschicht beeinträchtigen, und keine Photoemission mehr stattfindet.

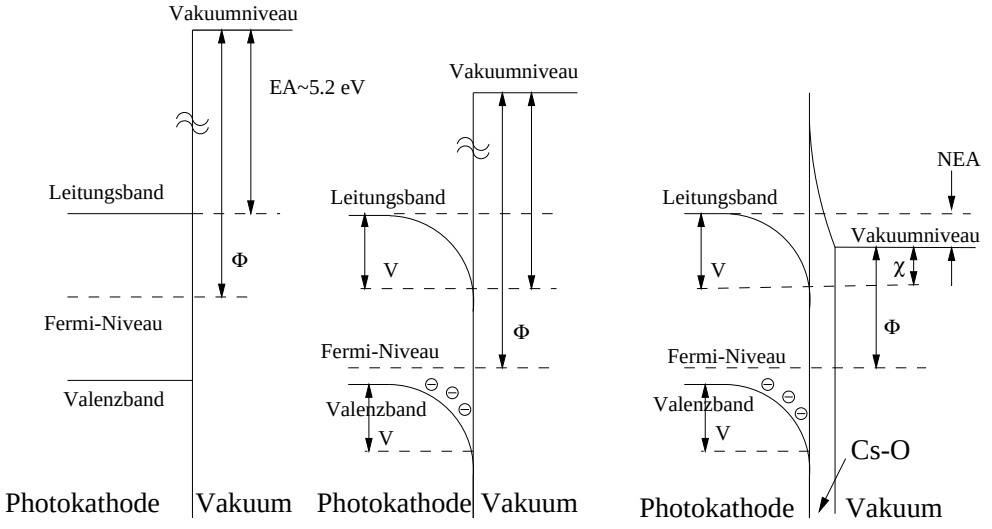


Abbildung 3.3: Die Potentialverhältnisse an der Kristalloberfläche einer GaAs-Photokathode.

3.2.1 Depolarisationseffekte

Der theoretisch bestimmte Polarisationsgrad von 50 % läßt sich experimentell aufgrund von Depolarisationeffekten im GaAs-Kristall nicht erreichen. Eine Zusammenfassung der Depolarisationseffekte findet

[1] Bedampft wird mit Cäsium, das gibt bei der Anlagerung ein Elektron ab und wird zum Ion.

[2] In der Literatur werden unterschiedliche vorgehensweisen bei der Aktivierung mit Cäsium und Sauerstoff vorgeschlagen. Für eine detaillierte Darstellung vgl. [23]. Für das Vorgehen im Rahmen dieser Arbeit vgl. Abschnitt 5.4.

sich in [28] [38]. Die Depolarisation wird durch Streuung der Elektronen an ionisierten Verunreinigungen des hochdotierten Kristalls, durch Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kernspin der Gitterionen, durch Aufhebung der Spin-Entartung an der Leitungsbandunterkante und durch Elektron-Loch-Streuung verursacht. Ein weiterer Effekt ist die Erzeugung eines Elektron-Loch Paares aus Rekombinationsstrahlung [116]. Aufgrund der Effekte nimmt die durch Photoanregung der Elektronen im Leitungsband des Halbleiters erzeugte Spinpolarisation exponentiell mit der Zeit ab.
Die effektive Polarisation P eines emittierten Elektronenensembles kann in Abhängigkeit von der mittleren Verweilzeit der Elektronen im Halbleiter τ_e und der Spinrelaxationszeit τ_s berechnet werden [83]. Es gilt:

$$P = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_e} P_0, \tag{3.3}$$

mit der anfänglichen Polarisation P_0. Die ereichbaren Polarisationgrade bei ca. 43 %, also deutlich unter dem theoretisch bestimmten Wert. Wie man Gleichung 3.2 entnimmt, ist eine Steigerung der Polarisation durch Verringerung der Verweilzeit τ_e möglich, was einer Reduzierung der emittierenden Schichtdicken (kleiner als die Diffusionslänge von 1 μm [28]) des Kristalls entspricht. Dieses wurde bei dem in dieser Arbeit verwendeten lokal gitterverzerrtem Kristall umgesetzt (s. Abb. 3.6).

3.3 Deformierte Kristallstrukturen

Zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls maximaler Polarisation ist eine Steigerung der theoretischen Maximalenpolarisation von $50\ \%$ der Elektronen am Γ-Punkt notwendig. Eine Steigerung der Polarisation bedingt eine Aufhebung der Entartung des $P_{3/2}$-Niveaus im Valenzband. Theoretisch sollten dann Polarisationswerte der angeregten Elektronen im Leitungsband von 100 % erreichbar sein. Im folgenden werden die zur Aufhebung der Entartung verwendeten Kristallstrukturen dargestellt:

Strained-Layer-Kristalle

Bei den *Strained-Layer*-Kristallen entsteht durch epitaktisches Aufbringen einer dünnen Halbleiterschicht auf eine dickere Schicht mit geringfügig kleinerer Gitterkonstante eine uniaxial deformierte Kristallstruktur (vgl. Abb. 3.4). Die Aufspaltung der Entartung erfolgt durch den Starkeffekt. Die derzeit mit diesen GaAs-GaAsP Kristallen erreichbaren Polarisationwerte von Elektronenstrahlen in Quellen zur Nutzstrahlproduktion liegen bei ca. 80 % (vgl. z.B. [7]).

Superlattice-Layer-Kristalle

Die *Superlattice-Layer*-Kristalle werden aus mehreren Schichten aufgebaut, die alternierend z.B. aus AlGaAs und GaAs bestehen, wodurch ein Übergitter gebildet wird. Die Gitterkonstanten dieser Materialien sind gleich. Die Herstellung bewirkt eine Verringerung der Symmetrie der Zinkblendestruktur, wodurch eine teilweise Aufhebung der Entartung bewirkt wird. Mit einem GaAs-AlGaAs *Superlattice*-Kristall wurde an der 120 keV-Quelle ein Elektronstrahl mit einem Polarisationsgrad von 64 % erzielt [73].

Strained-Superlattice-Layer-Kristalle

Die *Strained-Superlattice-Layer*-Kristalle, im folgenden auch als lokal gitterverzerrte *Superlattice*-Kristalle bezeichnet, werden ebenfalls aus alternierenden Schichten aufgebaut, jedoch unterscheiden sich dabei die Gitterkonstanten der verwendeten Materialien [77]. Dadurch erfolgt eine zusätzliche Deformation des Kristallgitters der Einzelschichten. Ein *Strained-Superlattice-Layer*-Kristall Be-InGaAs/AlGaAs wurde im Rahmen der Inbetriebnahme der 50 keV-Quelle erstmalig für die *Nutzstrahlproduktion* verwendet.

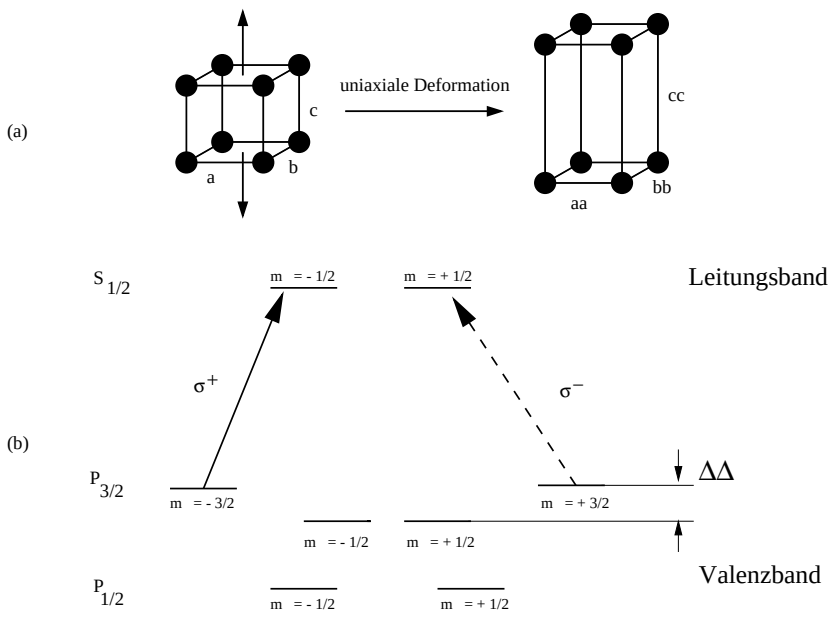


Abbildung 3.4: Aufhebung der Entartung des $P_{3/2}$-Niveaus. Die uniaxiale Deformation des kubischen Gitters (a) und die Aufspaltung ($\Delta\Delta$) des obersten Valenzbandes (b).

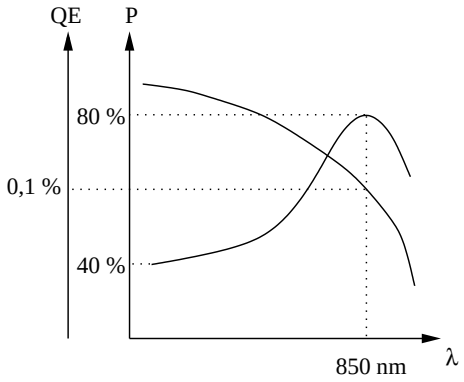


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung von Polarisation P und Quantenausbeute QE in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

3.4 Der Photostrom

Für die Erzeugung eines maximal polarisierten *Nutzstrahls* mit hoher Stromstärke ist neben der Polarisation auch die Quantenausbeute wichtig. Bei bekannter Quantenausbeute QE ergibt sich die Stromstärke I_P der durch Photoemission erzeugten Elektronen nach Gleichung 3.2 wie folgt:

$$I_P = \frac{\lambda \cdot e}{c \cdot h} \cdot QE \cdot P_L. \tag{3.4}$$

In der Abbildung 3.5 ist schematisch der Polarisationsgrad und die Quantenausbeute eines *Strained*-Kristalls in Abhängigkeit der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes dargestellt. In diesem Fall ergibt sich ein Maximum der Strahlpolarisation bei ca. 850 nm. Wie man der Abbildung 3.5 entnehmen kann, nimmt der Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge zu, durchläuft ein Maximum und fällt wieder ab. Die Quantenausbeute besitzt bei kleinen Wellenlängen einen maximalen Wert und nimmt mit steigender Wellenlänge ab. Für die *Nutzstrahlproduktion* muß daher ein optimaler Bereich gefunden werden, bei

dem sowohl der Polarisationsgrad als auch die Quantenausbeute einen maximalen Wert annehmen.

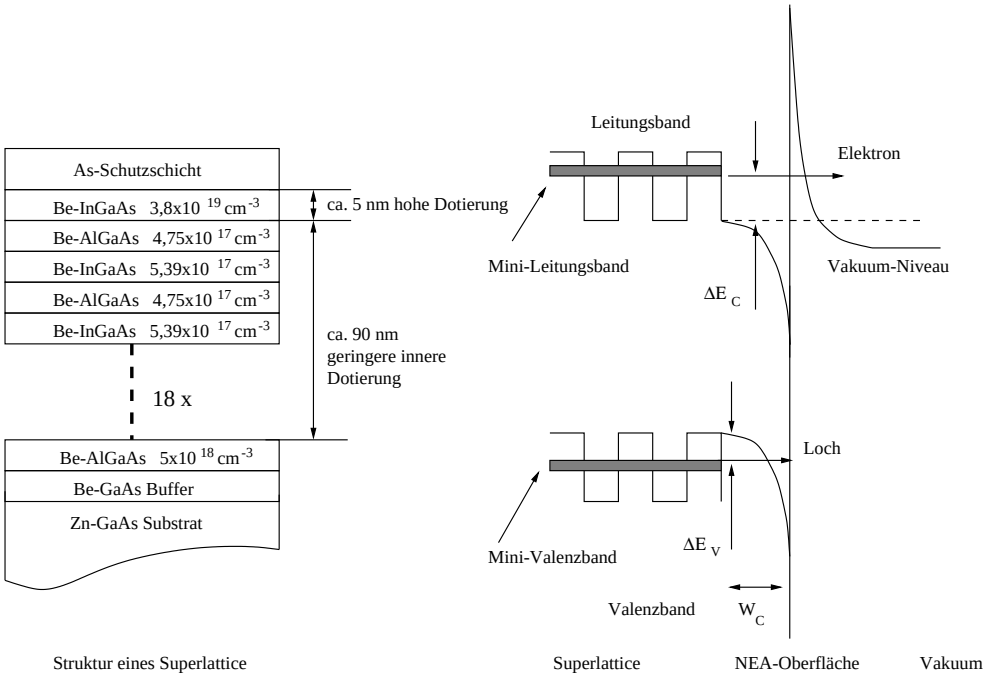


Abbildung 3.6: Diagramm der Schichten und der Energiebänder eines lokal gitterverzerrten *Superlattice*-Kristalls.

3.4.1 Die Ladungssättigung

Bei der Erzeugung hoher Stromdichten der emittierten Elektronen im gepulsten Strahlbetrieb wurde am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) ein Absinken der Quantenausbeute beobachtet [104]. Der beobachtete Effekt wird seitdem als Ladungssättigung bezeichnet. Entgegen der Aussage von Gleichung 3.4 war es trotz Steigerung der eingestrahlten Lichtleistung oberhalb eines Grenzwertes nicht möglich, die extrahierte Stromstärke der Photokathode zu erhöhen. Die Ladungssättigung läßt sich durch Auffüllen der Oberflächenzustände und einer damit einhergehenden Verringerung der Bandbiegungszone erklären.
Bei der Kristallherstellung werden daher zwei Prozesse zur Reduzierung der Ladungssättigung angewendet [106]: Zum einen eine Erhöhung der Emissionwahrscheinlichkeit und zum anderen eine Reduzierung der Rekombinationszeit angeregter Elektronen an der Oberfläche. Die Erhöhung der Emissionswahrscheinlichkeit und somit auch der Qauntenausbeute erfolgt durch eine höhere p-Dotierung (jedoch nur in einer ca. 5 nm starken Schichtdicke zur Vermeidung einer signifikanten Depolarisation während des Emissionsprozesses [s. Abb. 3.6 und vgl. Abschnitt 3.2.1]) der Kristalle, welche eine stärkere Bandbiegung bewirkt. Durch die schmalere Bandbiegungszone wird die Zeit für eine mögliche Rekombination der angeregten Elektronen reduziert. Bei dem dargestellten lokal gitterverzerrten Superlattice-Kristall wurde außerdem durch eine unterschiedlich starke Dotierung der Schichten die Quantenausbeute erhöht. Die unterschiedliche Dotierung bewirkt die Anhebung des Leitungsbandminimums, wobei sich ein Mini-Leitungsband ausbildet. Auf diese Weise besitzen die Elektronen an der Oberfläche eine höhere Energie und haben somit eine höhere Emissionswahrscheinlichkeit, da die NEA größer wird.

4 Die Lasersysteme

Die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen erfolgt mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen. Das folgende Kapitel befaßt sich mit den für die Erzeugung verwendeten Lasern. Das Kapitel ist in vier Teilabschnitte gegliedert. Zunächst wird das in den Lasern verwendete laseraktive Material, der Titan-Saphir-Kristall, dargestellt. Im zweiten Teil wird der gepulst betriebene Titan-Saphir-Laser vorgestellt. Dieser Laser wird für die *Nutzstrahlproduktion* eingesetzt. Es folgt eine Darstellung seiner Betriebsparameter. Die Messungen und die Umbauten, die zur Optimierung des Systems durchgeführt wurden, werden beschrieben.
Im dritten Teil wird der Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser, der für die *Mott*-Messungen konzipiert wurde [35], beschrieben. Die im Rahmen der Arbeit erfolgte Inbetriebnahme und die Ergebnisse der Optimierung des Lasers werden aufgezeigt. Im vierten Teil des Kapitels wird der Strahltransport der Laser zur 50 keV-Quelle dargestellt. Dabei wird zunächst der Aufbau im Laserraum und anschließend der Aufbau an der Quelle, unter Berücksichtigung des optimierten Strahlengangs, vorgestellt. Die für den Transport verwendete Glasfaser sowie die zur Erzeugung zirkular polarisierter Laserstrahlen verwendete Pockelszelle wird detailliert betrachtet.

4.1 Der Titan-Saphir-Kristall

Der Titan-Saphir-Laserkristall zeichnet sich durch sein breites Emissions- (ca. 400 nm) und Absorptionspektrum (ca. 300 nm) aus (vgl. Abb. 4.1). Die große Breite dieser Spektren erklärt sich durch die Wechselwirkung des Ti^{3+}-Ion im Saphir Al_2O_3-Wirtskristall. Bei der Züchtung des Titan-Saphir-Kristalls ersetzt ein Ti^{3+}-Ion ein Al^{3+}-Ion in der rhomboedrischen Einheitszelle des Wirtsgitters. Die

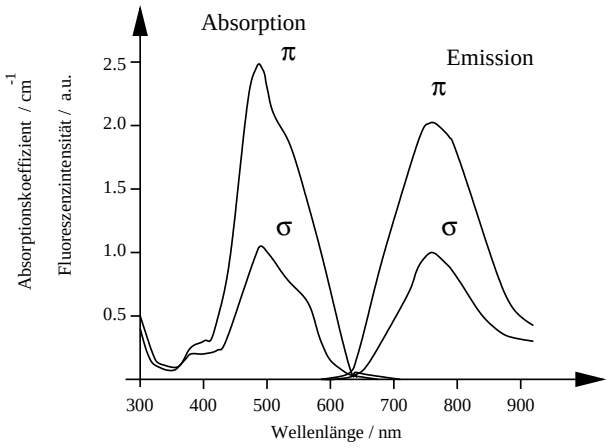
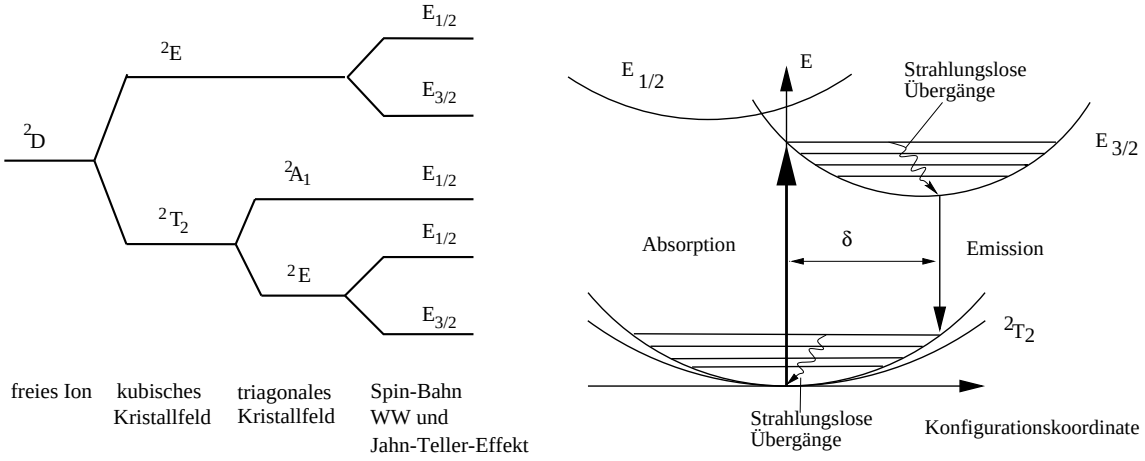


Abbildung 4.1: Absorptions- und Emissionsspektrum eines Titan-Saphir-Lasers von parallel (π) und senkrecht (σ) zur Kristallachse (c) polarisiertem Licht.

Konfiguration des Ti^{3+}-Ion zeichnet sich durch eine abgeschlossene Argon-Schale sowie ein einzelnes 3d-Elektron aus. Dieser fünfach (unter Vernachlässigung des Spins) entartete d-Elektronenzustand wird durch das Feld des Wirtskristall aufgespalten. Das elektrostatische Feld des Wirtskristalls setzt sich

aus einer Überlagerung von Feldern mit kubischer und triagonaler Symmetrie zusammen [72]. In Abbildung 4.2(a) sind die Energieniveaus des Ti^{3+}-Ions im Al_2O_3 Wirtskristall dargestellt. Der kubische symmetrische Feldanteil sorgt für eine Aufspaltung des Grundzustandes in einen dreifach entarteten $^2T_2$-Grundzustand[1] und in einen zweifach entarteten angeregten ^{2}E-Zustand auf [69]. Der triagonale symmetrische Anteil des Kristallfeldes spaltet den $^2T_2$-Grundzustand in zwei weitere Zustände $^2A_1$ und ^{2}E auf. Dabei wird die Entartung des ^{2}E-Zustands durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die Wechselwirkung der Vibrationen des Wirtskristall mit den elektronischen Zuständen des Ti^{3+}-Ion, sogenannter dynamischer *Jahn-Teller-Effekt* [2], und durch andere Effekte aufgehoben [67]. Der angeregte ^{2}E-Zustand wird durch den statischen *Jahn-Teller-Effekt* aufgespalten.

Die Gleichgewichtslagen des Grundzustandes $^2T_2$ und des angeregten Zustandes ^{2}E sind aufgrund der



(a) Die Energieniveaus des Ti^{3+}-Ion im Al_2O_3 Wirtskristall (nach [67]).

(b) Termschema des Titan-Saphir-Kristall.

Abbildung 4.2: Die Energieniveaus und das Termschema des Titan-Saphir-Kristalls.

vibronischen Kopplung des Ti^{3+}-Ions mit seiner Umgebung um die *Franck-Condon-Verschiebung* δ verschoben (s. Abb. 4.2(b)). Diese Verschiebung ist die Ursache für den großen Abstand zwischen Absorption und Emission. Bei der Absorption eines Photons wird zunächst ein Elektron angeregt, das über Abstrahlung von Phononen in das Potentialminimum relaxiert [3]. Anschließend erfolgt durch induzierte oder spontane Emission eines Photons die Relaxation in einen angeregten Grundzustand, der wiederum durch Phononenabstrahlung relaxiert. Die Lebensdauer des optischen Übergangs beträgt 3.2 μs.

Wie der Abbildung 4.1 zu entnehmen ist, zeigt sowohl die Absorption als auch die Emission eine polarisationsabhängiges Verhalten. Dieses Verhalten wird zum einen für einen effektives Pumpen der Kristalle und zum anderen zur Erzeugung eines polarisierten Laserstrahls[3] genutzt.

Bei der Nutzung des Titan-Saphirs als laseraktives Material sind einige charakteristische Eigenschaften des Kristalls zu beachten: Durch die Abstrahlung der Phononen kommt es zu einer Erwärmung des

[1] Die zur Bezeichnung der Energiezustände verwendeten Buchstaben A, E, T usw. geben keine Bahndrehimpulse an, sondern bezeichnen Symmetrieeigenschaften der Elektronenverteilungen.

[2] Das *Jahn-Teller*-Theorem besagt: Die Entartung eines elektronischen Zustandes (ohne Kramerentartung) in einem nichtlinearen Komplex kann spontan durch eine Deformation des umgebenen Gitters aufgehoben werden. Wenn die Kopplung der Elektronenzustände an das umgebende Gitter sehr stark ist, erfolgt eine Ausrichtung zu einer Konfiguration minimaler Energie, man spricht vom statischen *Jahn-Teller*-Effekt. Erfolgt die Ausrichtung innerhalb einer Zeit, die kurz im Vergleich zur Zeitskala der sonstigen physikalisch beobachteten Eigenschaften ist, so spricht man vom dynamischen *Jahn-Teller*-Effekt [67].

[3] Die Kristalle werden für die Erzeugung linear polarisierten Lichtes typischerweise in 90°-Orientierung zur c-Achse des Kristalls geschnitten.

Kristalls, wodurch die Lebensdauer des angeregeten ^{2}E-Zustandes und der Wert des Absorptionskoeffizienten α[4] abnehmen. Durch das Aufheizen des Kristalls und die Kühlung an der Kristalloberfläche kommt es zur Ausbildung eines Temperaturgradienten, der eine Änderung des Brechungsindexes zur Folge hat [16]. Es bildet sich eine thermische Linse aus. Da sich der Wärmeleitkoeffizient des Kristalls umgekehrt proportional zur Temperatur verhält, kommt es zu einer Verstärkung der Effekte bei steigender Temperatur [47]. Aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit des Titan-Saphir-Kristalls (42 W/mk) lassen sich die Effekte jedoch durch Kühlen reduzieren.

4.2 Der gepulste Titan-Saphir-Laser

Für die Erzeugung eines Photostroms von 100 mA (vgl. Abschnitt 2.2.4) wird eine Laserleistung von ca. 2 kW benötigt. Desweiteren sollte der Laserpuls eine Länge von 1μs (ensprechend eine Laserpulsenergie von ca. 2 mJ), eine Repetitionsrate von 50 Hz und eine rechteckförmige Pulsstruktur besitzten. Um die unterschiedlichen Kristalle[5] aus Abschnitt 3.3 einsetzen zu können, sollte der Laser durchstimmbar (im Bereich der Wellenlängen von 700 bis 900 nm) sein. Basierend auf diesen Anforderungen[6] wurde 1995 ein blitzlampengepumpter Multimode[7] Titan-Saphir-Laser angeschafft, der als einziger der damals käuflich erwerblichen Laser alle Anforderungen erfüllte. Bei dem Laser handelt es sich um eine Spezialanfertigung der Firma *Elight-Laser-Systems*. Messungen mit diesem Laser zeigten, daß aufgrund der Pulsstruktur des Lasers bei der Nachbeschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls der 50 keV-Quelle im Linearbeschleuniger Effizienzeinbußen zu erwarten waren [40]. Außerdem schien eine Einengung der spektralen Breite des emittierten Laserlichtes zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls maximaler Polarisation notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden u.a. Untersuchungen am Resonator zur Optimierung der Betriebsparameter des Lasers durchgeführt.

4.2.1 Der Aufbau des Lasers

In Abbildung 4.3 ist der Resonator des gepulsten Titan-Saphir-Lasers dargestellt. Der Resonator wird durch zwei Spiegel, einen hochreflektierenden Hohl- (HR)[8] und einem teildurchlässigen (Transmission 20 %) Planspiegel, gebildet. Die Spiegel sind mit einem dielektrischen[9] Substrat beschichtet. Aufgrund ihrer dielektrischen Beschichtung grenzen die Spiegel die Bandbreite des Lasers auf ca. $\Delta\lambda$ = 100 nm ein, wobei die Lage im Spektrum von der Zentrierung auf die gewünschte Wellenlänge abhängt. Um den

[4] Der Absorptionskoeffizient α ergibt sich durch die Messung von einfallender Intensität I_O und transmittierter Intensität I_T:

$$\alpha = \frac{1}{d} ln \left(\frac{I_O}{I_T} \right), \tag{4.1}$$

mit der geometrischen Länge des Kristalls d.

[5] Z.B. *Strained*-GaAs emittiert bei einer Wellenlänge des eingestrahlten Laserlichtes von 860 nm Elektronen mit einer maximalen Polarisation von 80 % [103] oder *Superlattice*-GaAs-AlGaAs emittiert bei einer Wellenlänge von 750 nm mit einer Polarisation von 64 % [73].

[6] Der Laser sollte außerdem eine spektrale Breite der Emission von kleiner 1 nm besitzen. Die Intensitätsschwankungen von Puls-zu-Puls sollten kleiner 5 % sein.

[7] Das in einem Resonator zwischen den Spiegeln hin- und herlaufende Licht bildet stehende Wellen, die bestimmte räumliche Verteilungen der elektrischen Feldstärke besitzen, aus. Diese Verteilungen werden Moden des Resonators genannt. Man unterscheidet longitudinale (Verteilung der Feldstärke in Richtung der Strahlachse) und transversale Moden. Durch die transversalen Moden werden Eigenschaften wie Strahldivergenz, Strahldurchmesser sowie die Energieverteilung um die Strahlachse beschrieben. In kartesischen Koordinaten werden die einzelnen transversalen Moden mit TEM_{nm}, mit n und m die Anzahl der Knoten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung bezeichnet. Der Grundmode TEM_{00} ist dadurch gekennzeichnet, daß er einem Gauß'schen Strahlprofil entspricht.

[8] Die Brennweite des Spiegels beträgt 5 m.

[9] Das Prinzip der dielektrischen Vielschichten basiert auf der konstruktiven bzw. destruktiven Interferenz an den Grenzflächen von Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [68]. Bei Breitbandspiegeln werden typischerweise Werte der Reflexion R von R = 99.9 % erzielt [19].

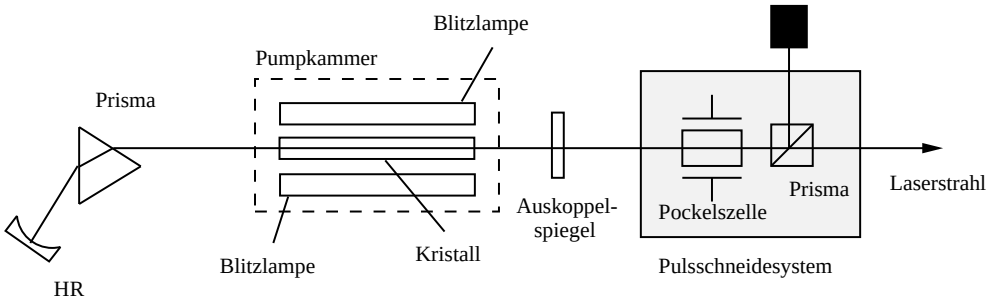


Abbildung 4.3: Die Resonatorkonfiguration des gepulsten Titan-Saphir-Lasers mit einem Dispersionsprisma. Außerhalb des Resonators ist das Pulsschneidesystem dargestellt.

Laser im Wellenlängenbereich von 700-900 nm durchstimmen zu können sind daher zwei Spiegelsätze[10] notwendig. Innerhalb des Resonators befindet sich die Pumpkammer und das zur Wellenlängenselektion[11] verwendete Dispersionsprisma[12]. Das Prisma ist im Resonator so plaziert, daß sowohl beim Eintritt wie auch beim Austritt der Laserstrahl unter dem Brewster-Winkel steht. Durch diesen Aufbau wird im Laser linear polarisiertes Laserlicht mit horizontaler Polarisationsrichtung erzeugt. Desweiteren werden die Reflexionsverluste an den Grenzflächen minimiert[13].

Die Pumpkammer

Der Querschnitt der Pumpkammer ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Zentrum der Pumpkammer ist der Titan-Spahir-Laserkristall[14] plaziert. Um diesen herum sind symmetrisch vier Blitzlampen angeordnet. Bei dieser Anordnung wurde der Abstand zwischen dem Kristall und den Blitzlampen so klein wie möglich gewählt, um viel Pumplicht direkt auf den Kristall zu strahlen. Da in dieser Anordnung nur einer kleiner Teil des Lichtes[15] direkt absorbiert wird, ist zur Steigerung des Wirkungsgrades des Pumpprozesses die Innenwand der Pumpkammer beschichtet. Man verwendet dabei diffus[16] reflektierenden Kunststoff, sogenanntes Spektralon.
Typischerweise ergibt sich für die diffuse Kavität ein Gradient der Pumplichtintensität von 50 % zwischen dem Kern und dem Rand des Laserstabes [114]. Lineare Xenon-Lampen werden als Blitzlampen zum Pumpen des Titan-Saphir-Kristalls verwendet. Xenon-Blitzlampen werden aufgrund ihres Emissionspektrums[17], ihrer hohen Effizienz und hohen Haltbarkeit zum Pumpen des Titan-Saphir-Lasers eingesetzt. Das Blitzlampenlicht wird durch die Entladung der Hochspannung eines Kondensators durch das Xenon-Gas der Lampe (ein intensiv leuchtendes Plasma) erzeugt. Zur Reduzierung der Absorption von Pumplicht kleiner Wellenlängen[18] (unterhalb von ca. 400 nm) und damit einer Steigerung der Pump-

[10] Für den Betrieb des Lasers wurden zwei Spiegelsätze mit einer dielektrischen Beschichtung für den Wellenlängenbereich von 700 bis 820 nm bzw. von 820 bis 900 nm verwendet.
[11] Die Variation der Wellenlänge erfolgt durch Verkippen des Hohlspiegels
[12] Das $60°$-Dispersionsprisma besteht aus Schwerflintglas SF56. Der Brewster-Winkel des Prismas ergibt sich mit dem Brechungsindex n = 1.77 bei 706.5 nm (bei symmetrischen Strahldurchgang) zu $\alpha = 58°$.
[13] Aus diesem Grund ist eine Vergütung durch eine Anti-Reflexions-Beschichtung der Oberflächen des Prismas nicht notwendig.
[14] Zylindrische Kristallform mit einem Durchmesser von 8 mm und einer Länge von 15 cm. Der Kristall ist mit ca. 0.1 % Titan dotiert.
[15] Unter Annahme einer isotropen Pumplichtverteilung.
[16] Diese Anordnung wird daher auch in der Literatur als diffuse Kavität bezeichnet.
[17] Bei Energiedichten des Plasmas von bis zu 25000 W/cm^2 reicht das emittierte Spektrum der Xenon Blitzlampen kontinuierlich von Wellenlängen von ca. 100 bis 900 nm [36].
[18] Durch die Absorption von Pumplicht, welches außerhalb des Absorptionspektrum des Kristalls liegt (kleiner ca. 400 nm und größer ca. 600 nm), kommt es zur Erwärmung des Kristalls und damit zu einer Reduzierung der Lasereffizienz (vgl.

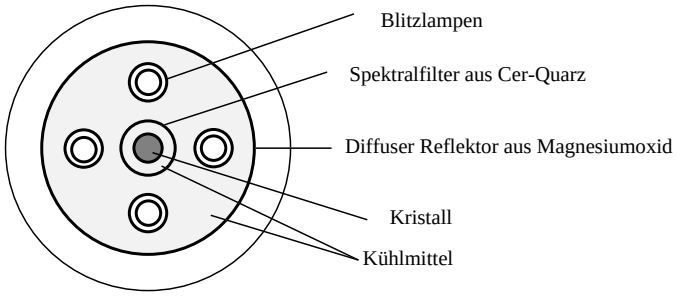


Abbildung 4.4: Der Querschnitt der diffusen Pumpkammer.

effizienz ist der Kristall mit einem Spektralfilter aus Cer-dotiertem Quarzglas umgeben. Die Kühlung der Blitzlampen erfolgt durch Durchfluten der gesamten Pumpkammer mit destilliertem Wasser aus einem systemeigenen geschlossenen Kühlkreislauf.
Ein effizientes Pumpen, d.h. ein hohes Verhältnis der Pumprate zur Rate der spontanen Emission, des Laserkristalles setzt Pumpraten der Blitzlampen, die im Bereich der Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus von τ = 3.2 μs liegen, voraus. Da durch die kurze Lebensdauer mit hohen Pumplichtintensitäten gegen das rasche Entvölkern des angeregten Zustands angekämpft werden muß. Die Pumpzeiten von ca. 3 μs führen zu einer mechanischen Beanspruchung der Lampen, wodurch die Lebensdauer der Blitzlampen reduziert wird. Experimentell hat es sich gezeigt, daß die Pumpeffizienz bei gleicher Länge von Kristall und Blitzlampe am Besten ist [60].
Die Blitzlampen werden im sogenannten *Simmerbetrieb* betrieben. Beim *Simmerbetrieb* fließt ein Gleichstrom von ca. 70 mA durch die Blitzlampen. Durch Stoßionisation der im elektrischen Feld beschleunigten Ladung bilden sich entlang eines Entladungsfadens freie Ladungsträger aus. Der *Simmerstrom* wird vor dem eigentlichen Zündpuls (Hauptpuls) der Blitzlampe mit Hilfe eines Vorpulses auf 20 A (mit einer Pulsdauer von 150 μs) erhöht. Die Zeit zwischen Vor- und Hauptpuls[19] wird so gewählt, daß im Moment der Hochspannungsentladung der höchste Grad an Ionisierung in der Lampe erreicht ist. Entlang des Entladungsfadens kommt es zur Plasmaentladung. Der Vorteil des *Simmerbetriebs* liegt in der Erhöhung der Blitzlampenlebensdauer, da durch die Zentrierung des Plasmas die Wandbelastung herabgesetzt wird. Das Plasma erreicht in diesen kurzen Entladungen nicht die Lampenwand. Desweiteren hat sich gezeigt, daß die Pumpeffizienz durch diesen Betrieb gesteigert wird (vgl. [58]).
Das Netzgerät des Lasers ermöglicht eine Variation der an den Blitzlampen angelegten Hochspannung von 0 bis 12 kV. Desweiteren ist eine Variation der Repetitionsrate von 0 bis 50 Hz möglich. Zwei Blitzlampen werden, jeweils in Reihe geschaltet, von zwei parallel angeordneten und synchronisierten Stromkreisen versorgt.

Das Pulsschneidesystem

Der Titan-Saphir Laser emittiert in der Resonatorkonfiguration (s. Abb. 4.14) Laserpulse mit einer Dauer von ca. 10 μs. Um die geforderte Pulslänge von 1 μs zu erzielen wird ein Pulsschneidesystem, bestehend aus einer $\lambda/2$-Pockelszelle[20] und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel[21], verwendet. Das Puls-

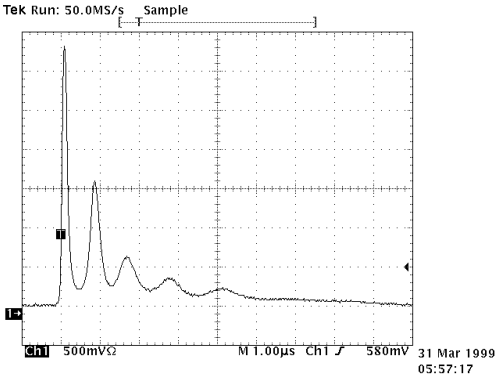
Abschnitt 4.1).

[19] Die Stromstärke des Vorpulses beträgt 20 A mit einer Dauer von 150 μs. Die Maximalstromstärke des Hauptpulses beträgt 5 kA mit einer Dauer von 2 μs.

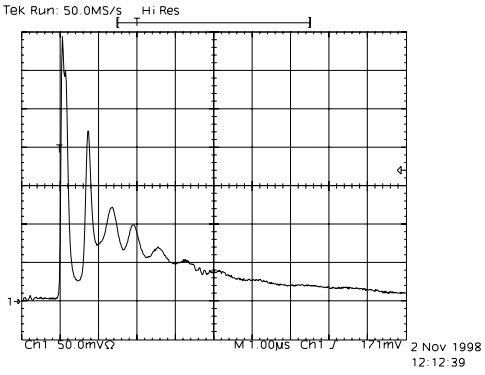
[20] Eine Pockelszelle stellt eine spannungsgesteuerte polarisationsabhängige Verzögerungsplatte dar, die auf dem Pockelseffekt basiert (eine ausführliche Darstellung erfolgt in Abschnitt 4.4.3).

[21] Polarisierende Strahlteilerwürfel, sogenannte *Glan-Thompson*-Prismen, bestehen aus einem Prismenpaar, das miteinander verkittet ist. Aufgrund der Doppelbrechung wird ein einfallender unpolarisierter Laserstrahl in zwei rechtwinklige, linear polarisierte Komponenten (p- und s-) aufgeteilt. p-polarisiertes Licht wird übertragen und s-polarisiertes Licht wird reflektiert. Das Löschungsverhältnis gibt das Verhältnis des nach der Transmission verbleibenden Restanteils des z.B. p-

schneidesystem ist in Abbildung 4.3 abgebildet. Das emittierte Licht des Lasers ist linearpolarisiert. Das Pulsschneidesystems wird so betrieben, daß bei ausgeschalteter Pockelszelle das Laserlicht im Prisma um 90° abgelenkt wird und in einem Strahlsumpf absorbiert wird. Bei angeschalteter Pockelszelle, mit entsprechender $\lambda/2$-Spannung, wird die lineare Polarisation des Laserlichtes um 90° gedreht. Das Laserlicht kann anschließend das Prisma ungehindert passieren. Der Treiber[22] der Pockelszelle ermöglicht die Variation des so geschnittenen Laserpulses mit einer Dauer von ca. 100 ns bis zu 1μs.



(a) Zeitliches Verhalten des Laserpulses bei einer Hochspannung von 7 kV, einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer emittierten Wellenlänge von 750 nm und einem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels von T = 20 %.



(b) Zeitliches Verhalten des Laserpulses bei einer Hochspannung von 12 kV, einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer emittierten Wellenlänge von 750 nm und einem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels von T = 20 %.

Abbildung 4.5: Emittierte Laserpulse des gepulsten Titan-Saphir-Lasers (Die unterschiedliche Skala der beiden Bilder ergab sich durch die Verwendung von Abschwächern zur Reduzierung der Laserleistung).

4.2.2 Betriebsverhalten des Lasers

Im folgenden werden Messungen des zeitaufgelösten Verhaltens des Laserspulses vorgestellt. Zu diesem Zweck wurde der Laserpuls mit Hilfe einer Linse auf eine schnelle Photodiode[23] fokussiert. Zum Schutz der Photodiode wurde die Intensität der Laserpulses durch Abschwächer[24] reduziert.
In Abbildung 4.5 (a) und (b) ist der zeitliche Verlauf der Laserpulse des Titan-Saphir-Lasers am Ausgang des Resonators dargestellt. In Abbildung 4.5 (a) wurde der Laser direkt an der Laserschwelle[25] betrieben (7 kV Hochspannung) und in Abbildung (b) wurde mit der Laser mit der maximalen Hochspannung von 12 kV betrieben. Die Laserpulse haben eine Länge von etwa 10 μs und zeigen starke Fluktuationen (sogenannte Relaxationsoszillationen), das sogenannte charakteristische *spiking*-Verhalten. Der erste und zweite *spike* besitzen jeweils eine Breite von max. 250 ns und haben damit nicht die geforderte Pulslänge von 1 μs. Bei steigender Pumpleistung bleiben die ersten zwei *spikes* in ihrer Form gleich, nur ihre

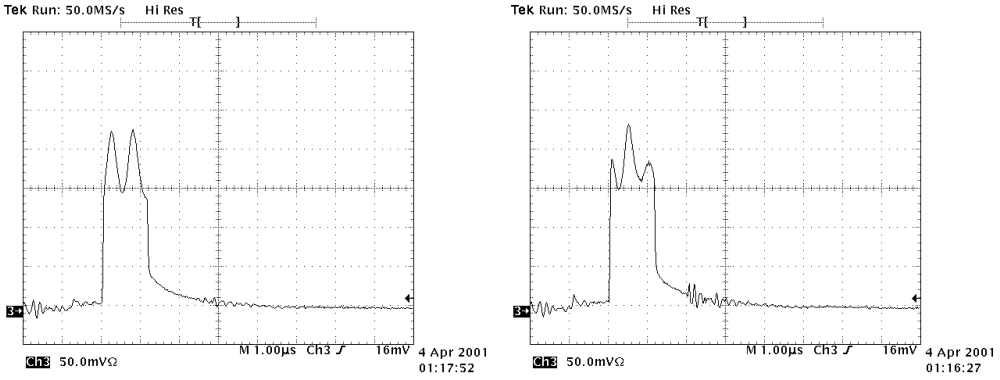
polarisierten Lichts im s-polarisierten Licht an und ist bei den verwendeten Prismen der Firma *Newport* besser als 1000:1. Die Zerstörschwelle der Prismen liegt bei 1kW/cm^2 im Dauerstrich-Strahlbetrieb.

[22] Die Pockelszelle wird gepulst betrieben. Der Treiber liefert einen Spannungspuls mit einer variablen Höhe von 500 bis 3700 V und einer Anstiegszeit von ca. 1 ns. Der Treiber wird vom Laser getriggert. Durch Variation einer Verzögerung des Spannungspulses kann aus dem vom Laser emittierten Laserpuls jeder Bereich herausgeschnitten werden.

[23] Pin-Photodiode der Firma *Thorlabs*, Detektorfläche 0.8 mm^2, Anstiegszeit 1 ns und Sensitivität im Wellenlängenbereich von 200 bis 1100 nm.

[24] Als Abschwächer wurden sogenannte *Neutral-Dichte-Filter* der Firma *Melles Griot* verwendet. Dabei handelt es sich um mit einem dielektrischen Substrat beschichtete Glasplatten aus BK7. Durch Reflexion wird die Transmission durch die Platte reduziert und die Intensität des einfallenden Laserstrahls abgeschwächt.

[25] Zustand in dem die Verstärkung gerade die Verluste kompensiert.



(a) Zeitliches Verhalten des Laserpulses bei einer Hochspannung von 10 kV, einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer emittierten Wellenlänge von 830 nm, einer Pulsenergie von 30 mJ und einem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels von T = 20 %.

(b) Zeitliches Verhalten des Laserpulses bei einer Hochspannung von 10 kV, einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer emittierten Wellenlänge von 830 nm, einer Pulsenergie von 25 mJ und einem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels von T = 20 %.

Abbildung 4.6: Zeitliches Verhalten der Laserpulse am Ausgang des Pulsschneidesystems.

Intensität erhöht sich. Im hinteren Teil des Pulses sind die Fluktuationen nicht mehr so stark ausgeprägt. Diese Relaxationsoszillationen lassen sich wie folgt verstehen (für eine detaillierte Darstellung vgl. [35], [57]): Nach dem Einsetzen des Pumppulses baut sich im laseraktiven Material eine Besetzung N des oberen Laserniveaus auf, bis die Besetzung den Schwellwert M für die Lasertätigkeit erreicht hat. Beim Anschwingen des Lasers ist jedoch die Photonendichte im Resonator klein, so daß die induzierte Emission zunächst vernachlässigbar ist. Da der Pumpprozeß parallel weiterläuft wird die Besetzungzahl N den Schwellwert M stark überschreiten. Durch die hohe Besetzungsinversion baut sich im Resonator das Strahlungsfeld sehr schnell auf. Die Photonendichte im Resonator steigt exponentiell an. Durch die nun überwiegende induzierte Emission wird das obere Laserniveau so schnell entleert, daß der Pumpprozess für einen stationären Betrieb die Besetzungzahl nicht mehr aufrechthalten kann. Die Besetzungszahl sinkt somit unter den Schwellwert M und der Laserpuls fällt auf einen kleinen Wert zusammen. Sobald die Photonendichte im Resonator wieder abnimmt und damit auch die stimulierte Emission sinkt, kann die Pumpquelle innerhalb ihres Pumppulses die Besetzungsinversion wieder herstellen. Der Laser fängt wieder an zu schwingen und der gesamte eben beschriebene Zyklus wird wieder durchlaufen.
Um einen Laserpuls mit einer Dauer von 1 μs zu erhalten, besteht die Notwendigkeit, diesen aus einem 10 μs Puls herauszuschneiden. Der Schnitt erfolgt mit Hilfe des Pulsschneidesystems. Um einen Laserpuls ausreichender Intensität und mit nicht zu starken Intensitätsfluktuationen zu erhalten, erfolgt der Schnitt zwischen dem zweiten und dem fünften *spike*. In Abbildung 4.6 (a) und (b) sind zwei solcher geschnittenen Pulse dargestellt. Es wurden zwei Pulse dargestellt, um die Variationen in der Pulsform bei gleicher Betriebsspannung der Blitzlampen darzustellen.
Durch einen Vergleich der Abbildungen 4.5 mit 4.6 ist zu entnehmen, daß bei diesem Verfahren der Laserpulserzeugung aufgrund der Pulsform des Eingangspulses nur etwa 10 % der Energie des Eingangspulses (maximal 190 mJ) verwendet wird.
In Abbildung 4.7 ist eine Häufigkeitsverteilung der Pulsenergien der Laserspulse am Ausgang des Pulsschneidesystems während des Betriebes des Lasers dargestellt. Die Pulsenergien wurden mit einem Energiemeßgerät der Firma *Coherent*[26] durchgeführt. Die Meßzeit betrug ca. 10 Minuten bei einer Repeti-

[26] FieldMaster^{TM} mit Meßkopf LM-P10i. Zur Detektion der Energie der Laserpulse wird ein pyroelektrischer Sensor verwendet. Pyroelektrische Kristalle erzeugen bei Temperaturänderung (hervorgerufen durch den Laserpuls) eine elektrische

tionsrate des Lasers von 10 Hz und einer Hochspannung von 10 kV. Anhand der Darstellung ist zu erkennen, daß die Pulsenergien des Laserpulses zwischen 17.5 und 23 mJ/Puls schwanken. Die Energien der Laserpulse variieren um bis zu 20 %.

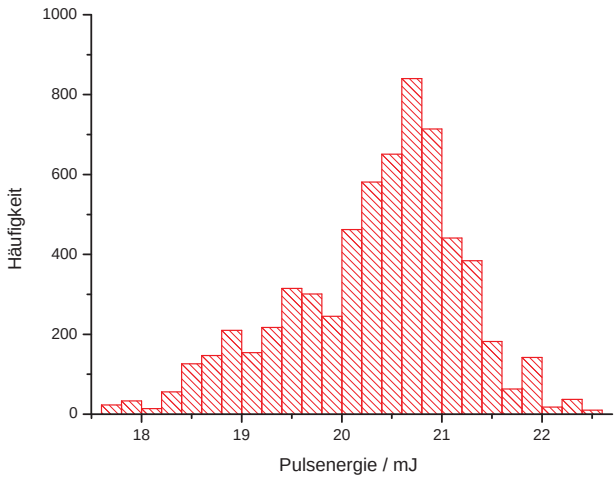


Abbildung 4.7: Häufigkeitsverteilung der Pulsenergien des Laserpulses am Ausgang des Pulsschneidesystems während des Betriebs des Lasers. Meßzeit ca. 10 Minuten bei einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer Hochspannung von 10 kV und einer emittierten Wellenlänge von 830 nm.

Durchstimmbereich des Lasers

Zur weiteren Charakterisierung des Lasers wurde der Durchstimmbereich des gepulsten Titan-Saphir-Lasers unter Verwendung eines Wellenlängenmeßgerätes[27] und des Energiemeßgerätes für die zwei zur Verfügung stehenden Spiegelsätze vermessen. Die Messung wurde bei einer Hochspannung von 10 kV und einer Repetitionsrate des Lasers von 10 Hz mit einem Prisma zur Wellenlängenselektion durchgeführt. In Abbildung 4.8 ist die mittlere Pulsenergie in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Mit den Spiegeln, die für die Wellenlängen von 700 bis 820 nm beschichtet sind, konnte eine Lasertätigkeit bei Wellenlängen von 700 bis 840 nm beobachtet werden. Zu höheren Wellenlängen (bis ca. 820 nm) ist ein Ansteigen der Pulsenergie zu erkennen. Die maximale Pulsenergie ergibt sich bei Wellenlängen von 780 nm bis 800 nm, da dort die Verstärkung des Kristalls ihr Maximum besitzt (s. Abb. 4.1). Oberhalb von 820 nm nehmen die Pulsenergien ab, bis der Laser bei 840 nm aufhört zu emittieren. Der Abfall oberhalb von 820 nm läßt sich durch eine Abnahme des Reflexionskoeffizienten der dielektrischen Schicht erklären. Durch die Abnahme des Reflexionskoeffizienten werden die Verluste im Resonator erhöht und die Pulsenergie nimmt ab bis die Verluste des Resonators so groß werden, daß der Laser nicht mehr emittiert. Mit den Spiegeln, die für die Wellenlängen von 820 bis 920 nm beschichtet sind, konnte eine Lasertätigkeit bei Wellenlängen von 780 bis 960 nm beobachtet werden. Der schnelle Anstieg der Pulsenergie bei kleinen Wellenlängen (780 nm) läßt sich wie folgt erklären: Obwohl die Spiegel für eine Lasertätigkeit ab 820 nm beschichtet sind, reicht der Reflexionsgrad der Schichten auch

Ladung auf ihrer Oberfläche. Die Temperatur muß sich dabei hinreichend schnell ändern, da es sonst zur Rekombination mit freien Ladungsträgern der Umgebung kommt. Pyroelektrische Detektoren werden aus zwei dünnen Schichten pyroelektrischer Kristalle aufgebaut, ähnlich zum Kondensator.

[27] *WaveMate* der Firma *Coherent*. Das Gerät ist sowohl für die Detektion der emittierten Wellenlängen von Dauerstrich- als auch von gepulsten Lasern einsetzbar.

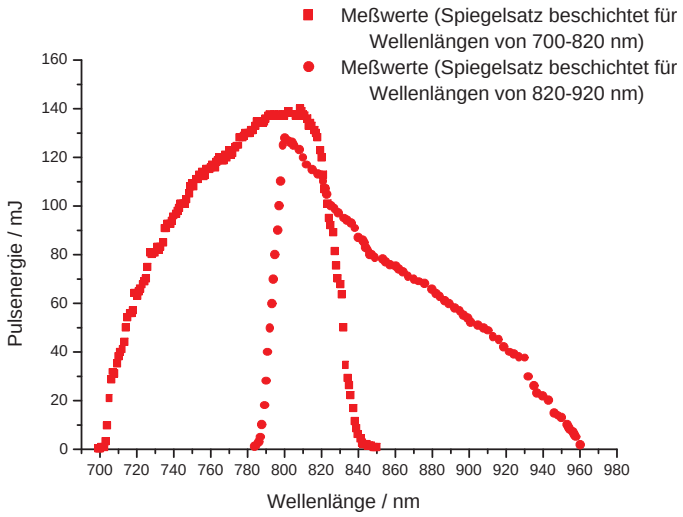


Abbildung 4.8: Der Durchstimmbereich des gepulsten Titan-Saphir-Lasers. Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Pulsenergie (die Werte wurden zeitlich gemittelt) des Laserpulses am Ausgang des Resonators von der emittierten Wellenlänge. Die Messung wurde bei einer Hochspannung von 10 kV, einer Repetitionsrate des Lasers von 10 Hz für die beiden zu Verfügung stehenden Spiegelsätze durchgeführt.

bei kleinen Wellenlängen, in Verbindung mit der hohen Verstärkung im Maximum des Verstärkunsgprofils (vgl. Abb. 4.1) des Titan-Saphir-Kristalls aus so daß der Laser anfängt zu emittieren. Mit den beiden Spiegelsätzen ist es möglich den Laser auf Wellenlängen im Spektrum von 700 bis 900 nm emittieren zu lassen.

Unter Verwendung eines Spektrometers[28] wurde die Linienbreite der Emission des Lasers gemessen. In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis der Messung für die Resonatorkonfiguration mit einem Prisma dargestellt. Die spektrale Emission ist stark verbreitert und starke Variationen der Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge sind zu erkennen. Die Fußbreite der Emission beträgt ca. 17 nm.

In Abbildung 4.10 ist die Intensitätsverteilung des Laserpulses, die mit einer CCD-Kamera[29] aufgenommen worden ist, dargestellt. Der Laserpuls besitzt eine fast elliptische Form[30] mit einer inhomogenen Intensitätsverteilung. Deutlich sind lokale Intensitätsmaxima und Minima[31] zu erkennen.

4.2.3 Optimierung des Lasers

Zur Optimierung des Lasers wurden zwei verschiedene Wege beschritten: Zum einen wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [35] der Austausch des gepulsten Titan-Saphir-Lasers durch ein alternatives Lasersystem untersucht. Als Ergebnis dieser Untersuchungen zeichnete sich ab, daß weder der neue Kristall *CrLiSAF* als laseraktives Material, noch der Einsatz von Hochleistungslaserdioden zum direkten

[28] Spektrometer LaserWave der Firma *Laser 2000*. Auflösungsvermögen 0.3 nm. Sensitiv im Wellenlängenbereich von 200 bis 1100 nm.

[29] CCD-Kamera der Firma *EHD*, Typ kam09, Sensorfläche 1/3 Zoll, monochrom Kamera.

[30] Eine Ursache für diese Form, könnte in der Ausbildung einer thermischen Linse im Kristall liegen (vgl. Abschnitt 4.1).

[31] Ursache für diese Intensitätsverteilung können nichtlineare Effekte (hohe elektrische Feldstärken verändern den Brechungsindex des Laserkristalls), eventuelle Verunreinigungen im Kristall oder eine inhomgene Ausleuchtung des Laserkristalls sein.

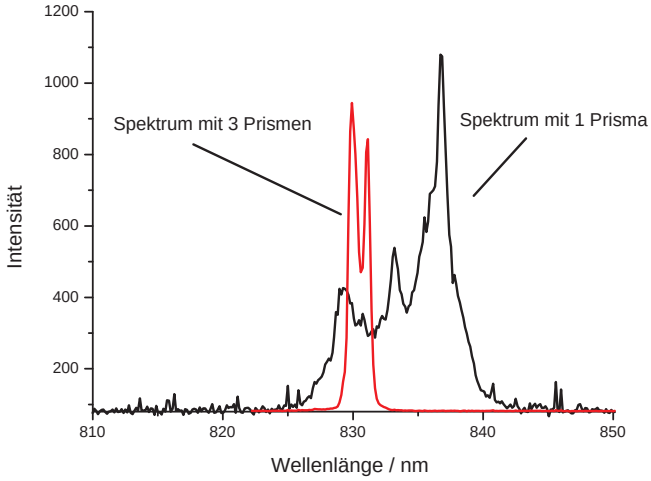


Abbildung 4.9: Die Spektrale Breite der Emission des Lasers mit einer Resonatorkonfiguration mit einem und mit drei Prismen. Die Messungen wurden bei einer Repetitionsrate des Lasers von 10 Hz und einer Hochspannung von 10 kV durchgeführt.

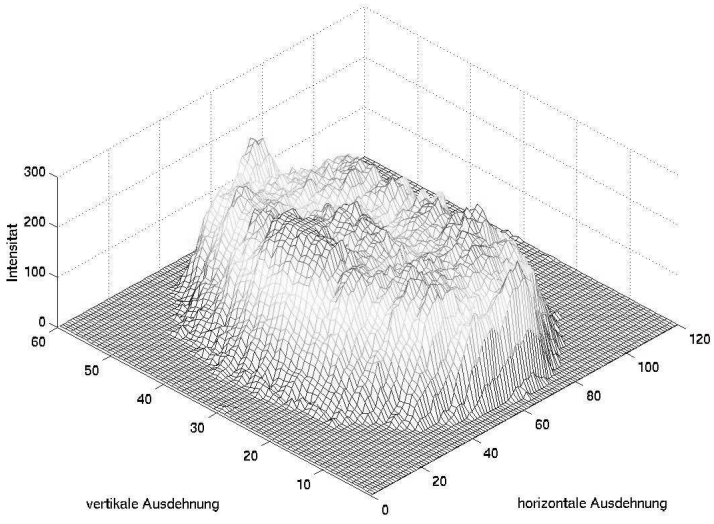


Abbildung 4.10: Intensitätsverteilung im Laserpuls des gepulsten Titan-Saphir-Lasers am Ausgang des Pulsschneidesystems (Achsen in beliebigen Einheiten).

Pumpen der Photokathoden eine Alternative zum bestehenden System darstellen [35]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden daher Optimierungen des bestehenden Systems durchgeführt. Dazu wurde zunächst der Resonator aus seinem starren Gehäuse ausgebaut und direkt auf dem optischen Tisch im Laserraum aufgebaut. Durch diesen Umbau bestand erstmals die Möglichkeit, Experimente mit dem Resonator durchzuführen.

Zunächst wurde untersucht, inwieweit sich die Form des Laserpulses optimieren läßt. Rekapituliert man die Ausführungen aus Abschnitt 4.2.2 zum *spiking*, so sollte sich das *spiking* durch Dämpfen des exponentiellen Aufbaus der Photonendichte im Resonator und dem damit verbundenen schnellen Abbau der Besetzungsinversion reduzieren lassen. Diese Dämpfung kann durch die Erhöhung der Verluste des Re-

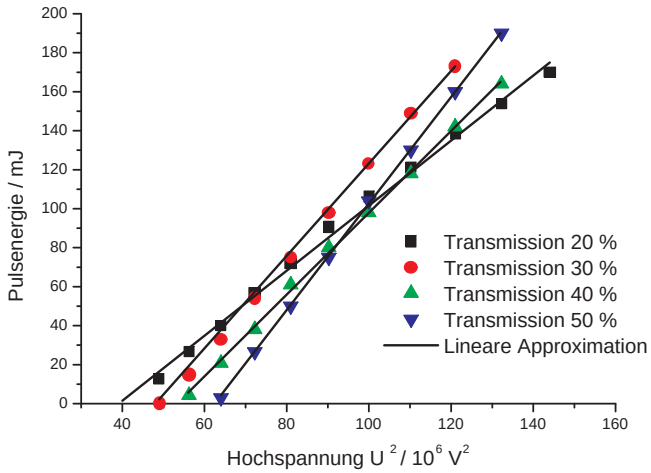


Abbildung 4.11: Pulsenergien der Laserpulse am Ausgang des Resonators gegen die quadratische Hochspannung des Netzgerätes für verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 750 nm und einer Repetitionsrate des Lasers von 10 Hz, unter Verwendung des Spiegelsatzes, der für den Betrieb von Wellenlängen von 700 bis 820 nm beschichtet wurde, durchgeführt. Die Meßreihen hören zum Schutz des Detektors bei unterschiedlichen Hochspannungen auf. Betrachtet man die Meßwerte so fällt auf, daß die Werte für die Transmission von 30 % nicht mit den einheitlichen und physikalisch nachvollziehbaren Verhalten der anderen Transmissionsgrade übereinstimmen. Eine mögliche Erklärung könnte in einer unterschiedlichen Resonatoroptimierung liegen.

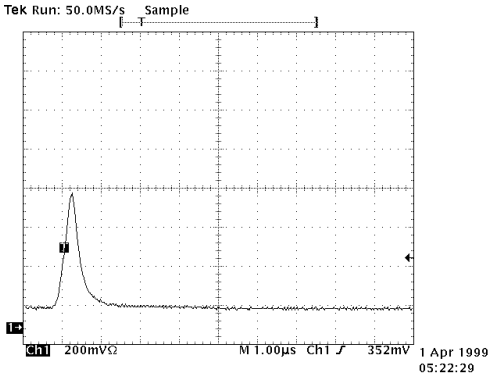
sonators erfolgen. Aus diesem Grund wurden zunächst die Emissionseigenschaften des Lasers für unterschiedliche Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels untersucht. In Abbildung 4.11 ist die Pulsenergie des gepulsten Titan-Saphir-Lasers gegen das Quadrat der Hochspannung des Netzgerätes für verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels aufgetragen. Das lineare Verhalten ist zu erkennen. Die Schwellenspannung nimmt für kleine Transmissionsgrade kleine (Hochspannung 49 $10^6 V^2$) Werte an, während für große Transmissionsgrade aufgrund der höheren Verluste beim Aufbau der Photonendichte im Resonator höhere Laserschwellen auftreten (ca. 65 $10^6 V^2$). Die maximal erreichbare Pulsenergie wird bei einer Transmission von 50 % mit ca. 190 mJ erzielt. Die Erhöhung des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels führte zu keiner Veränderung der zeitlichen Struktur des Laserpulses.

Desweiteren wurde der Einfluß einer Resonatorverlängerung auf die Laserpulsstruktur untersucht, da in einem langen Resonator die Photonendichte sich über ein größeres Raumvolumen ausdehnen muß und somit wiederum eine Dämpfung eintritt. Bei einer Resonatorlänge[32] von 3.5 m und einem Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 50 % war es möglich einen einzelnen Laserpuls von einer Länge von $\approx$ 500 ns (FWHM)[33] zu erzeugen (vgl. Abb. 4.12 (a)). Der Puls hatte eine gaußförmige Pulsform bei einer Pulsenergie von 4 mJ. Eine geringe Erhöhung der Hochspannung auf 7.2 kV führt zum sofortigen Aufbau des nächsten *spike* (vgl. Abb. 4.12 (b)) und damit zum Aufbau des natürlichen *spiking*-Verhalten des Lasers.

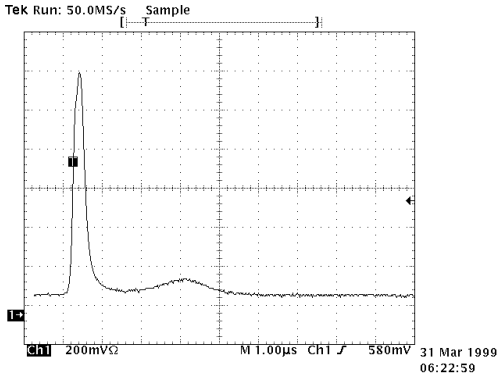
Durch den Einbau von zwei weiteren Prismen zur weiteren Einengung der spektralen Breite der Emission (eine detaillierte Darstellung folgt im nächsten Abschnitt), war eine Resonatorverlängerung auf 4 m möglich. In dieser Resonatorkonfiguration wurde ein Laserpuls mit einer Dauer von $\approx$ 700 ns und na-

[32] In der Ausgangskonfiguration des Resonators betrug die Länge ca. 1 m.

[33] FWHM Abkürzung der englischen Literatur die sich auch im deutschen eingebürgert hat. FWHM heißt *full width half maximum*, und entspricht der Breite der Emission die an der Stelle gemessen wird, wo die Resonanzlinie den halben Wert annimmt.



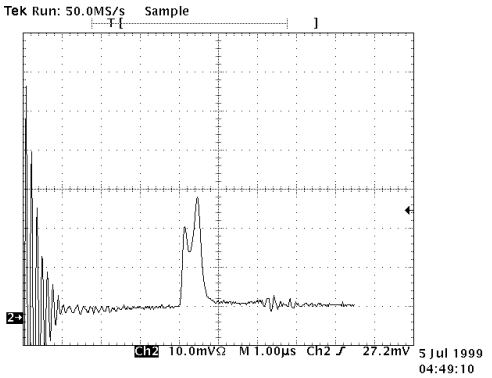
(a) Hochspannung 7 kV, Repetitionsrate 10 Hz, emittierte Wellenlänge 750 nm, Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T = 50 %, Länge des Resonators 3.5 m und Pulsenergie 4 mJ.



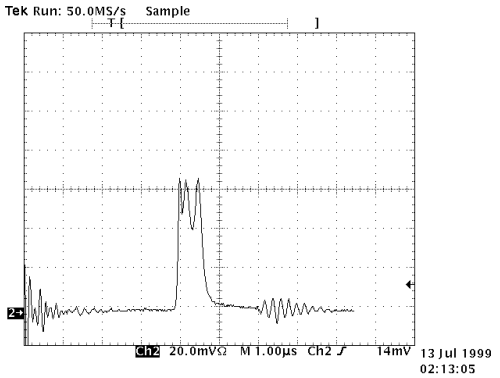
(b) Hochspannung 7.2 kV, Repetitionsrate 10 Hz, emittierte Wellenlänge 750 nm, Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T = 50 %, Länge des Resonators 3.5 m und Pulsenergie 4 mJ.

Abbildung 4.12: Zeitliches Verhalten der Laserpulse an der Laserschwelle.

hezu scharfen Rändern emittiert. Aufgrund der zu kurzen Dauer des Pulses und einer Pulsenergie von 3 mJ war auch diese Anordnung für den Nutzstrahlbetrieb nicht einsetzbar. Zwei dieser Pulse sind in Abbildung 4.12 (a) und (b) dargestellt.



(a) Hochspannung 7 kV, Repetitionsrate 10 Hz, emittierte Wellenlänge 750 nm, Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T = 50 %, Länge des Resonators 4 m, Pulsenergie 3 mJ und 3 Prismen im Resonator.



(b) Hochspannung 7.2 kV, Repetitionsrate 10 Hz, 750 nm, Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T = 50 %, Länge des Resonators 4 m, Pulsenergie 3 mJ und 3 Prismen im Resonator.

Abbildung 4.13: Struktur der Laserpulse an der Laserschwelle eines Resonators mit hohen Verlusten.

Resonatorkonfiguration mit drei Prismen

Beim Einbau eines Prismas in einem Laserresonator wird nur Licht eines engen Wellenlängenbereichs $\delta\lambda$ verstärkt. Der Wellenlängenbereich $\delta\lambda$ läßt sich aus der Winkeldispersion ableiten. Unter Voraussetzung

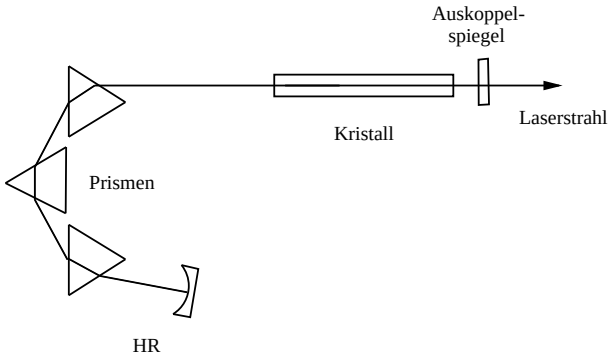


Abbildung 4.14: Resonatorkonfiguration des gepulsten Titan-Saphir-Lasers mit drei Dispersionsprismen.

eines symmetrischen Strahldurchgangs gilt [66] [92]:

$$\delta\lambda \approx \frac{\theta}{4H\frac{dn}{d\lambda}}, \tag{4.2}$$

mit der Divergenz des Laserstrahls θ und der Anzahl der Prismen H. Die Dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$ läßt sich aus der Dispersionsgleichung bestimmen [94]:

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \tag{4.3}$$

mit Materialkonstanten B und C. Gleichung 4.2 stellt eine Näherung dar, da der Emissionsbereich auch von der Verstärkung im Lasermedium und deren Frequenzabhängigkeit abhängt [25]. Der experimentell bestimmte Emissionsbereich des Lasers kann von den berechneten Werten erheblich abweichen [25]. Jedoch zeigt Gleichung 4.2, daß durch den Einsatz von mehreren Prismen der Emissionsbereich des Lasers eingeengt werden kann. Unter Verwendung von Gleichung 4.2 ergibt sich für den Laser mit einem Prisma ein Emissionsbereich des emttierten Laserstrahls von $\delta\lambda \approx 9.2$ nm[34], entsprechend für den Aufbau mit drei Prismen $\delta\lambda \approx 3$ nm. Aufgrund dieser Rechnungen wurden zwei weitere Prismen in den Resonator eingebaut (s. Abb. 4.14). In Abbildung 4.9 sind die emittierten Spektren für beide Resonatorgeometrien dargestellt. Für die Geometrie mit einem Prisma ergab sich eine Fußbreite der Emission von $\delta\lambda \approx 17$ nm und für die mit drei Prismen eine von $\delta\lambda \approx 3$ nm. Für den *Nutzstrahlbetrieb* wurde die Konfiguration mit drei Prismen gewählt, da mit einem kleineren Spektralbereich eine höhere Polarisation des aus dem GaAs-Kristall emittierten Elektronenstrahls erreichbar ist (vgl. Abschnitt 3.3).

4.3 Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser

Zur Durchführung der *Mott*-Messung (vgl. Kapitel 6) wird ein durchstimmbarer (für Wellenlängen von 700 bis 900 nm) Dauerstrich mit kleiner Leistung (ca. 100 mW) emittierender Laser benötigt. Dieser Laser wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [35] konzipiert. Im folgenden werden die Realisierung, die Inbetriebnahme und Messungen am Laser vorgestellt.

4.3.1 Wahl der Resonatorform

Aufgrund der Anforderung der Durchstimmbarkeit wurde als laseraktives Material Titan-Saphir gewählt. Zur Reduzierung der Reflexionsverluste an den Grenzflächen des Kristalls wird der Kristall im Resona-

[34] Die Divergenz des Laserstrahls beträgt nach Angaben des Herstellers ca. 2 mrad.

tor um den Brewster-Winkel (für Titan-Saphir 60.62°) gekippt. Durch die Verkippung kommt es zu einer Verschiebung der tangentialen und sagittalen Strahltaillie entlang der optischen Achse des Resonators (Astigmatismus). Die Kompensation dieses Astigmatismus erfolgt durch Verkippen der Resonatorspiegel (um den Winkel θ)[35], welche ebenfalls bei schrägem Strahleinfal ein astigmatisches Verhalten aufweisen [52] [58] [97]. Um den Resonator zu schließen, ist der Einsatz von zwei weiteren Spiegeln notwendig (vgl. [59]). Als Resonator wurde eine sogenannte Z-Konfiguration gewählt (Abb. 4.15) (für eine detaillierte Darstellung der Berechnung des Resonators vgl. [35]). Durch die Kompensation des Astigmatismus erfolgt eine Optimierung der Leistungsdichte im Zentrum des Kristalls [108] [115]. Die Z-Konfiguration

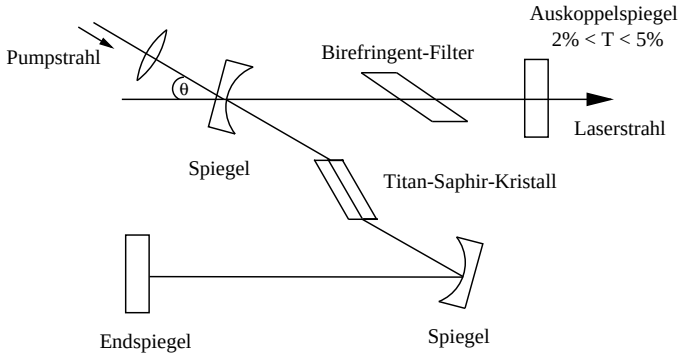


Abbildung 4.15: Schematischer Aufbau des Dauerstrich-Titan-Saphir-Lasers.

ermöglicht zudem eine einfache Trennung des Pumplaserstrahls vom erzeugten Laserstrahl. Der Strahl des Pumplasers wird durch eine Linse in den Kristall fokussiert. Durch einen gekippten konkaven Spiegel wird der Pumpstrahl in den Resonator eingekoppelt. Das im Kristall nicht absorbierte Pumplicht tritt durch den zweiten gekippten konkaven Spiegel aus dem Resonator aus und wird in einem Strahlsumpf absorbiert. Im Strahlungsfeld des Resonators baut sich der Titan-Saphir-Laserstrahl auf, durchläuft den Resonator, und ein Bruchteil des Laserlichtes tritt durch den Auskoppelspiegel aus dem Resonator aus und steht für weitere Anwendungen zur Verfügung (Abb. 4.15). Die Wellenlängenselektion erfolgt mit einem sogenannten *Birefringent*-Filter.

Durchstimmung mittels *Birefringent*-Filter

Das Prinzip des zur Wellenlängenselektion verwendeten *Birefringent*-Filters basiert auf der Interferenz von polarisiertem Laserlicht, das durch einen doppelbrechenden Kristall gelenkt wird. In der vorliegenden Resonatorkonfiguration trifft linear polarisiertes Laserlicht[36] auf den unter dem *Brewster*-Winkel stehenden Filter (s. Abb. 4.16 (a)). Die Doppelbrechung im Kristall (kristallines Quarz) bewirkt eine Aufspaltung des linear polarisierten Laserstrahls in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl. Beide Strahlen erfahren im Kristall unterschiedliche Brechungsindizes n_0 (ist unabhängig vom Drehwinkel υ des Filters) und n_e (ist abhängig vom Winkel υ zwischen der optischen Achse des Kristalls und dem Wellenvektor $\vec{k}$ des außerordentlichen Strahls (Abb. 4.16 (b))). Die beiden Laserstrahlen sind zueinander senkrecht polarisiert. Nach Durchqueren einer Filterplatte der Dicke d besitzen die Teilstrahlen eine Phasendifferenz ϕ von:

[35] Der Winkel θ, bei dem der Astigmatismus kompensiert ist, ergibt sich wie folgt [58]:

$$\sin\theta \tan\theta = \frac{2 \cdot t \cdot (n^2-1)(n^2+1)^{1/2}}{R \cdot n^4}, \tag{4.4}$$

mit dem Radius des Spiegles R, dem Brechungsindex des Kristalls n und der Kristalllänge t. Für einen Titan-Saphir-Kristall der Länge 15 mm und Spiegelradien von 75 mm ergibt sich ein Kompensationswinkel von 24.1°.

[36] Das linear polarisierte Laserlicht wird durch den unter dem Brewster-Winkel im Resonator stehenden Titan-Saphir-Kristall erzeugt.

$$\phi \;=\; \frac{2\pi}{\lambda}(n_e(\upsilon) - n_0)\,\frac{d}{sin\beta}, \tag{4.5}$$

mit dem Brewster-Winkel β und der Wellenlänge λ. Die Superposition der beiden Laserstrahlen erzeugt elliptisch polarisiertes Licht. Für Wellenlängen, die die Bedingung $\phi = m_i \cdot \pi$ mit $m_i \;=\; 1, 2, ...$ erfüllen, ist der nach dem Durchtritt durch den *Birefringent*-Filter austretende Laserstrahl wieder linear polarisiert und erleidet keine Reflexionsverluste. Diese Wellenlängen werden im Resonator verstärkt.

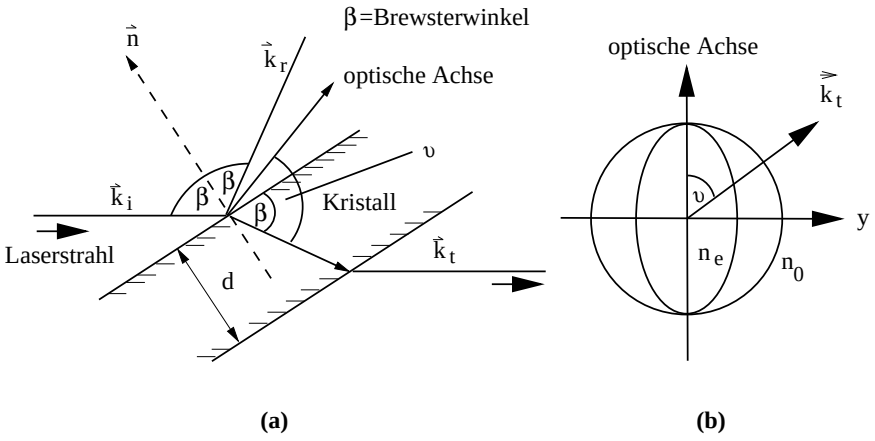


Abbildung 4.16: (a) Unter dem Brewster-Winkel geneigte doppelbrechende planparallele Platte (b) Brechungsindex-Ellipsoid [9] [58] [80].

Durch mechanisches Drehen des *Birefringent*-Filters erfolgt die Wellenlängendurchstimmung. Das Drehen bewirkt eine Änderung des Winkels υ und somit auch von $n_e(\upsilon)$ gemäß Abbildung 4.16 (b). Der freie Spektralbereich $\delta\nu$ eines *Birefringent*-Filters berechnet sich wie folgt [19]:

$$\delta\nu \;=\; \frac{c}{(n_0 - n_e)L}, \tag{4.6}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Dicke L seiner dünnsten Platte[37]. Zur weiteren Einengung des Spektralbereichs werden mehrere Filterplatten mit einem ganzzahligem Dickenverhältnis (z.B. 1:2:4) verwendet [87]. Die Transmission T der Platte eines *Birefringent*-Filters in Abhängigkeit von der Wellenlänge ergibt sich zu:

$$T(\lambda) \;=\; T_0 \cos^2\left(\frac{\pi \cdot \Delta n \cdot d}{\lambda}\right), \tag{4.7}$$

mit $\Delta n \;=\; n_0 - n_e$ und der Dicke d der Filterplatte. Die Gesamttransmission eines Filters, der aus mehreren Platten besteht, wird durch das Produkt der Transmissionen der einzelnen Platten gebildet. In Abbildung 4.17 ist das Transmissionsspektrum eines *Birefringent*-Filters aus drei Platten der Dicke $d = m_j \cdot L$ mit $m_j = 1, 2, 4$ und der Dicke L = 0.531 der dünnsten Platte dargestellt.
Der freie Spektralbereich $\delta\nu$ ist gleich dem des kürzesten Filters, während die Halbwertsbreite der transmittierten Strahlung (Bandbreite $\Delta\lambda$) im wesentlichen von der Dicke der dicksten Platte bestimmt wird.

[37] Für eine Platte der Dicke L = 0.531 mm mit n_0 = 1.544 und n_e = 1.553 ergibt sich der freie Spektralbereich zu $\delta\lambda \approx 100$ nm.

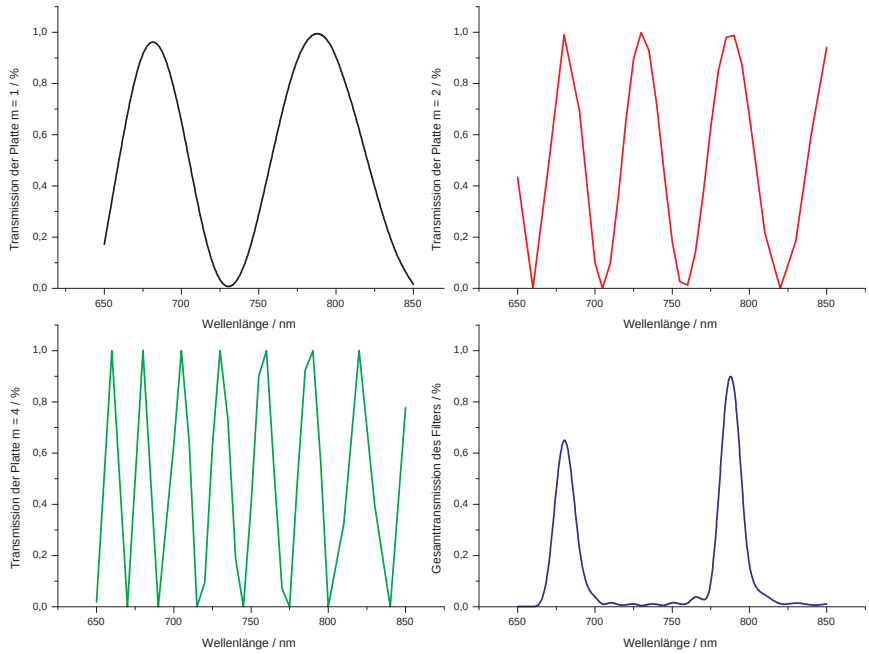


Abbildung 4.17: Transmissionsspektrum eines *Birefringent*-Filters aus drei Platten der Dicke $d = m_j \cdot L$ mit $m_j = 1, 2, 4$ und L der Dicke der dünnsten Platte. Der Berechnung liegt eine Dicke L von 0.531 mm zugrunde.

4.3.2 Realisierung des Lasers

Der Laserresonator ist ein in Z-Geometrie aufgebauter Stehwellenresonator mit einer Gesamtlänge von 30 cm, der aus vier mit einem dielektrischen Substrat beschichteten Laserspiegeln[38] gebildet wird. Die beiden Endspiegel sind plan. Die beiden anderen Spiegel sind konkav und stehen unter einem Kippwinkel von $\theta = 15°$[39]. Zwischen den konkaven Spiegeln befindet sich der Titan-Saphir-Kristall[40]
Der *Birefringent*-Filter[41] besitzt eine Bandbreite von $\Delta\lambda \approx 1$ nm [35] und steht unter dem *Brewster*-Winkel im Resonator. Der Filter bedingt einen lateralen Strahlversatz von 1.75 mm. Desweiteren wird durch den Filter zusätzlich ein Astigmatismus hervorgerufen. Dieser kann in der bestehenden Konfiguration nicht kompensiert werden.
Zur Kühlung wurde der Titan-Saphir-Kristall in einen wassergekühlten Kupferblock eingebaut, da mit

[38] Die Laserspiegel wurden von der Firma *Döhrer*-Elektrooptik hergestellt. Spiegelsubstrat BK 7 mit einem Durchmesser von 12.7 mm. Für die Durchstimmung des Lasers im Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm wurden drei Spiegelsätze, beschichtet für den Laserbetrieb der Wellenlängen 700 bis 800 nm, 770 bis 870 nm und 800 bis 900 nm, angeschafft. Im Gegensatz zum gepulsten Laser werden beim kontinuierlich betriebenen Laser drei Spiegelsätze aufgrund der Mehrdeutigkeit, die aus dem Beitrag der höheren Ordnung des *Birefringent*-Filters resultiert, benötigt. Alle konkaven Spiegel wurden auf der Rückseite, für die Wellenlänge des Pumplasers (514 nm) entspiegelt. Für jeden Spiegelsatz gibt es zwei verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels (T = 2 % und T = 5 %).

[39] Die Abweichung vom Kompensationswinkel des Astigmatismus von $24.1°$ resultiert aus der zweiten Bedingung, der Resonatorlänge von 30 cm, die bei der Berechnung des Resonators festgelegt war. Die Länge ergab sich durch einen möglichen *Mode-Lock*-Betrieb von 500 MHz [35]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch die Methode des *Injektion-Seeding*, die in [35] zur Verbesserung der Pulsstruktur vorgeschlagen wurde, experiementell untersucht. Es konnte mit der bestehenden Laser-Infrastruktur jedoch keine Beeinflussung der Pulsstruktur beobachtet werden. Als Ergebnis dieser Untersuchungen wurde die Realisierung eines *Mode-Lock*-Lasersystems nicht weiter verfolgt.

[40] Hersteller *Roditi*. Kristallmaße 3x3x15 mm. Der Kristall ist unter dem Brewster-Winkel geschnitten.

[41] Hersteller *LOT*, Typ BFU381-3, aus drei Platten, Dicke der dünnsten Platte d = 0.531 mm.

steigender Kristalltemperatur die Lebensdauer des Laserniveaus abnimmt [60] und es somit zu einer Reduzierung der Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers kommt.

Der Pumplaser

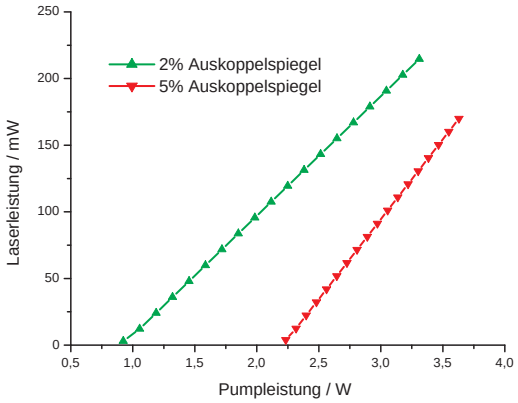
Als Pumplaser wird ein Argon-Ionen-Laser[42] verwendet. Der Argon-Ionen-Laser sowie der Titan-Saphir-Laser sind auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch (s. Abb. 4.23) aufgebaut. Der Laserstrahl des Argon-Ionen-Lasers wird über mehrere Umlenkspiegel zum Titan-Saphir geführt. Dabei wird der Polarisationsvektor, mit Hilfe von zwei übereinander angebrachten Spiegeln, gedreht. Das Laserlicht des Argon-Ionen-Lasers ist s-polarisiert und wird gedreht zu p-polarisiertem Licht (vgl. [35]). Die Drehung war notwendig, da der Titan-Saphir-Laser sich wegen der unter dem Brewster-Winkel geschnittenen Kristallendflächen nur mit in der Tangentialebene polarisiertem Licht effizient pumpen läßt.

4.3.3 Betriebsverhalten des Lasers

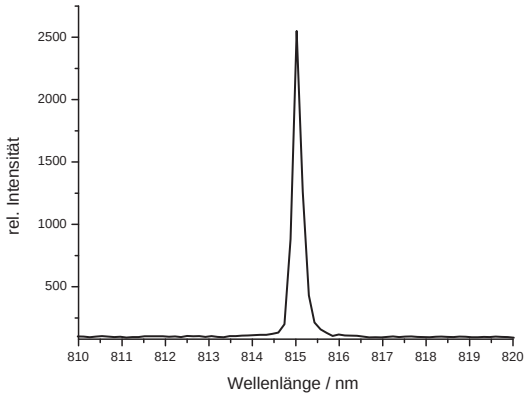
Die Inbetriebnahme und Optimierung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers erfolgte ohne *Birefringent*-Filter. Der Laser emittiert im freilaufenden Betrieb, d.h. ohne wellenlängenselektives Element, bei einer Wellenlänge von 765 nm (bei Verwendung des Spiegelsatzes, beschichtet für Wellenlängen von 700 bis 800 nm). Die spektrale Breite der Emission des Lasers beträgt ca. 15 nm (Fußbreite). Im Anschluß erfolgte der Einbau des *Birefringent*-Filters, welcher zu einer Reduktion der Ausgangsleistung, aufgrund der Einengung des Spektrums, trotz Nachoptimierung des Resonators, um 10 % führt.
In Abbildung 4.18(a) ist die Laserleistung[43] des Dauerstrich-Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung für zwei verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels dargestellt. Die Laserschwelle wird bei einem Transmissionsgrad von 2 % bei einer Pumpleistung von 0.9 W und bei einem Transmissionsgrad von 5 % bei einer Pumpleistung von 2.4 W überschritten. Bei einer Pumpleistung von 3 W ergab sich mit dem 2 % Transmissionsspiegel eine Laserleistung von 200 mW. Für die *Mott*-Messungen wird mit dem 2 % Auskoppelspiegel gearbeitet, da mit diesem Spiegel der Resonator einfacher zu justieren ist.
In Abbildung 4.18(b) ist die spektrale Breite der Emission des Lasers dargestellt. Die spektrale Breite der Emmission beträgt weniger als 1 nm (FWHM). Dieser Wert steht im Einklang mit denen in [35] gemachten Berechnungen zur Bandbreitenbegrenzung des *Birefringent*-Filters von $\Delta\lambda \approx 1$ nm.
In Abbildung 4.19 ist der Durchstimmbereich des Dauerstrich-Titan-Saphir-Lasers für zwei verschiedene Spiegelsätze (für Wellenlängen von 700 bis 800 nm und von 770 bis 870 nm) dargestellt. Die Messungen wurden bei einer Pumpleistung von 3 W des Argon-Ionen-Lasers durchgeführt. Mit dem ersten Spiegelsatz ist der Wellenlängenbereich von ca. 720 nm bis 790 nm nutzbar. Die maximale Leistung wird bei einer Wellenlänge von ca. 760 nm emittiert. An den Rändern des Spektrums nimmt die Laserleistung kontinuierlich aufgrund der abnehmenden Reflexion der Spiegel ab. Mit dem zweiten Spiegelsatz beginnt der Laser bei einer Wellenlänge von ca. 760 nm zu emittieren. Die Laserleistung beträgt ca. 60 mW. Die hohe "Startleistung" wird durch die Stellung des *Birefringent*-Filter verursacht und wird im nächsten Absatz näher erläutert. Das Maximum der Leistung wird bei einer Wellenlänge von 810 nm erreicht.

[42] Modell *Innova Sabre 25 TSM* der Firma *Coherent*. Der Argon-Ionen-Laser emittiert Laserlicht der Wellenlänge 514.5 nm, mit Leistungen von 10 mW bis zu 12 W. Der Laser emittiert einen TEM_{00}-Mode. Das Laserlicht ist linear polarisiert (Polarisationsgrad 99 %) (für eine ausführliche Darstellung vgl. [20]).

[43] Gemessen mit dem *FieldMasterGS* und den Detektorköpfen LM-1 (Meßbereich 1 mW bis 1 W) und LM10 (Meßbereich 10 mW bis 10 W) der Firma *Coherent*. Zur Detektion kontinuierlicher Laserstrahlung werden thermische Detektoren verwendet. Das einfallende Laserlicht wird von einer wärmeleitfähigen Sensorscheide absorbiert. Es bildet sich ein radialer thermischer Gradient aus, der der einfallenden Laserstrahlleistung direkt proportional ist. Der Detektor wird durch vier Quadrantensensoren aufgebaut, wodurch eine Strahlpositionierung mit Hilfe des Meßgerätes möglich ist.



(a) Laserleistung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit der eingestrahlten Pumpleistung des Argon-Ionen-Lasers für zwei verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels (T = 2 % und T = 5 %, die Spiegel waren für den Laserbetrieb von Wellenlänge von 700 bis 800 nm beschichtet). Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge des Laserlichtes von 750 nm durchgeführt.



(b) Spektrale Breite der Emssion des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers ((FWHM) weniger als 1 nm). Laserleistung 100 mW. Die Stellung des *Birefringent*-Filters wurde willkürlich gewählt. (Spiegelsatz beschichtet für Wellenlängen von 750 bis 850 nm).

Abbildung 4.18: Laserleistung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers gegen Pumpleistung des Argon-Ionen-Lasers und die spektrale Breite der Emission.

Danach nimmt die Laserleistung wieder kontinuierlich bis zu einer Wellenlänge von 850 nm ab. Dieser Abfall wird durch die Reflexionsverluste und durch das Verstärkungsprofil des Kristalls verursacht.
In Abbildung 4.20 ist der Drehwinkel α des *Birefringent*-Filters in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Für die Messung wurde der Filter in seiner Halterung um 360° gedreht und die emittierte Wellenlänge (Spiegelbeschichtung für Wellenlängen von 700 bis 800 nm) bei konstanter Pumpleistung des Argon-Ionen-Lasers von 3 W bestimmt. In der Abbildung sind ebenfalls die berechneten[44] Werte dargestellt. Die berechneten Werte stimmen mit den gemessenen überein. Die Abbildung läßt sich wie folgt verstehen: Bei einem Drehwinkel von 20° emittiert der Laser bei 720 nm. Durch Drehen des Filters wird der Laser bis ca. 780 nm (auf der Ordnung $m = 8$) durchgestimmt. Durch weiteres Drehen springt die emittierte Wellenlänge von 780 nm auf 720 nm zurück. Der Sprung erfolgt durch einen Wechsel der Ordnung von $m = 8$ zu $m = 7$, aufgrund der geringeren Verluste auf der Ordnung $m = 7$. Durch weiteres Drehen des Filters wird der Laser bis 780 nm und wieder zurück bis 720 nm durchstimmt. Anschließend erfolgt der Sprung zur nächsten Ordnung aufgrund der geringeren Verluste. Der Drehwinkel besitzt für die Ordnungen in Abhängigkeit der Wellenlänge einen sinusförmigen Verlauf. Da keine Winkeleinstellung bevorzugt ist, jedoch bei einem Drehwinkel von ca. 315° der größte Durchstimmbereich von ca. 80 nm bestimmt wurde (vermutlich durch die Justierung des Resonators), wird mit dem Filter in dieser Einstellung gearbeitet. Der Durchstimmbereich von ca. 80 nm ist der Grund für den Einsatz von drei Spiegelsätzen zur Nutzung des Wellenlängenbereichs von 700 bis 900 nm.

[44] Die Berechnung erfolgte unter Verwendung von Gleichung 4.5. Nach [80] wurde $n_e(\upsilon)$ zu $n_e(\upsilon) \cong n_0 + \Delta n \sin^2 \upsilon$ abgeschätzt. $\Delta n(\lambda)$ wurde für das Filtermaterial (kristallines Quarz) durch eine Approximation zu $\Delta n(\lambda) = 0.008641 + 1.3537 \cdot 10^{15} \lambda[m]^{-1.85}$ für den Wellenlängenbereich $\lambda \in$ [300, 800] nm bestimmt. Der Zusammenhang zwischen υ und dem Drehwinkel α lautet $\tan \upsilon = \tan \beta / \cos \alpha$, mit dem Brewster-Winkel β. Die Durchstimmkurven $\phi(\alpha, \lambda) = 2m\pi$ wurden für zwei Ordnungen $m = 7$ und $m = 8$ berechnet.

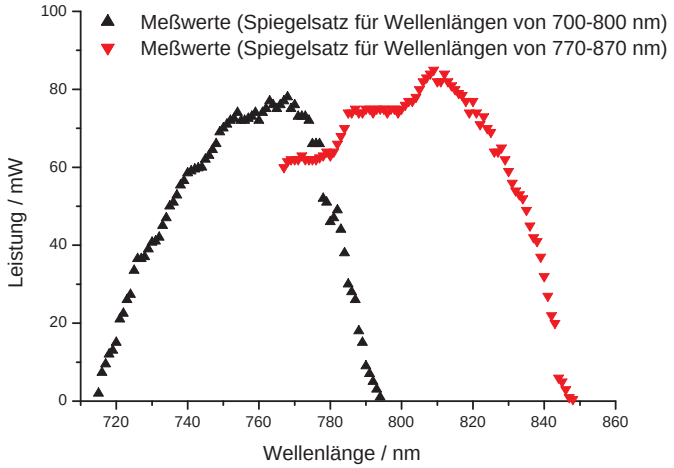


Abbildung 4.19: Die Leistung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Wellenlänge für zwei verschiedene Spiegelsätze bei einer Pumpleistung von 3 W.

Beim Betrieb des Titan-Saphir-Lasers zeigten sich Schwankungen in der Laserleistung. In Abbildung

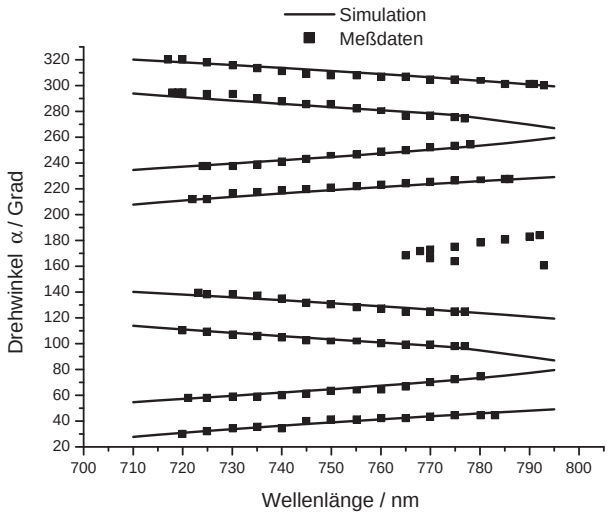
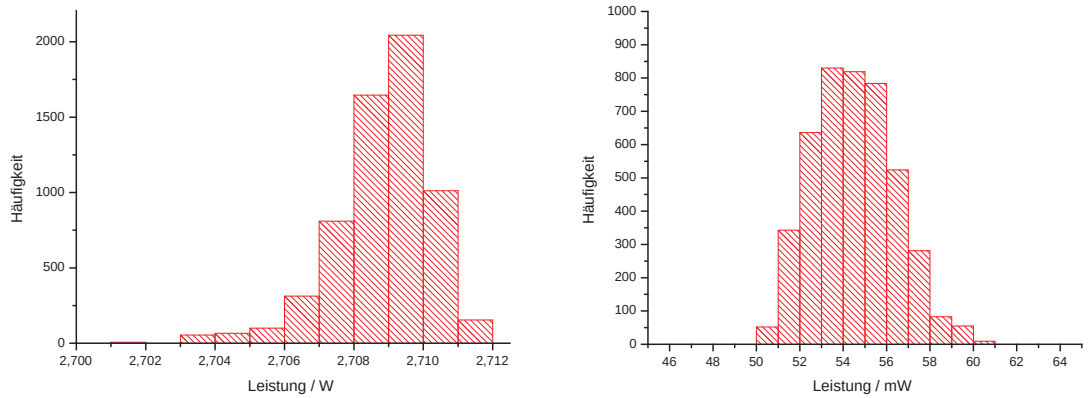


Abbildung 4.20: Die berechnete und gemessene Abhängigkeit des Drehwinkels α des *Birefringent*-Filters von der Wellenlänge. Die Abhängigkeit wurde für zwei Ordnungen $m = 8$ und $m = 7$ berechnet. Anhand der Abbildung ist zu erkennen, daß auch für die Ordnung $m = 9$ Meßwerte genommen wurden. Da der Laser auf dieser Ordnung nur in einem kleinen Bereich durchstimmbar ist, wurde die Ordnung nicht weiter betrachtet.

4.21(b) ist die Häufigkeitsverteilung der Laserleistung dargestellt. In einem Zeitraum von 35 Minuten schwankt die Leistung zwischen 50 und 60 mW, also um 20 %. In Abbildung 4.21(a) ist die Häufigkeitsverteilung der Laserleistung des Pumplaser dargestellt. In einem Zeitraum von 50 Minuten liefert der Pumplaser nahezu konstant 2.7 W. Die Schwankungen der Leistung des Argon-Ionen-Lasers betragen 1.5 Promill. Eine mögliche Erklärung für die Schwankungen der Leistung des Titan-Saphir-Lasers liegt in der Spiegelstrecke, vom Pumplaser bis zum Titan-Saphir-Laser, begründet. Da das Gebäude schwingt,

werden diese mechnischen Störungen über den optischen Tisch auf die Spiegel übertragen und es kommt zu Intensitätsfluktuationen der Laserleistung, aufgrund von Dejustierungen des Resonators und/oder Verschiebungen des Pumppfades. Aus diesem Grund wurde schon bei der Konzeption des Lasers die Anzahl der Umlenkspiegel minimal gehalten [35]. Eine weitere Reduzierung der Anzahl war aber aus Platzgründen nicht möglich.
In Abbildung 4.22 ist die Intensitätsverteilung im Strahl des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Laser dargestellt. Im Gegensatz zum gepulsten System ist eine homogene, nahezu gaußförmige, Intensitätsverteilung zu erkennen.



(a) Häufigkeitsverteilung der Laserleistung des Argon-Ionen-Lasers. Meßzeit 50 Minuten mit ca. 6000 Meßwerten.

(b) Häufigkeitsverteilung der Laserleistung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers. Meßzeit 35 Minuten mit ca. 4400 Meßwerten, 2.7 W Pumpleistung und einer Wellenlänge von 750 nm.

Abbildung 4.21: Häufigkeitsverteilung der Laserleistungen des Argon-Ionen-Lasers und des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers.

4.4 Der Strahltransport zur 50 keV-Quelle

Aus Platzgründen wurde der gepulste Titan-Saphir-Laser nicht direkt an der Quelle zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen aufgebaut, sondern in einem ca. 80 m entfernten Laserraum. Der Laserraum war für den Argon-Ionen-Laser des *Compton*-Polarimeters, der auch als Pumplaser für den kontinuierlich betrieben Titan-Saphir-Laser verwendet wird, eingerichtet worden. Im Laserraum sind beide Titan-Saphir-Laser und der Argon-Ionen-Laser auf einem optischen schwingungsgedämpften Tisch aufgebaut. Mit Hilfe des Tisches sollen die Trittschwingungen des Hauses gedämpft werden. In Abbildung 4.23 sind die Laser, die optischen Komponenten zum Strahltransport auf dem Lasertisch, die Glasfaser zum Transport der Laserstrahlen vom Laserraum bis zur Quelle polarisierter Elektronenstrahlen und der Aufbau der optischen Komponenten im Quellenraum dargestellt.
Nach dem Austritt des Laserpulses des gepulsten Titan-Saphir-Lasers aus dem Resonator erfolgt eine Ablenkung unter Verwendung von zwei $45°$-Umlenkspiegeln[45]. Diese Umlenkung ermöglicht die Entkopplung der Strahlführung vom Resonator.

[45] Beschichtung HR 850/45, rundes Spiegelsubstrat BK7 PS1025C mit einem Zoll Durchmesser

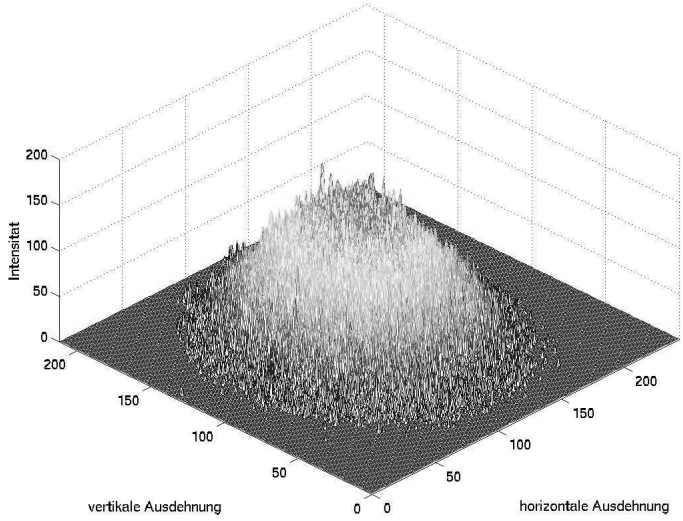


Abbildung 4.22: Intensitätsverteilung des Strahls des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers (Achsen in beliebigen Einheiten).

Zwei Linsen[46] bilden ein Aufweitungsteleskop, welches den einfallenden Laserstrahl von ca. 8 mm Durchmesser auf einen Strahldurchmesser von ca. 6 mm in der Pockelszelle[47] des Pulsschneidesystems reduziert. Eine weitere Reduzierung des Strahldurchmessers und der damit verbundenen Erhöhung der Spitzenleistung von ca. 300 MW/cm^2 war zur Vermeidung von Schäden der Pockelszelle (Zerstörschwelle 500 MW/cm^2) nicht möglich.
Das Pulsschneidesystem besteht aus einer $\lambda/2$-Pockelszelle und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel. Der abgelenkte Teil des Laserpulses wird in einem Sumpf absorbiert. Der durchgelassene Anteil des einfallenden Laserpulses wird unter Verwendung einer Bikonvexlinse[48] in die Glasfaser (eine ausführliche Darstellung folgt in Abschnitt 4.4.2) eingekoppelt.
Zur Diagnose des Laserpulses wurde hinter dem Schneidesystem ein Detektorsystem aufgebaut. Der Aufbau des Diagnosesystems erfolgte zur Optimierung des Laserresonators und des geschnittenen Pulses. Die Strahlablenkung auf die Detektoren erfolgt unter dem Einsatz von sogenannten Repositionierungsplatten, auf denen $45°$-Umlenkspiegel montiert sind. Vor der Detektion wird der Laserpuls zum Schutz der Meßinstrumente abgeschwächt und anschließend fokussiert. Die Aufnahme des zeitlichen Profils des Laserpulses erfolgt mit einer Photodiode. Sie gestattet die Optimierung der Pulsform des geschnittenen Laserpulses. Die Wellenlänge kann mit dem Wellenlängenmeßgerät und die Pulsleistung mit dem Leistungsmeßgerät bestimmt werden. Desweiteren ist eine Aufnahme der Intensitätsverteilung des Laserpules mit Hilfe einer CCD-Kamera möglich. Die Analyse der spektralen Breite der Emission des Lasers kann mit dem Spektrometer durchgeführt werden.
Der Laserstrahl des Argon-Ionen-Pumplasers wird über Umlenkspiegel zum Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser transportiert und mit einer Linse in den Kristall fokussiert. Das den Resonator des Titan-Saphir-Lasers verlassende Laserlicht wird über zwei Umlenkspiegel geführt und mit einer Linse ebenfalls in die umgesteckte Glasfaser eingekoppelt. Durch den Einsatz von Repositionierungsplatten zwischen dem letzten Spiegel und der Linse können an dieser Stelle auch ein Helium-Neon (HeNe)-Laser[49] sowie eine

[46] Linsen der Firma *Newport*, Durchmesser von einem Zoll, Brennweiten f = 100 mm und f = - 75 mm.
[47] Die Reduzierung des Strahldurchmessers war notwendig, da das elektrische Feld der Pockelszelle nur in einem sehr kleinen Raumvolumen um das Zentrum parallel zur optischen Achse ist.
[48] Linse der Firma *Newport*, Durchmesser von einem Zoll, Brennweite f = 60 mm.
[49] HeNe der Firma *Uniphase*, Leistung 1.5 mW, Wellenlänge 632.8 nm und das emittierte Laserlicht ist linear polarisiert.

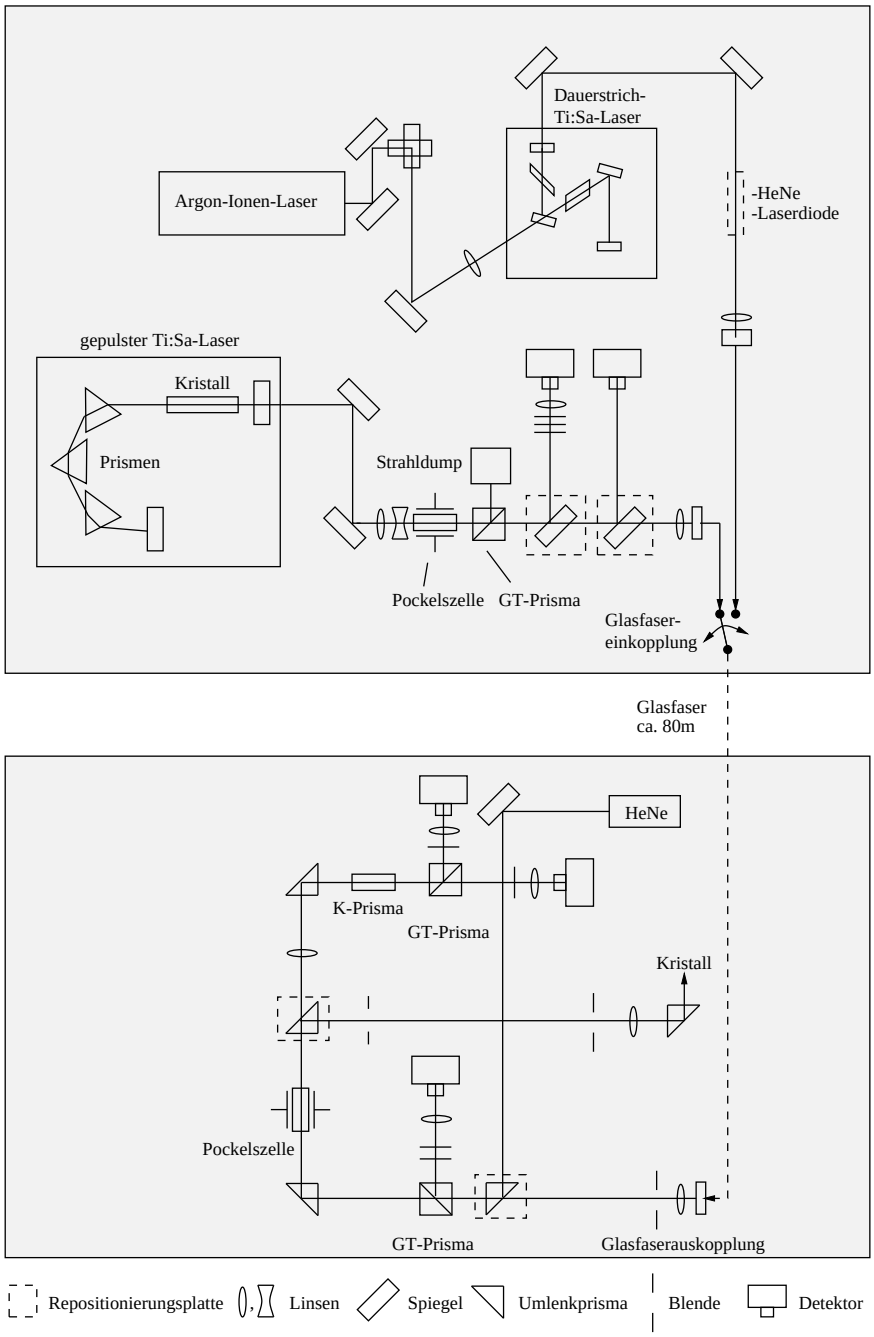


Abbildung 4.23: Der Laserstrahltransport vom Laserraum zum Quellenraum.

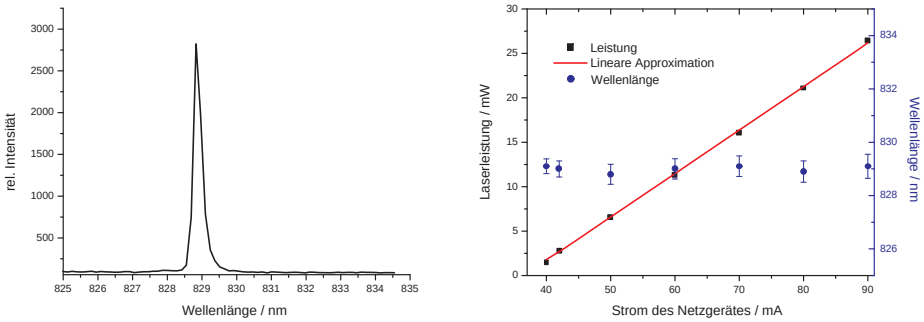
GaAlAs-Laserdiode in die Faser eingekoppelt werden.

GaAlAs-Laserdiode

Zur Bestimmung der Quantenausbeute der Photokathoden wurde eine Laserdiode[50], die Laserlicht der Wellenlänge 829 nm emittiert, angeschafft. Die spektrale Breite der Emission der Laserdiode wurde mit dem Spektrometer vermessen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.24(a) dargestellt. Die Laser-

[50] Laserdiode der Firma *Thorlabs*, Hitachi 830 nm mit einer Strahldivergenz von horizontal $10°$ (FWHM) und vertikal $20°$ (FWHM).

diode emittiert Laserlicht der Wellenlänge 829 nm mit einer spektrale Breite $\Delta\lambda \ll 1$ nm (FWHM). In Abbildung 4.24(b) ist die Ausgangsleistung der Laserdiode und die spektrale Emission in Abhängigkeit vom Strom des Netzgerätes[51] aufgetragen. Die Laserdiode emittiert eine maximale Leistung von 28 mW. Die Wellenlänge bleibt mit 829 ± 0.2 nm nahezu konstant. In Abbildung 4.25 ist die Intensitätsverteilung des Strahls der Laserdiode, aufgenommen mit einer CCD-Kamera, dargestellt. Deutlich ist eine nahezu elliptische Fußform der Verteilung und im Mittelpunkt ein flaches, schmales Intensitätsmaximum mit elliptischer Form zu erkennen. Diese Verteilung wird durch die Form des Resonators verursacht (vgl. [35]).



(a) Spektrale Breite der Emission der Laserdiode (Laserleistung 20 mW).

(b) Emittierte Leistung der Laserdiode sowie die Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge vom Strom des Netzgerätes.

Abbildung 4.24: Betriebsparameter der GaAlAs-Laserdiode (Wellenlänge 829 nm).

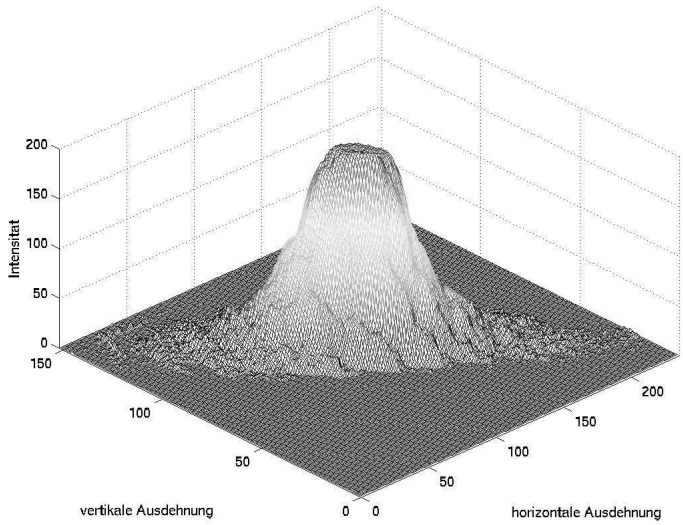


Abbildung 4.25: Intensitätsverteilung des Strahls der Laserdiode (Achsen in beliebigen Einheiten).

[51] *Thorlabs* LDC 500.

Optischer Aufbau im Quellenraum

Während des Transports des Laserpulses durch die Multimode-Glasfaser (ca. 80 m lang) geht die Polarisation des Laserlichtes verloren. Aus diesem Grund muß nach dem Austritt aus der Glasfaser das Laserlicht zunächst mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel linear polarisiert werden. Das vom Strahlteilerwürfel abgelenkte Laserlicht wird mit Abschwächern abgeschwächt und mit einer Bikonvexlinse auf eine Photodiode fokussiert. Die mit der Photodiode detektierte zeitliche Struktur des Laserpulses wird mit einem Oszillographen visualisiert. Durch den Einsatz einer weiteren CCD-Kamera kann das Bild des Oszillographen aufgenommen werden und in den Bedienungsraum des Beschleunigers transferiert werden. Dort ist eine Überwachung des Laserpulses mit Hilfe eines Bildschirmes möglich. Das linear polarisierte Laserlicht wird mit einem 90°-Umlenkprisma[52] abgelenkt. Anschließend durchläuft das Laserlicht eine Pockelszelle, die zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Dazu wird durch eine Linse nach der Glasfaser der Laserstrahl in die Pockelszelle fokussiert. Durch ein weiteres 90°-Umlenkprisma wird der Laserstrahl umgelenkt. Nach dem Transfer durch zwei Blenden[53] mit variabler Öffnung wird der Laserstrahl mit einer weiteren Linse, die den Strahl auf die Photokathode fokussiert, von einem weiteren 90°-Umlenkprisma abgelenkt und gelangt durch ein Vakuumfenster auf die Photokathode.
Durch den Einsatz eines auf einer Repositionierungsplatte montierten 90°-Umlenkprismas kann ein HeNe-Laser in den eben beschriebenen Strahlengang eingekoppelt werden. Dieser Laser[54] wird zur Bestimmung der Quantenausbeute der Photokathode und zur Optimierung des Elektronenstrahls im Transferkanal genutzt.
Durch die Herrausnahme des 90°-Umlenkprismas hinter der Pockelszelle kann der Laserstrahl auf ein Nachweissystem zur Bestimmung des Polarisationsgrades abgelenkt werden. Dieses Nachweissystem wird ausführlich in Abschnitt 4.4.3 vorgestellt.
Die Gesamttransmission eines Laserpulses des gepulsten Titan-Saphir-Lasers vom Ausgang des Resonators bis auf die Photokathode ergibt sich zu ca. 2 %. Die Gesamttransmission berechnet sich wie folgt: Der erzeugte Laserpuls hat eine Energie von 190 mJ, durch das Pulsschneiden ergibt sich am Eingang der Glasfaser ein Wert von 20 mJ. Die Glasfaser transmittiert ca. 75 % (vgl. Abschnitt 4.4.2), der polarisierende Strahlteilerwürfel 50 %, die Pockelszelle absorbiert ca. 10 % des Lichtes und etwa 15 % des Laserlichtes geht durch Reflexionen[55] an den Grenzflächen der optischen Komponenten im Strahlengang und durch das Vakuumfenster verloren.

4.4.1 Konzeption des optischen Aufbaus

Auf Grundlage des Konzepts von *Westermann* [111] wurde der Strahlengang von der Glasfaser bis zur Photokathode im Quellenraum optimiert. Dazu wurde die Strahlausbreitung des Laserstrahls berechnet und anhand der Ergebnisse wurden die optischen Elemente im Strahlengang plaziert. Die Ausbreitung eines Gaußschen Laserstrahls (TEM_{00}), unter Verwendung der geometrischen Optik[56], ist ausführlich in der Literatur dargestellt (vgl. z.B. [58], [97]). Im vorliegenden Fall handelt es sich jedoch nicht um einen Gaußschen Laserstrahl, sondern um einen hochmodigen Laserstrahl. Zwischen dem Gaußschen

[52] Anstelle von Spiegeln werden Prismen eingesetzt, da diese eine Reflexion R der s- und der p-Komponente des Laserlichtes von nahezu 100 % ermöglichen. Bei Spiegeln ist dies nicht der Fall (typische Werte R = 99.5 %). Die Beträge unterscheiden sich auch z.B. R_s = 99.6 % und R_p = 99.4 % in ihrem Maximalwert. Ein weiterer Vorteil der Prismen ist ihre breitbandige Beschichtung, wodurch sie im gesamten Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm einsetzbar sind.

[53] Unter Verwendung der Blenden ist eine Reduzierung des Laserstrahldurchmessers auf der Photokathode möglich.

[54] Der sich im Laserraum befindliche HeNe-Laser wird nicht eingesetzt, da zum einen seine Strahlqualität TEM_{00} (Strahldurchmesser 1 mm mit geringer Divergenz) in der Glasfaser verloren geht und zum anderen die Transmissionverluste durch die Glasfaser zu groß sind.

[55] Bei senkrechtem Lichteinfall beträgt das Reflexionsvermögen $R = (\frac{n-1}{n+1})^2$, mit dem Brechungsindex n des Materials auf das der Strahl fällt.

[56] Die geometrische Optik beschränkt sich auf achsennahe Strahlen, die einen kleinen Neigungswinkel zwischen sich und der Ausbreitungsachse haben.

und dem hochmodigen Laserstrahl gelten folgende Zusammenhänge [89]:

$$\mathrm{w}_0 = m \cdot \omega_0, \qquad \mathrm{w} = m \cdot \omega \qquad \text{und} \qquad \tan\hat{\theta} = m \tan\theta, \tag{4.8}$$

mit einem Modenfaktor m[57], dem Strahltaillienradius w_0 des hochmodigen Laserstrahls, dem Strahltaillienradius ω_0 des Gaußschen Strahls, dem Radius w des hochmodigen Strahls, dem Radius ω des Gauß'schen Strahls und der Divergenz $\hat{\theta}$ und θ des hochmodigen und des Gaußschen Strahls. Die Ausbreitung eines hochmodigen Strahls wird durch folgende Gleichung beschrieben [89]:

$$\mathrm{W}_z = \mathrm{W}_0 \left(1 + \left(\frac{z}{\mathrm{W}_0}\right)^2\right), \qquad \text{mit} \qquad \mathrm{W}_z = \frac{\pi\, \mathrm{w}^2}{m^2\lambda} \qquad \text{und} \qquad \mathrm{W}_0 = \frac{\pi\, \mathrm{w}_0^2}{m^2\lambda}, \tag{4.9}$$

mit der axialen Koordinate z, deren Ursprung in der Strahltaille liegt, und der Wellenlänge λ. Die Abbildung von Lasertaillien durch eine Linse erfolgt nach folgenden Beziehungen [88] (s. Abb. 4.26):

$$b = \frac{f_g\, f_b}{(g - f_g)^2 + \mathrm{W}_g^2} \cdot (g - f_g) + f_b, \qquad \text{mit} \qquad \mathrm{W}_g = \frac{\pi\, \mathrm{w}^2}{m^2\lambda}, \tag{4.10}$$

mit der Bildweite b, der Gegenstandsweite g, der Brennweite auf der Bildseite f_b und der Brennweite auf der Gegenstandsseite f_g. Die Strahltaille w' auf der Bildseite ergibt sich aus:

$$\mathrm{W}_b = -\frac{f_g\, f_b}{(g - f_g)^2 + \mathrm{W}_g^2} \cdot \mathrm{W}_g, \qquad \text{mit} \qquad \mathrm{W}_b = \frac{\pi\, \mathrm{w'}^2}{m^2\lambda}. \tag{4.11}$$

Unter Verwendung von Gleichung 4.10 und 4.11 ist jeder Gegenstandsweite g und Größe w einer Ge-

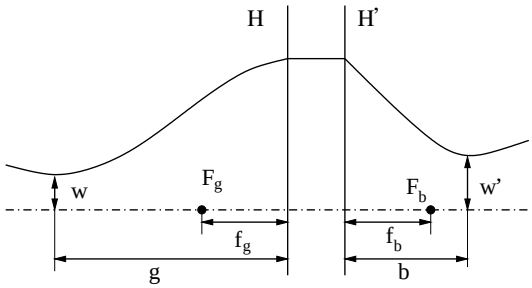


Abbildung 4.26: Abbildung von Lasertaillen.

genstandstaille umkehrbar eindeutig eine Bildweite b und Größe w' einer Bildtaille zugeordnet.
Bei der Berechnung des Strahlgangs wurde wie folgt vorgegangen: Zunächst wurde der Modenfaktor des Laserstrahls nach dem Austritt aus der Glasfaser bestimmt. Dazu wurde der Durchmesser des Laserstrahls in Abhängigkeit vom Abstand der Glasfaser vermessen, und unter Verwendung der umgeformten Gleichung 4.9 wurde der Modenfaktor zu m = 42 $\pm$ 1 bestimmt. In Abbildung 4.27 ist die Strahlausbreitung auf dem Lasertisch im Quellenraum dargestellt (ohne Umlenkung). Der Kristalldurchmesser (8 mm) definiert die Gegenstandstaille und der Abstand zwischen dem Kristall und der Linse gibt g an. Zur Optimierung der Strahlausbreitung wird der Abstand minimiert, wobei der Mindestabstand durch das Vakuumrohr und das Umlenkprisma (s. Abb. 4.23) mit g = 1315 mm begrenzt ist. Die Linse hat eine Brennweite von 500 mm. Mit Gleichung 4.10 und 4.11 ergaben sich b = 810 mm und der Durchmesser der Bildtaille von 5 mm. An dieser Stelle wurde die Pockelszelle in den Strahlengang eingebaut. Unter Verwendung von Gleichung 4.9 wurde nun der Durchmesser des Laserstrahls an der Linse berechnet. Es ergab sich ein Wert von 44.5 mm. Aus diesem Grund wurde eine Linse mit einem Durchmesser von ca.

[57] $m = 1$ entspricht einem Gaußschen Strahlenbündel.

50 mm eingebaut. Die Linse wird fast vollständig vom Laserstrahl ausgeleuchtet. In dieser Konfiguration sind auch keine Strahlverluste aufgrund des Durchmessers des Vakuumrohrs und des Anodenlochs zu erwarten. Der Laserstrahl wird nach dem Austritt aus der Glasfaser durch eine im Abstand von 60 mm plazierten Linse mit einer Brennweite von 50 mm auf den Strahldurchmesser von 5 mm in einem Anstand von 360 mm fokussiert. In der Linse hat der Strahl einen Durchmesser von 15 mm. Entsprechend den Berechnungen wurde der Strahlengang aufgebaut. Die berechneten Werte konnten experimentell bestätig werden. Mit diesem Aufbau wurde die gesamte zur Verfügung stehende Fläche in der Längenausdehnung auf dem Lasertisch ausgenutzt.

4.4.2 Strahltransport im Lichtleiter

Der Transport des Laserstrahls des gepulsten Titan-Saphir-Lasers zwischen dem Laserraum und dem Raum in dem die Elektronenkanone aufgebaut ist, erfolgt mit einer Glasfaser. Die Wirkungsweise der Glasfaser beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion. Aufgrund der hohen Leistungsdichte des Laserstrahls (Spitzenbelastung 100 MW/cm^2) wird eine Multimode-Faser[58] mit einem Durchmesser von 600 μm verwendet.

Die verwendete Glasfaser ist eine Stufenindexfaser[59], welche aus zwei Quarzglassorten unterschiedli-

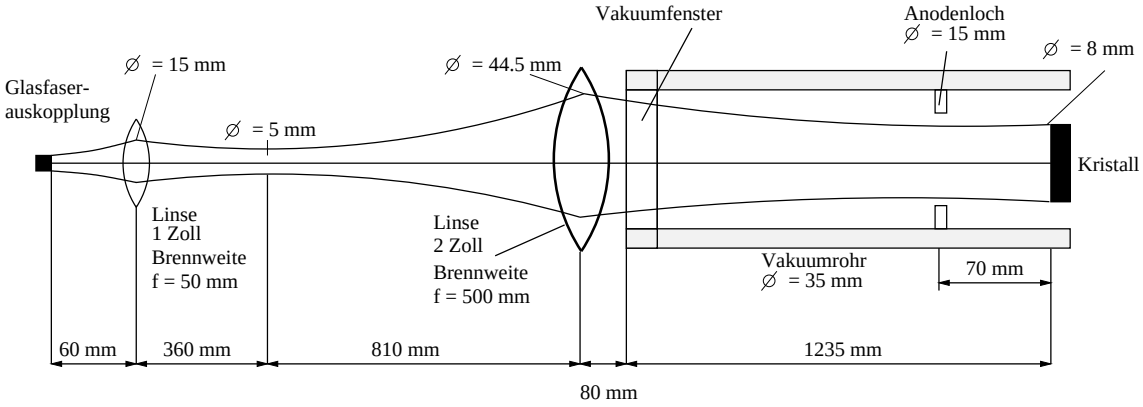


Abbildung 4.27: Strahlausbreitung auf dem Lasertisch im Quellenraum.

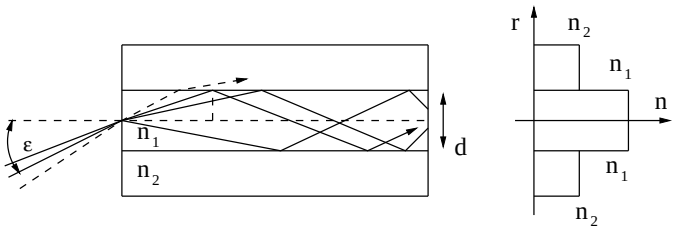


Abbildung 4.28: Schematische Darstellung der Glasfaser.

cher Brechungsindizes n_1 und n_2 mit $n_1 > n_2$ besteht (s. Abb. 4.28).
Die Akzeptanz der Glasfaser wird durch die numerische Apertur $\sin\varepsilon$ bestimmt:

$$\sin\varepsilon = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \tag{4.12}$$

[58] Firma *CeramOptic*, die in diesem Abschnitt angegebenen Parameterdaten der Glasfaser Typ WF 600/600 A sind Angaben des Herstellers.

[59] Bei Gradientfasern variiert der Brechungsindex mit dem Radius.

Die numerische Apertur einer Faser legt den maximalen Winkel fest, unter dem ein Strahl auf die Eintrittsfläche des Faserkerns treffen darf um innerhalb der Faser totalreflektiert zu werden.
Die verwendete Faser besteht aus einem Quarzkern (n_1 = 1.6) und einer mit Fluorin dotierten Quarzverkleidung (n_2 = 1.585). Die numerische Apertur ergibt sich zu 0.22 ± 0.02. Der Einfallswinkel ε muß also kleiner als 14° sein. Die Dämpfung D der Glasfaser beträgt 5.4 dB/km.
Der Transmissiongrad T einer Glasfaser ergibt sich zu [25]:

$$T = \frac{I_{aus}}{I_{ein}} = e^{-\alpha \cdot l} \tag{4.13}$$

mit der eingekoppelten Laserstrahlintensität I_{ein} , der ausgekoppelten Laserstrahlintensität I_{aus}, der Länge l der Glasfaser und dem Absorptionskoeffizienten α der Glasfaser. Mit dem Absorptionskoeffizienten der Faser von $\alpha = 1.243 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} ergibt sich für eine Faserlänge von 80 m eine Transmission von 90 %. Unter Berücksichtigung der Reflexionsverluste von ca. 5 % bei der Einkopplung und Auskopplung[60] des Laserstrahls ergibt sich eine theoretische Gesamttransmission der Glasfaser von ca. 80 %. Experimentell wurde ein Wert der Transmission von ca. 75 % erzielt.
In Abbildung 4.29 ist der Laserpuls nach der Durchquerung der Glasfaser dargestellt. Die Glasfaser

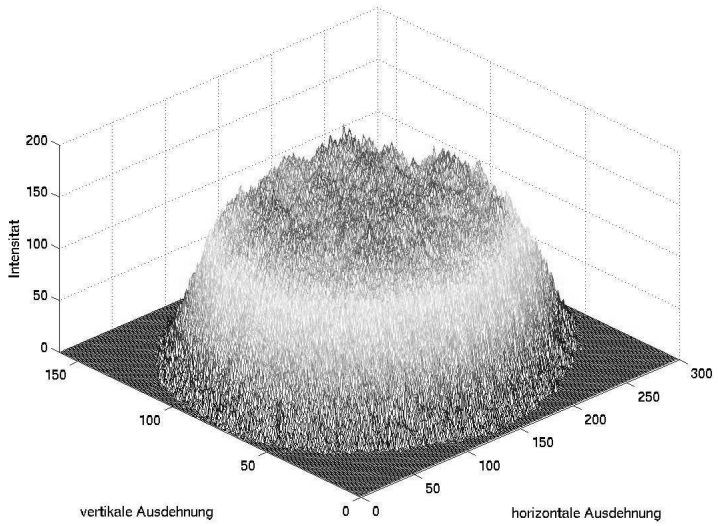


Abbildung 4.29: Intensitätsverteilung im Laserpuls des gepulsten Titan-Saphir-Lasers nach der Transmission durch die Glasfaser (Achsen in beliebigen Einheiten).

macht aus dem elliptischen Strahl einen kreisrunden mit nahezu homogener Intensitätsverteilung. Die Benutzung der Glasfaser führt somit zu einer gleichmäßigen Ausleuchtung des GaAs-Halbleiterkristalls.

4.4.3 Erzeugung zirkular polarisierten Laserlichts

Die Pockelszelle

Die Erzeugung eines maximal polarisierten Elektronenstrahls setzt die Verwendung maximal zirkular polarisierten Laserlichts vorraus. Zirkular polarisiertes Licht läßt sich mit Hilfe von Verzögerungsplat-

[60] Die Reflexion R an den Grenzflächen ergibt sich zu $R \approx 0.05$.

ten[61], sogenannten $\lambda/4$-Plättchen, erzeugen. Da bei diesen Plättchen die Phasenverschiebung nur für eine ausgezeichnete Wellenlänge $\lambda/4$ beträgt und der Wechsel von links- zu rechts-zirkular polarisiertem Licht nur durch Drehen des Plättchens möglich ist, kommen diese Verzögerungsplatten nicht zum Einsatz. Geeignete optische Elemente, die über einen weiten Wellenlängenbereich von ca. 600 bis ca.

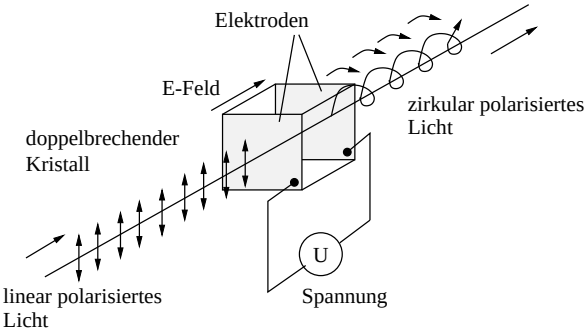


Abbildung 4.30: Die Erzeugung von zirkular polarisiertem aus linear polarisiertem Laserlicht unter Verwendung eines doppelbrechenden Kristalls. Die Phasenverschiebung von von $\frac{\pi}{2}$ zwischen dem ordentlichen und außerordentlichen Strahl wird durch das elektrische Feld erzeugt. Das elektrische Feld ist bei longitudinalen Pockelszellen in Strahlrichtung.

1100 nm und zur Modulation der Polarisation eines Laserstrahls dienen, einsetzbar sind nutzen den elektro-optischen Effekt aus. Der elektro-optische Effekt beschreibt die Abhängigkeit der Differenz der Brechungsindizes des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls in einem doppelbrechenden Kristall von der Größe eines äußeren elektrischen Feldes E. Ist diese Abhängigkeit bei einachsigen Kristalltypen linear[62]: (Δn := n_0-$n_e \propto$ E, mit dem ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindex n_0 und n_e), kennzeichnet sie den sogenannten *Pockels*-Effekt. Für den Aufbau von sogenannten Pockelszellen (s. Abb. 4.30) werden Kristalle, z.B. Kaliumdihydrogenphosphat (KDP) und seine hochdeuterierte Variante (KD*P) verwendet, die in Abwesenheit des elektrischen Feldes einachsig sind und bei denen sich durch Anlegen des Feldes eine zweite Achse ausbildet. Diese zweite Achse steht senkrecht zur ersten.
Der Unterschied im Brechungsindex Δn kann wie folgt dargestellt werden (vgl. [58]):

$$\Delta n = n_0^3 \cdot r_{63} \cdot E_z, \tag{4.14}$$

mit dem homogenen elektrischen Feld in z-Richtung E_z und dem elektrooptischen Koeffizienten r_{63}[63]. Der Gangunterschied δ der beiden Teilwellen ergibt sich dann zu:

$$\delta \ = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_0^3 \cdot r_{63}\, U_z, \tag{4.15}$$

mit der Wellenlänge λ und der Spannung $U_z = E_z \cdot l$, wobei l die durchstrahlte Kristallänge ist. Für die Erzeugung eines zirkular polarisierten Laserstrahls ist nun die Spannung von Interesse, die zur Verzögerung um $\lambda/4$ also zu einem Gangunterschied von $\frac{\pi}{2}$ führt, die sogenannte Viertelwellenspannung. Mit Gleichung 4.15 ergibt sich die Viertelwellenspannung von longitudinalen Pockelszellen zu:

$$U_{\lambda/4} = \frac{1}{4}\frac{\lambda}{n_0^3\, r_{63}}. \tag{4.16}$$

[61] Es kommen doppelbrechende Materialien (z.B. Glimmer und Quarz) zum Einsatz. Die Dicke der Platte wird so gewählt, daß der Gangunterschied des sich im Material ausbreitenden ordentlichen und außerordentlichen Teilstrahls $\lambda/4$ beträgt.

[62] Eine quadratische Abhängigkeit kennzeichnet den sogenannten *Kerr*-Effekt.

[63] Generell gibt es 18 lineare elektrooptische Koeffizienten r_{ij}. Bei dem in dieser Arbeit verwendten KDP Kristall, der eine hohe Symmetrie besitzt, verschwinden alle bis auf den r_{63}-Koeffizienten. Der r_{63}-Koeffizient beschreibt die Veränderungen im Brechungs-Ellipsoid beim Anlegen des longitudinalen Feldes an den Kristall.

Mit Hilfe von Gleichung 4.16 läßt sich nun die Spannung für die Erzeugung eines zirkular polarisierten Laserstrahls berechnen. Für einen KDP-Kristall [63] ergibt sich für eine Wellenlänge von λ = 830 nm und mit dem elektrooptischen Koeffizienten r_{63} = 24.1×10^{-12} m/V sowie einem Brechungsindex von $n_0 = 1.51$ eine Viertelwellenspannung von $U_{\lambda/4}$ = 2500 V.

Realisierung des Polarisationsanalysators

Zur Erzeugung der Zirkularpolarisation des Laserlichtes wird eine longitudinale[64] Pockelszelle[65] verwendet. Im folgenden wird der Aufbau zur Justierung der Pockelszelle vorgestellt. Die Justage scheint im Prinzip einfach zu sein, da die erste Achse in Strahlrichtung gelegt wird und die zweite senkrecht darauf steht. Im allgemeinen gibt es aber Schwierigkeiten, die die Justage erschweren. Der Durchmesser der Pockelszelle ist klein. Dies führt dazu, daß das elektrische Feld nur in einem sehr kleinen Raum um das Zentrum parallel zur ersten optischen Achse ist. Die Zentrierung der Pockelszelle auf den einfallenden Laserstrahl muß sehr exakt durchgeführt werden. Die Schnittflächen des Kristalls stehen in der Regel nicht senkrecht auf der ersten optischen Achse. Bei der Einstellung des $45°$-Winkels, also einer Drehung der Pockelszelle, geht die Ausrichtung der ersten Achse wieder verloren.
Der Aufbau zur Justierung der Pockelszelle ist in Abbildung 4.31 (a) dargestellt. Für die Justierung wird eine Milchglasscheibe, ein Schirm, ein drehbar gehalterter polarisierender Strahlteilerwürfel und ein Leistungsmeßgerät verwendet. Die Einstellungen erfolgen unter Verwendung der Laserdiode (Wellenlänge 829 nm), die im Laserraum in die Glasfaser gekoppelt wurde. Zunächst wird die Pockelszelle zum Laserstrahl ausgerichtet. Dazu wird der Schirm im Aufbau plaziert und die Position des Laserstrahls markiert. Anschließend wird mit Hilfe der Milchglasscheibe, die vor der Pockelszelle in den Strahlengang eingebaut wurde, der Strahl stark divergent gemacht. Die Position des Laserstrahls muß mit der Position des unaufgeweiteten Strahls übereinstimmen. Zu diesem Zweck kann die Pockelszelle mit denen unter ihr befestigten beweglichen Verschiebeeinrichtungen verschoben werden. Die Überprüfung der Justierung erfolgt durch den Einbau des polarisierenden Strahlteilerwürfels. Bei einer justierten Pockelszelle erscheint auf dem Schirm ein scharfes Interferenzbild, ein Kreuz, das sogenannte Malteserkreuz (vgl. z.B. [111] für eine Darstellung). Nachdem die Ausrichtung der ersten optischen Achse abgeschlossen ist (die Milchglasscheibe wird nun herausgenommen), muß die zweite Achse im Winkel von $45°$ zur Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes justiert werden. Zu diesem Zweck wird eine Spannung von einigen hundert Volt an die Pockelszelle angelegt. Wenn die zweite Achse noch nicht justiert ist, entartet das Kreuz zu Hyperbeln. Die Pockelszelle wird nun in ihrer Drehhalterung gedreht, bis das Kreuz scharf zu sehen ist. Diese Stelle wird an der Skala des Goniometers, auf dem die Pockelszelle montiert ist, makiert. Durch Weiterdrehen verschwindet das Kreuz, um dann wieder aufzutauchen. Auch diese Stelle wird markiert. Die Winkeldifferenz sollte nun $90°$ betragen. Die Zelle wird auf die $45°$-Stellung zwischen die beiden markierten Winkel gestellt. Nun muß für jede Polarität der angelegten Spannung und damit der Richtung des elektrischen Feldes die Viertelwellenspannung gefunden werden. Dazu wird hinter dem drehbar gehalterten polarisierenden Strahlteilerwürfel statt des Schirms das Leistungsmeßgerät plaziert. Für verschiedene angelegte Spannungen wird durch Drehen des polarisierenden Strahlteilerwürfels die maximale und minimale Lichtintensität I_{max} und I_{min} bestimmt. Der Grad der Zirkularpolarisation P ergibt sich unter der Annahme, daß das Licht fast vollständig polarisiert ist[66], zu:

$$P = \frac{2\sqrt{I_{max} \cdot I_{min}}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{4.17}$$

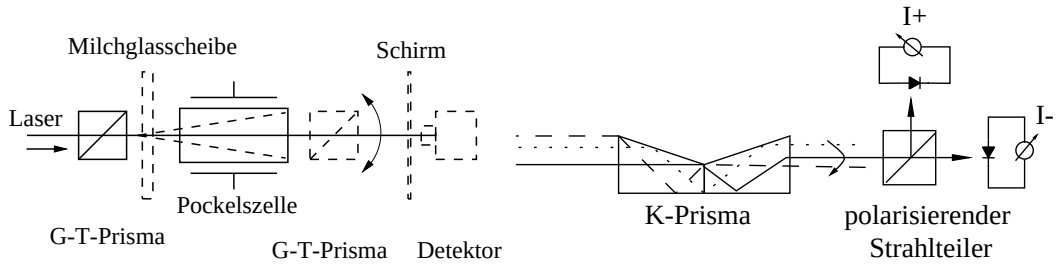
[64] Es gibt auch transversale Pockelszellen. Bei transversalen Pockelszellen stehen das elektrische Feld und die Laserstrahlrichtung senkrecht aufeinander.

[65] Pockelszelle der Firma *Laser Components* EM512. Die Zelle besitzt eine freie Apertur von 12 mm. Die Viertelwellenspannung für 830 nm, bei der eine Phasenverschiebung von $\lambda/4$ stattfindet, beträgt 2500 V. Die Zerstörschwelle beträgt 600 MW/cm^2 unter Verwendung eines Laserpulses mit einer Pulsdauer von 10 ns.

[66] Werte von ≥ 99.8 % sind typisch.

Man erhält so eine Kurve, die die Zirkularpolarisation (durch Umschalten rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht) in Abhängigkeit der an den beiden Netzgeräten eingestellten Spannungen darstellt. Die beiden Netzgeräte werden so eingestellt, daß die maximale, für beide Polaritäten gleiche, Zirkularpolarisation erzeugt wird. In Abbildung 4.32 ist für die beiden Polaritäten (”+/-”) der Spannung der Grad der Zirkularpolarisation des Laserstrahls in Abhängigkeit von der Pulsspannung der Pockelszelle aufgetragen. Experimentell wurden Maximalwerte von $99.7\,\%$ und $99.8\,\%$ bei 2500 V bestimmt. Die bestimmte Pockelszellenspanunng stimmt mit dem berechneten Wert von 2500 V nach Gleichung 4.16 überein. Unter der Annahme, daß das einfallende Laserlicht fast vollständig linear polarisiert ist ($P_E \approx 99.9\%$) kann das Licht durch die Pockelszelle nahezu vollständig in zirkulares Licht umgewandelt werden. Die Zelle besitzt nach Herstellerangaben ein Löschungsverhältnis[67] von 99.8 %. Damit ergibt sich ein theoretischer Maximalwert der durch die Pockelszelle erzeugbaren zirkularen Polarisation von 99.8 %. Der maximal theoretisch erreichbare Wert konnte experiementell bestätigt werden. Die Pockelszelle ist somit justiert. Die Messungen zur Bestimmung der Polarisation wurden mit dem gepulsten Titan-Saphir-Laser wiederholt. Es ergaben sich gleiche Werte der Polarisationen.

Zur Bestimmung des Grades der zirkularen Polarisation des gepulsten Titan-Saphir-Laserstrahls wurde



(a) Aufbau zur Pockelszellenjustierung.

(b) Aufbau zur Bestimmung der Polarisation des Laserstrahls. I_+ und I_- kennzeichnen die mit den Photodioden gemessenen Intensitäten des Laserstrahls.

Abbildung 4.31: Schematische Darstellung der Aufbauten zur Justierung der Pockelszelle und zur Bestimmung der Polarisation des Laserstrahls.

ein permanenter Polarisationsnachweis aufgebaut (s. Abb. 4.23 und s. Abb. 4.31(b)). Der Laserstrahl wird nach dem Durchgang durch die Pockelszelle nicht auf den Kristall abgelenkt, sondern durch Herrausnahme der Repositionierungsplatte (und somit des darauf befindlichen Umlenkprismas) nach der Ablenkung durch ein weiteres Ablenkprisma, auf das Nachweissystem geführt. Das Nachweissystem besteht aus einem sogenannten *K*-Prisma[68], einem polarisierenden Strahlteilerwürfel, zwei Linsen, zwei Photodioden[69] und Abschwächern. Das *K*-Prisma bewirkt einen Gangunterschied zwischen dem ordentlichem und außerordenlichen Strahl um $\lambda/4$. Der Gangunterschied beträgt dabei nicht nur für eine ausgezeichnete Wellenlänge $\lambda/4$ wie beim $\lambda/4$-Plättchen, sondern bei der hier verwendeten Ausführung für alle Wellenlängen von 500 bis 1300 nm. Durch die dreifache Totalreflexion ensteht im *K*-Prisma zusammen eine Phasendifferenz von $\frac{\pi}{2}$.

Die Idee der Polarisationsanalyse unter Verwendung eines *K*-Prismas besteht in folgendem: Das unpolarisierte Laserlicht wird nach dem Austritt aus der Glasfaser durch den polarisierenden Strahlteilerwürfel

[67] Mit Löschungsverhältnis wird der Maximalwert der zirkularen Polarisation bezeichnet, den ein Lichtstrahl nach der Transmission durch die Pockelszelle aufweisen kann, unter der Annahme vollständiger linear Polarisation.

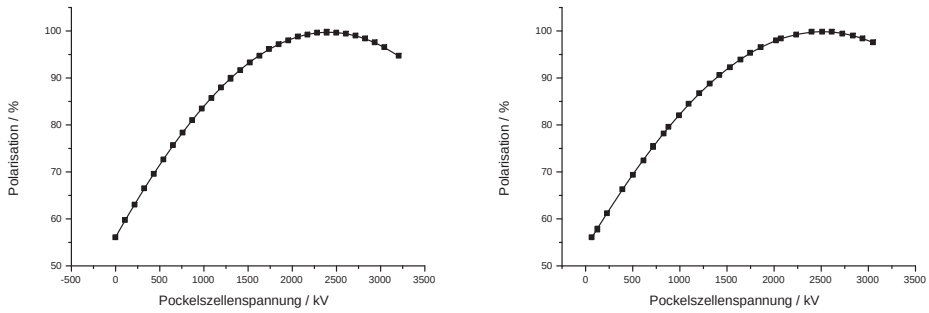
[68] K-Prisma der Firma *Bernhard Halle Nachfl.* Beim *K*-Prisma handelt es sich um eine strahlversatzfreie Ausführung eines *Fresnel*-Rhombus Das *K*-Prisma besteht aus zwei Prismen (s. Abb. 4.31(b)), die mit optischen Kontakt verbunden sind. Die Prismen sind in einer zylindrischen Fassung (Länge 10 cm) mit einer freien Öffnung von 9.5 mm eingebaut. Eine Abweichung vom senkrechten Einfall um $\pm 0.5^\circ$ ändert die Verzögerung des Gangunterschiedes von $\lambda/4$ um $\pm$ 1.7 % [11].

[69] Silizium Photodiode der Firma *Melles Griot*, Nr. 13DSI011 mit einer aktiven Fläche von $100\ mm^2$.

linear polarisiert. Die Pockelszelle erzeugt zirkular polarisiertes Licht. Das *K*-Prisma wiederum erzeugt aus dem zirkular polarisierten Laserlicht linear polarisiertes Licht. Das linear polarisierte Licht wird nun von einem polarisierenden Strahlteilerwürfel entweder durchgelassen oder abgelenkt. Die Intensität der Strahlen wird mit Photodioden und einem Oszillographen gemessen. Entsprechend der Orientierung (s- oder p-polarisiertes Licht; beide Orientierungen treten, bedingt durch den Wechsel der zirkularen Polarisation, auf) mißt die eine Diode ein Maximum und die andere ein Minimum der Intensität oder umgekehrt. Unter Verwendung der gemessenen Intensitäten läßt sich mit Hilfe der *Stokes*-Parameter[70] der Grad und das Vorzeichen der Polarisation bestimmen. Der *Stokes*-Parameter S_3[71] ist gegeben durch:

$$S_3 = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \tag{4.18}$$

mit der Intensität I_+, die von der Photodiode, die senkrecht auf Laserstrahl steht, gemessen wird, und der Intensität I_-, die von der Photodiode, die in Richtung des auf den polarisierenden Strahlteilerwürfel ein-



(a) Für die Polarität "+". **(b)** Für die Polarität "-".

Abbildung 4.32: Die Abhängigkeit des Grades der Zirkularpolarisation des Laserstrahls von der Pulsspannung der Pockelszelle.

fallenden Laserstrahl steht, gemessen wird. Nach der Justierung der Komponenten wurden erste Messungen zur Bestimmung des Grades der zirkularen Polarisation des Laserstrahls durchgeführt. Bei den Messungen ergaben sich Werte von I_-/I_+ von 70/10, das entspricht einer Polarisation des Laserstrahls von ca. 75 %. Da mit diesem Aufbau eine genauere Bestimmung der Polarisation im Vergleich zum Justieraufbau möglich sein sollte wurde zur Erhöhung der Meßgenauigkeit wie folgt vorgegangen: Zunächst wurden die Photodioden völlig gegen Streulicht abgeschattet. Das Streulicht, welches die Messung beeinflußt, wird durch Reflexion, auch bei justiertem Strahlengang, an den Grenzflächen aller sich im Strahlengang befindlichen optischen Elemente erzeugt. Desweitern wurde eine Linse in den Strahlengang (vor das *K*-Prisma) eingebaut, um achsenparalleles Licht im Prisma zu erzeugen. Beide Veränderungen führten zu keiner signifikanten Erhöhung der Meßgenauigkeit des Polarisationswertes. Eine Erklärung für die ungenaue Polarisationsmessung liegt in der Divergenz des gepulsten Laserstrahls begründet. Des weitern ist in diesem Aufbau die achsenparallele Ausleuchtung des Prismas nicht gewährleistet. Der Aufbau eines geeigneten Aufweitungstelekops zur achsenparallelen Ausleuchtung (maximal 4 mm Strahldurchmesser

[70] Nach *Stokes* erfolgt die Charakterisierung des Polarisationszustandes von Licht mit Hilfe von vier Parametern S_0,S_1,S_2,S_3. Der Polarisationsgrad P von Licht wird definiert als $P = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$. Für vollständig polarisiertes Licht gilt $P = 1$. Für eine ausführliche Darstellung vgl. [12].

[71] Der Parameter S_3 charakterisiert die zirkulare Komponente im Zustand des Lichtes. Bei einem negativen Wert von S_3 überwiegt die linkszirkulare und bei einem positiven Wert die rechtszirkulare Komponente.

auf einer Länge von 10 cm) wäre notwendig. Da aber zur Optimierung der Laserstrahlführung im Quellenraum nahezu die gesamte zur Verfügung stehenden Fläche in Anspruch genommen wurde, konnte ein geeignetes Linsensystem aus Platzgründen nicht verwirklicht werden.

Polaritätswechsel der Pockelszelle

Im folgenden werden die Anforderungen, die an einen Pockelszellenschalter gestellt werden vorgestellt: Zum einen muß der Schalter ein Umschalten der Spannung (ca. $\pm$ 3000 V) der Pockelszelle für den *Nutzstrahlbetrieb* gewährleisten. Dabei soll ein Umschalten ca. alle 5 s erfolgen. Das Umschalten ist für die Messung der Asymmetrie notwendig. Desweiteren soll die Pockelszelle auch für die *Mott*-Messung eingesetzt werden (Umschalten alle 0.5 s). Steht die Pockelszelle ständig unter Hochspannung, kommt es zu sogenannten Ionendrifts (vgl. z.B. [111]), die zu einer Veränderung der optischen Eigenschaften der Pockelszelle führen können. Zur Vermeidung der Ionendrifts soll der Pockelszellenschalter gepulst betrieben werden.
In der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Bonn wurde ein geeigneter Pockelszellenschalter entwickelt und aufgebaut. In Abbildung 4.33 ist der Pockelszellenschalter dargestellt. Der

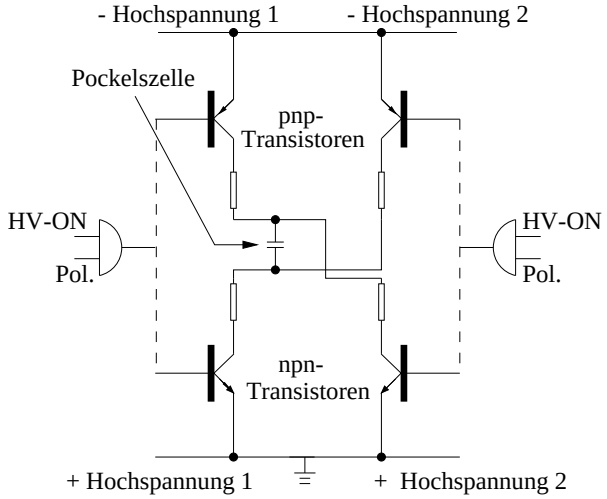


Abbildung 4.33: Schematische Darstellung des Pockelszellenschalters.

Pockelszellenschalter ist ein Hochspannungs(HV)-Transistorschalter, der mit TTL-Signalen[72] angesteuert wird. Der HV-Transistorschalter ist als Komplementärstufe aufgebaut, d.h. die HV-Spannung wird zweipolig, erstens von der negativen HV-Spannungsseite mit pnp-Transistoren und zweitens von der positiven HV-Spannungsseite mit npn-Transistoren geschaltet. Zwei verschiedene HV-Spannungen können verwendet werden. Für jede Polarität des E-Feldes an der Pockelszelle kann eine passende HV-Spannung angelegt werden. Der Pockelszellenschalter schaltet Hochspannungen bis zu 3300 V. Der Schaltvorgang wird durch das HV-ON-Signal eingeleitet, wobei der Polaritätswechsel durch einen weiteren TTL-Puls erfolgt. Die Schaltzeit der Pockelszelle beträgt ca. 200 μs und ist im Vergleich zu den Meßzeiten zu vernachlässigen.

[72] TTL-Signal: Rechtecksignal mit dem Minimum L = 0 V und dem Maximum H = 5 V.

5 Die 50 keV-Quelle polarisierter Elektronenstrahlen

Zur Durchführung des GDH-Experimentes wurde eine 50 keV-Quelle konzipiert und aufgebaut [41]. Im Jahr 2000 wurde diese Quelle unter Verwendung eines homogen dotierten GaAs-Kristalls als Photokathode in Betrieb genommen [43] [44] [45]. Mit einem HeNe-Laser wurde ein erster Elektronenstrahl erzeugt, der durch einen Transferkanal bis zum Linearbeschleuniger gefädelt wurde. Unter Verwendung des gepulsten Titan-Saphir-Lasers wurde mit dem eingesetzten Kristall ein Maximalstrom von ca. 80 mA erreicht, bei einer Laserpulsenergie von 6 mJ pro Puls. Mit diesem Kristall konnte jedoch nicht die Raumladungsbegrenzung der Kathodenanordnung, die den Maximalstrom limitiert, erreicht werden. Desweiteren reichte die Polarisation des Kristall mit weniger als 43 %[1] nicht für die Durchführung des Experimentes. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die 50 keV-Quelle weiter optimiert. Deshalb wurde unter Verwendung der Ladekammer (vgl. Abschnitt 5.2) ein Be-InGaAs/AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristall in die Betriebskammer eingeschleust und Messungen zur Charakterisierung der Photokathode und Optimierung der Quelle durchgeführt.

Das Kapitel ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird die Elektronenkanone vorgestellt. Es folgt eine

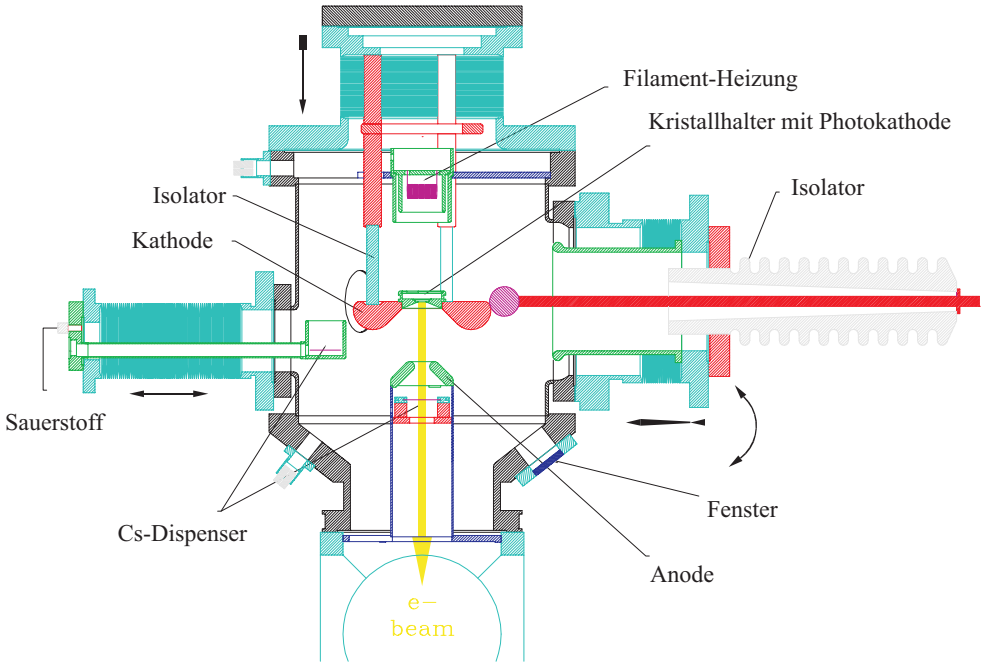


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Elektronenkanone [41].

[1] Der Polarisationswert wurde nicht gemessen, da das *Mott*-Polarimeter noch nicht fertig gestellt war. Der mit diesem Kristall theoretisch maximal erreichbare Polarisationswert wurde angegeben (vgl. Abschnitt 3.2.1).

Darstellung der Ladekammer sowie des im Rahmen dieser Arbeit konzipierten Lasersystems, welches unterhalb der Ladekammer aufgebaut wurde. Der Transferkanal von der Betriebskammer bis zum Linearbeschleuniger wird vorgestellt, wobei das im Transferkanal bestehende Diagnosesystem ausführlich beschrieben wird. Die Einbringung des Kristalls in das Vakuumsystem sowie die Ausheizung und Aktivierung des Kristalls wird beschrieben. Die an der Elektronenkanone durchgeführten Messungen werden vorgestellt und diskutiert. Desweiteren werden die Ergebnisse der Kalibration des ersten Solenoiden der Strahlführung unter Verwendung der gemessenen Strahlbreite vorgestellt. Ein Vergleich zu den GaAs-Quellen anderer Beschleunigeranlagen, die auch für die *Nutzstrahlproduktion* verwendet werden, wird gezogen.

5.1 Die Elektronenkanone

Bei der Konzeption der 50 keV-Elektronenkanone wurde eine sogenannte invertierte Anordnung gewählt [41]. Bei dieser Anordnung ist die Hochspannung führende Kathode[2] durch im Vakuum befindliche Isolatoren vom Rest der Apparatur elektrisch getrennt. Die Zuführung der Hochspannung erfolgt durch einen seitlich angebrachten Isolator. In Abbildung 5.1 ist der schematische Aufbau der 50 keV-Elektronenkanone dargestellt. Dieser Aufbau ermöglicht die Realisierung eines Aufzugsmechanismus mit dem sich die Kathode unter Erhaltung des Vakuums vertikal verschieben läßt. Die Verschiebung der Kathode ermöglicht zum einen die Einstellung der durch die Elektrodengeometrie und den Elektrodenabstand vorgegebenen Maximalstromstärke[3] des Emissionsstroms und zum anderen die Übernahme von Kristallen[4] aus der Ladekammer (vgl. Abschnitt 5.2). Zur Bedampfung der Photokathode in der Betriebskammer mit Cäsium und Sauerstoff kann eine Aktivierungseinheit, unterhalb des Kristalls plaziert werden (vgl. [41]). Diese Aktivierungseinheit wird zur Zeit jedoch nicht genutzt, da die Photokathode in der Ladekammer aktiviert wird.
Durch das in der Abbildung dargestellte Fenster läßt sich mit Hilfe einer CCD-Kamera der Strahldurchmesser und die Position des Laserstrahls auf der Photokathode bestimmen. In Abbildung 5.2 ist ein Massenspektrum[5] des Restgases der Betriebskammer der Elektronenquelle dargestellt. Das Spektrum wurde nach ca. einjähriger Pumpzeit aufgenommen. Bei einem Totaldruck von ca. 1×10^{-11} mbar betragen die Partialdrücke der Restgase Wasser und Kohlendioxid jeweils ca. 3×10^{-14} mbar.

[2] Die Kathodeneinheit besitzt die charakteristische Elektrodenform nach *Pierce*, die sogenannte *Pierce*-Geometrie [84]. Sie besitzt eine zylindersymmetrische Anordnung, wobei die Neigung der Kathodenelektrode zum Strahl radiale Feldkomponenten erzeugt. Die radialen Feldkomponenten kompensieren in dieser Anordnung gerade die Abstoßung der Elektronen untereinander durch Raumladung und führen zur Ausbildung eines parallelen Elektronenstrahls (ohne Anodenloch).

[3] Die Maximalstromstärke I, die sich mit einer Kathodengeometrie nach *Pierce* (Spiegel- und zylindersymmetrische Geometrien) erzielen läßt, bei fest vorgegebener Spannung U, ergibt sich nach [84]:

$$I = P \cdot U^{3/2}, \tag{5.1}$$

mit der Perveanz P, die sich ergibt nach:

$$P = \frac{4\epsilon_0}{9}\sqrt{\frac{e}{m_e}} \cdot \frac{F}{d^2}, \tag{5.2}$$

mit der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0, mit der Ladung e des Elektrons, der Masse m_e des Elektrons, der Kathodenfläche F und dem Abstand Anode-Kathode d.

[4] Der Kristall ist zur einfacheren Handhabung in einem runden Halter befestigt, einem sogenannten Puck.

[5] Im Vakuum bleibt eine aktivierte GaAs-Kristalloberfläche nicht über einen beliebig langen Zeitraum stabil (s. z.B. [7] [76]), sondern es erfolgt eine exponentielle Abnahme der Quantenausbeute mit der Zeit. Die exponentielle Abnahme wird durch die sogenannten Vakuumslebensdauer beschrieben, die über die Zeitkonstante im Exponentialgesetz definiert ist. Die Vakuumslebensdauer der Photokathoden ist durch die Anlagerung von Molekülen aus dem Restgas im Vakuum an der Kristalloberfläche limitiert, was eine Veränderung der Eigenschaften der für eine NEA benötigten Dipolschicht (vgl. Abschnitt 3.2) zur Folge hat. Untersuchungen zeigten, daß vor allem Wasser und Kohlendioxid die Oberfläche der Kathode entscheident verändern [23] [109]. Die Vakuumslebensdauer ist in guter Näherung umgekehrt proportional zum Partialdruck dieser Gase. Eine Lebensdauer von 1000 Stunden erfordert Partialdrücke dieser beiden Restgase von weniger als 2×10^{-13} mbar.

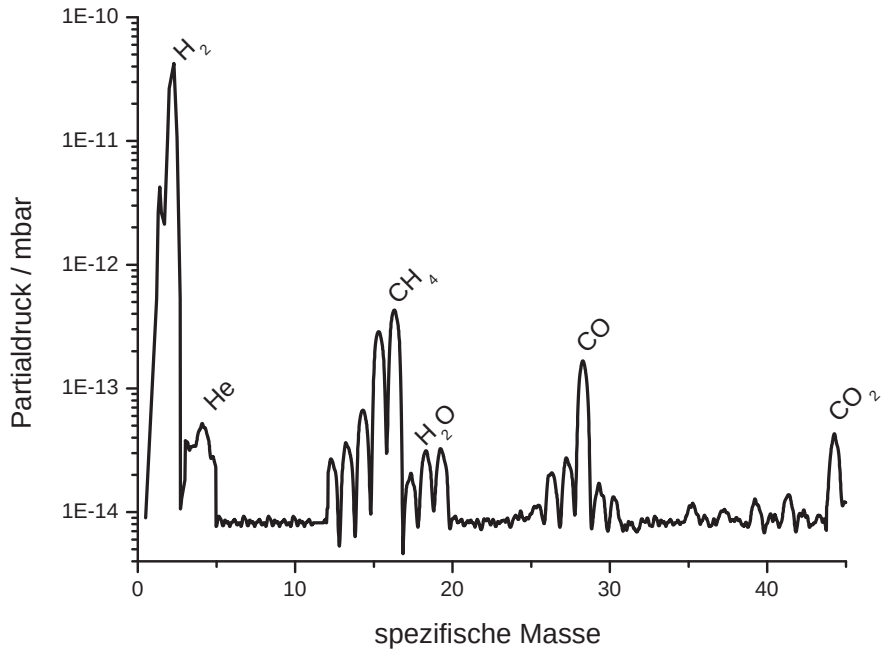


Abbildung 5.2: Massenspektrum des Restgases, aufgenommen nach ca. einjähriger Pumpzeit der Betriebskammer der 50 keV-Quelle.

5.2 Die Ladekammer

Da die Betriebskammer der Elektronenkanone nicht mehr für den Kristallwechsel belüftet werden soll, wurde eine Ladekammer konzipiert und aufgebaut [41]. Die Ladekammer ist so konstruiert, daß vornehmlich dort die Photokathoden ausgeheizt und aktiviert werden können. Durch das Ausheizen in der Ladekammer ist ein geringerer Restgasdruck der Betriebskammer der Elektronenkanone gegeben und damit eine Verbesserung der Lebensdauer der Photokathode. In Abbildung 5.3 ist die Ladekammer schematisch dargestellt. An zwei Seiten der Ladekammer sind Ventile angebracht. Das linke Ventil schließt die Verbindung zur Betriebskammer der Elektronenkanone, das rechte die Verbindung zur magnetischen Transportstange. Am Ende der Transportstange ist eine Gabel befestigt, mit der sich der Puck aufnehmen und transportieren läßt. Der Totaldruck in der Ladekammer beträgt ca. 1×10^{-11} mbar. Das Einbringen des Kristalls erfolgt durch Öffnen des oberen Teils der Ladekammer.
Unterhalb der Ladekammer ist ein Sichtfenster angebracht. Durch das Sichtfenster ist zum einen die Beleuchtung des Kristalls mit Laserlicht, zum anderen die berührungslose Messung der Kristalltemperatur durch schmalbandige Detektion der emittierten Infrarotstrahlung möglich. Der Halter, in dem der Kristall transportiert wird, wird für die Heizreinigung und Aktivierung auf einer ringförmigen Aufnahme in der Ladekammer abgelegt. Die Ausheizung des Kristalls auf die gewünschte Ausheiztemperatur[6] erfolgt durch eine Strahlungsheizung[7]. Zur Bedampfung des Kristalls sind unterhalb der ringförmigen

[6] Eine Aufheizung der Präparationskammer durch Heizstrahlung wird durch die den Kristall vollständig umfassenden Strahlungsschilde weitgehend vermieden.
[7] Die Strahlungsheizung läßt sich pneumatisch absenken. Sie besteht aus einem gewendelten Tantal-Filament und zwei Strahlungsschilden aus Molybdän.

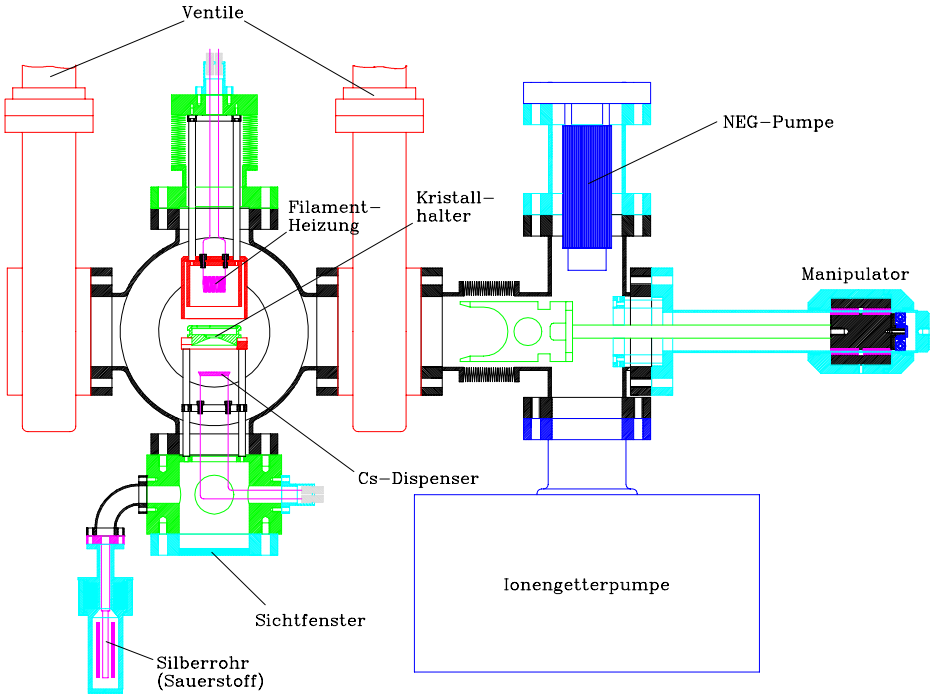


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Ladekammer [41].

Anode drei Cäsium-Dispenser[8] angebracht. Die Zufuhr von Sauerstoff erfolgt über ein seitlich montiertes dünnwandiges Silberrohr[9]. Nach der Aktivierung des Kristalls erfolgt der sofortige Transfer in die Betriebskammer der Elektronenkanone, da der Restgasdruck in der Betriebskammer geringer als der in der Ladekammer ist.

5.2.1 Das Lasersystem an der Ladekammer

Für die Aktivierung der Photokathoden in der Ladekammer wurde ein Lasersystem konzipiert und unterhalb der Kammer aufgebaut. In Abbildung 5.4 ist das System dargestellt. Es besteht aus einem HeNe-Laser (633 nm, Laserleistung 2 mW, linear polarisiertes Laserlicht) und einer GaAlAs-Laserdiode (829 nm, Laserleistung 30 mW) (vgl. Abschnitt 4.4), die in den Strahlengang eingebaut werden kann. Der Laserstrahl des jeweils verwendeten Lasers wird über Umlenkspiegel auf die Photokathode gelenkt. Während der Aktivierung der Photokathode wird der Emissionsstrom bei eingesetzten Laserleistungen von einigen μW[10] gemessen. Zur Reduktion der Laserleistung wurden Abschwächer und ein drehbar gehalterter polarisierender Strahlteilerwürfel (zur kontinuierlichen Verminderung der Laserleistung) in den Strahlengang eingebaut (eine ausführliche Darstellung der optischen Elemente findet sich in Kapitel 4). Die Laserleistung wird mit Hilfe eines Meßgerätes[11], das in den Strahlengang gebracht werden kann,

[8] Die Cäsium-Dispenser enthalten mehrere Milligramm Cäsiumchromat, das in $Zr_{0.84}Al_{0.16}$ gebunden ist. Beim Heizen der Cäsium-Dispenser auf 600° C wird diese Verbindung zu reinem Cäsium reduziert, welches durch eine Öffnung im Dispenser austritt.

[9] Durch Aufheizen des Silberrohrs auf Temperaturen über 450°C diffundiert ausschließlich Luftsauerstoff durch die Wand in die Vakuumapparatur.

[10] Höhere Emissionsströme würden zu einer Verschlechterung des Vakuums führen.

[11] Meßgerät der Firma *Coherent*, *FieldMasterGS* mit dem Detektorkopf LM-2. Zur Detektion kleiner Laserleistungen werden Halbleiterdetektoren (aus Silizium) mit schnellen Ansprechzeiten sowie hoher Lichtempfindlichkeit verwendet. Die Halbleiter absorbieren unter Bildung von freien Ladungsträgern das eingestrahlte Laserlicht. Der wesentliche Nachteil dieser Detektoren ist die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption. Aus diesem Grund müssen die Meßdaten korrigiert werden,

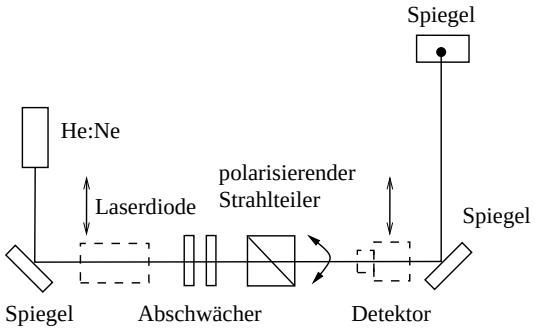


Abbildung 5.4: Lasersystem an der Ladekammer.

gemessen.

5.3 Der Transferkanal zum Linearbeschleuniger

In Abbildung 5.5 ist das neue Injektionssystem polarisierter Elektronenstrahlen [44], bestehend aus dem Titan-Saphir-Laser, der Laserstrahlführung, der Elektronenkanone, der Elektronenstrahlführung[12] sowie dem Linearbeschleuniger schematisch dargestellt. Der Laserpuls wird unterhalb eines sogenannten α-Magneten (für eine ausführliche theoretische Darstellung der in der Strahlführung dargestellten Elemente vgl. [99]) in das Vakuumsystem eingeführt und auf die Photokathode gelenkt. Der emittierte Elektronenstrahl läuft entgegen dem Laserpuls und wird durch den α-Magneten[13] um $90°$ abgelenkt. In die Strahlführung sind zur Reduktion der Strahlaufweitung durch Raumladung Solenoide (fokussie-

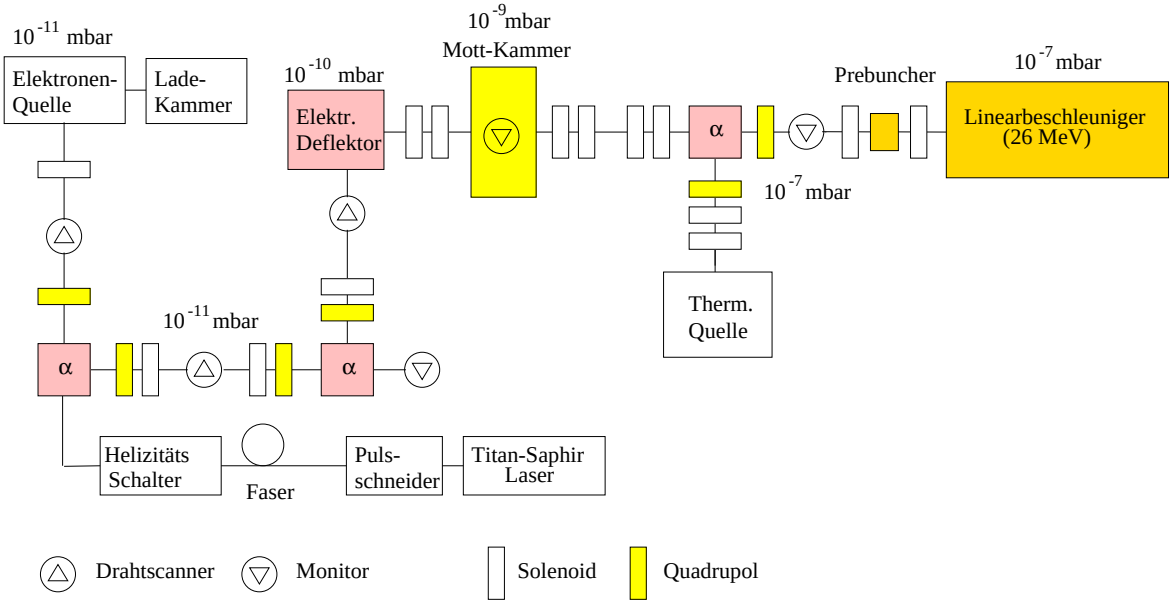


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Transferkanals von der 50 keV-Quelle bis zum Linearbeschleuniger. Die erreichten Drücke während des Betriebs in den einzelnen Sektionen sind eingezeichnet.

was direkt vom Meßgerät durchgeführt wird.

[12] Für eine ausführliche Darstellung der Konzeption und Umsetzung vgl. [41].

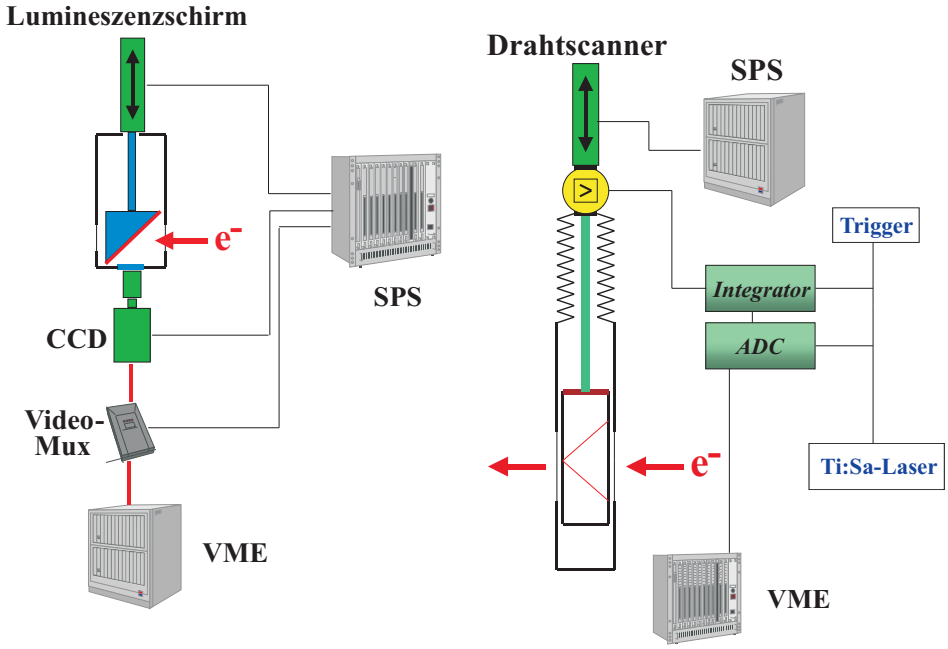
[13] Der α-Magnet stellt ein einfaches System einer magnetischen Ablenkung dar, bei dem der Elektronenstrahl zwar effektiv eine Ablenkung von $90°$ erfährt, das Magnetfeld des Magneten aber so gepolt ist, daß der Elektronenstrahl eine Bahnschleife von $270°$ beschreibt [99].

rend in beiden Strahlebenen) und Quadrupole (fokussierend in einer Ebene und defokussierend in der darauf senkrechten Ebene (transversal)) eingebaut. Da durch den Einsatz des α-Magneten die Zylindersymmetrie des Elektronenstrahls durch die magnetische Ablenkung gestört wird und eine vollständige Kompensation dieses Effekts durch den Einsatz eines zweiten α-Magneten möglich ist, ist ein zweiter α-Magnet in der Strahlführung eingebaut. Eine weitere $90°$-Ablenkung[14] (elektrostatischen Deflektor) ist durch einen Toruskondensator realisiert. Durch den Toruskondensator erfolgt eine Ausrichtung des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls in einen transversal polarisierten Elektronenstrahls (vgl. Abschnitt 2.2.3). Hinter dem Deflektor sind Doppelsolenoide in den Transferkanal eingebaut. Die Doppelsolenoide ermöglichen eine Entkopplung der Strahlfokussierung, welche proportional zum Quadrat des longitudinalen Magnetfeldes und damit unabhängig von seiner Richtung ist, und der Drehung der Spinvektoren, welche proportional zum Magnetfeld und damit abhängig von seiner Richtung ist, durch entgegengesetztes Polen der einzelnen Solenoide [41]. Der Abbildung 5.5 ist weiterhin die Strahlweiche (realisiert durch den dritten α-Magneten) zu entnehmen, die ein Umschalten zwischen thermischer und polarisierter Kanone ermöglicht. Zwischen dem elektrostatischen Deflektor und der Strahlweiche ist die *Mott*-Kammer zur Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation eingebaut (vgl. Kapitel 6). Nach der Strahlweiche erfolgt der Einschuß des Elektronenstrahls in den Linearbeschleuniger LINAC 2. In der Abbildung sind die gemessenen Drücke während des Betriebs der 50 keV-Quelle von der Quelle bis zum Linearbeschleuniger in den einzelnen Sektionen eingezeichnet. In der Betriebskammer und nach der ersten Umlenkung ergibt sich ein Druck von 10^{-11}mbar, im elektrostatischen Deflektor von 10^{-10}mbar, in der *Mott*-Kammer von 10^{-9}mbar und am Linearbeschleuniger von 10^{-7}mbar. Für eine systematische Einstellung und Optimierung des Transferkanals ist ein Diagnosesystem, bestehend aus unterschiedlichen Meßstationen, im Transferkanals eingebaut, das im folgenden näher erläutert wird.

5.3.1 Die Strahldiagnose

An sechs Stellen ist in der Strahlführung eine Diagnosestation plaziert. Es werden drei Lumineszenzschirme und drei sogenannte Drahtscanner verwendet. Die Plazierung der Elemente in der Strahlführung läßt sich aus Abbildung 5.5 entnehmen. Mit diesen Diagnosestationen läßt sich die Breite und die Position des Elektronenstrahls in der Strahlführung bestimmen. Als Lumineszenzmaterial der Lumineszenzschirme wird Cromox [53] verwendet. Die Lumineszenzschirme (s. Abbildung 5.6(a)) können zur Diagnose pneumatisch in den Strahlengang gefahren werden. Das vom Elektronenstrahl durch den Schirm erzeugte Bild wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Steuerung des Schirms, der CCD-Kamera und des Video-Multiplexers erfolgt durch eine sogenannte *SPS*[15]. Über einen Video-Multiplexer und einen VME-Rechner [16] wird das Bild dem Kontrollsystem (vgl. Abschnitt 2.1.1) der Beschleunigeranlage zur Verfügung gestellt. Das digitale Bild kann vom Kontrollsystem abgespeichert und weiterverarbeitet werden. Da bei der Detektion des Strahlprofils von Elektronenstrahlen hoher Intensität auf der Schirmoberfläche Moleküle freigesetzt werden, die eine Erhöhung des Drucks in der Strahlführung zur Folge haben, werden die Schirme im hinteren Teil der Strahlführung, entfernt von der Photokathode, eingesetzt.
Die Drahtscanner (s. Abb. 5.6(b)) bestehen aus einem rechteckigen Rahmen, auf dem ein Wolframdraht[17] in Form eines Dreiecks unter einem Winkel von $45°$ gespannt ist. Der Rahmen kann hydropneumatisch durch den Strahl gefahren werden. Beim Fahren des Rahmens wird die Position über einen potentiometrischen Weggeber aus Leitplastik bestimmt. Die Steuerung erfolgt über eine *SPS*. Bei der Messung

[14] Um den Einschlag von rückströmenden Ionen oder Elektronen des z.B. an den Wänden gestreuten Elektronenstrahls auf den Kristall zu verhindern, ist mindestens eine $90°$ Umlenkung erforderlich.
[15] *Speicher Programmierbare Steuerung*, Hersteller *Bosch*.
[16] VME-Rechner, die auf dem VME-Standard basieren, steuern einzelne Subsysteme der Beschleunigeranlage. Auf diesen Rechnern kommt das Echtzeitbetriebssystem VxWorks [113] zum Einsatz. Die Verbindung mit den jeweiligen Subsystemen erfolgt durch spezielle Ein- und Ausgabekarten, die die VME-Spezifikationen erfüllen.
[17] Die Dicke des Drahtes beträgt 50 μm.



(a) Schematische Darstellung des Lumineszenzschirms mit Steuerung und Weiterverarbeitungselektronik.

(b) Schematische Darstellung des Drahtscanners mit Steuerung und Weiterverarbeitungselektronik.

Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Diagnosestationen des Transferkanals.

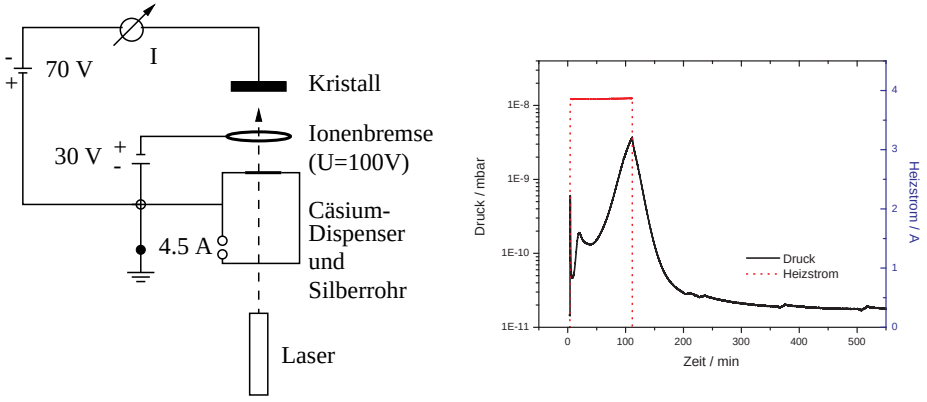
trifft ein kleiner Teil des Elektronenstrahls (einige mm Durchmesser) den Wolframdraht, wobei eine Ladung auf dem Draht deponiert wird, die proportional zur Strahlbreite in Drahtrichtung ist. Aus der Ladung wird durch einen auf dem Scanner montierten Vorverstärker eine proportionale Spannung erzeugt. Anschließend wird durch Integration, um zeitliche Schwankungen zu reduzieren, die Ladung des Elektronenpulses bestimmt. Durch einen Analog-Digital-Wandler (ADC) wird das Signal gewandelt und über einen VME-Rechner dem Kontrollsystem der Beschleunigeranlage zugeführt. Die Drahtscanner können aufgrund der geringen freigesetzten Gasmengen beim Durchfahren des Elektronenstrahls an jeder beliebigen Stelle des Transferkanals, auch in kristallnahen Bereichen, eingesetzt werden.
Desweiteren ist eine Bestimmung der Intensität des Elektronenstroms an drei verschiedenen Stellen des Injektionssystems möglich: Der emittierte Elektronenstrom der Betriebskammer wird mit Hilfe eines *Pearson*-Monitors[18] bestimmt. Dabei erfolgt eine induktive Messung der Spannung, im ”Ruhezustand” und unter Strahlentnahme. Aus der sich ergebenen Spannungsdifferenz wird der Emissionsstrom bestimmt.
Eine weitere Bestimmung des Elektronenstroms erfolgt in der *Mott*-Kammer. Zu diesem Zweck wird die Targetleiter des *Mott*-Polarimeters in den Strahl gefahren (vgl. Abschnitt 6.1.3). Der Elektronenstrahl trifft in der vorgesehenen Position nicht die Goldfolien, sondern die massive Halterung der Goldfolien. Die vom Halter absorbierte Ladungsmenge wird gemessen und mit einer geeigneten Elektronik weiterbearbeitet. Da bei der Absorption Sekundärelektronen erzeugt werden, die das Meßergebnis verfälschen,

[18] Dabei handelt es sich um eine Spule, die um das Kabel der Hochspannungszuführung gewickelt ist. Der *Pearson*-Monitor wird für die Bestimmung der Intensität des gepulsten Elektronenstrahls verwendet. Die Bestimmung beim kontinuierlichen Elektronenstrahl erfolgt mit Hilfe eines analogen Ausgangs des Netzgerätes.

wird die zylindrische Anode der *Mott*-Kammer als Gegenfeldelektrode[19] verwendet. Durch diesen Aufbau werden die Sekundärelektronen im Feld abgebremst und dem Absorber wieder zugeführt.
Eine weitere Bestimmung des Strahlstroms ist am Eingang des LINAC 2 durch Einbringen eines Strahlabsorbers, des sogenannten *Linac-Paddle*[20], in die Strahlführung möglich.

5.4 Die Kristallpräparation

Unter Verwendung der Ladekammer wurde ein Be-InGaAs/AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristall (KE 4138)[21] als Photokathode in die 50 keV-Quelle eingeschleust. Die Schichtsstruktur des *Strained-Superlattice*-Kristall ist in der Tabelle 5.1 dargestellt. Das Ausheizen der Photokathode erfolgt unter Verwen-



(a) Schematische Darstellung der Aktivierungseinheit in der Ladekammer.

(b) Druckverlauf während der Heizreinigung.

Abbildung 5.7: Aktivierungseinheit und Druckverlauf während des Ausheizen in der Ladekammer.

dung der Methode der Strahlungsheizung [74]. Die Photokathode wird durch die Wärmestrahlung eines ca. 1-2 cm von der Kathode entfernten stromdurchflossenen Filaments erhitzt.
Zur Vermeidung der Zerstörung des Kristalls durch Überhitzung ist eine genaue Kenntnis der effektiv erreichten Temperatur des geheizten Kristalls notwendig. Die Bestimmung der Temperatur des Kristalls erfolgt durch eine berührungslose Messung unter Verwendung eines Infrarotpyrometers, welches unterhalb der Ladekammer angebracht ist. Da das Pyrometer aufgrund seiner Spezifikationen erst ab einer Temperatur von ca. $500°\mathrm{C}$ verläßliche Werte mißt, für die Heizreinigung von *Strained-Superlattice*-Kristalls jedoch Ausheiztemperaturen von ca. $400°\mathrm{C}$ nicht überschritten werden sollten, wurde eine Eichmessung (unter Verwendung des noch in der Apparatur befindlichen homogen dotierten GaAs-Kristalls) durchgeführt. In Abbildung 5.8 ist die Temperatur gegen den Heizstrom des Filaments (gekennzeichnet durch die Punkte) dargestellt. Die obere Skala gibt den Wert der zum Heizstrom korrespondierenden Heizleistung an. Die durchgezogene Linie gibt in der doppellogarithmischen Darstellung die lineare Approximation der Meßwerte wieder. Temperaturen unterhalb von $450°\mathrm{C}$ werden von dem Pyometer mit dem konstanten Wert $450°\mathrm{C}$ angezeigt. Für eine Ausheiztemperatur von $400°\mathrm{C}$ ergab sich ein Heizstrom von 3.85 A. Da

[19] Als Gegenfeldelektrode wird üblicherweise ein dünnwandiges Metallgitter verwendet, das den Absorber umschließt und relativ zum Absorber auf negativem Potential liegt.

[20] Der Aufbau einer Gegenfeldelektrode ist aus Platzgründen nicht möglich. Aus diesem Grund wird die Messung durch Sekundärelektronen verfälscht.

[21] Der Kristall wurde freundlicherweise von Herrn T. Nakanishi (Universität von Nagoya (Japan)) für den Einsatz in der 50 keV-Quelle zur Verfügung gestellt.

As (≈ 2 μm, Schutzschicht)
Be-$In_{0.15}Ga_{0.85}As$ (48.0 Å, p = 3.8×10^{19}cm^{-3})
Be-$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ (31.1 Å, p = 4.75×10^{17}cm^{-3})
Be-dotierter *superlattice* 919.8 Å: 18 Schichten bestehend aus Be-$In_{0.15}Ga_{0.85}As$ (20.0 Å, p = 5.39×10^{17}cm^{-3}) Be-$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ (31.1 Å, p = 4.75×10^{17}cm^{-3})
Be-dotiert $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ (1 μm , p = 5.0×10^{18}cm^{-3})
Be-dotiert GaAs buffer layer (500 Å, p = 7.69×10^{18}cm^{-3})
Zn-dotiert GaAs Substrat (400 μm, p = 2×10^{19}cm^{-3}, Orientierung (100))

Tabelle 5.1: Schichtstruktur der Be-InGaAs/AlGaAs *Strained-Superlattice*-Photokathode (KE 4138) [75]. Der Kristall besitzt für den Transport eine Schutzschicht aus Arsen. Diese wird durch Erhitzen des Kristalls verdampft. Die Dotierung p der einzelnen Schichten ist in Klammern angegeben. Die mittlere Schicht wird durch eine abwechselnde Aufbringung (18-Lagen-Schichtung) der beiden angegebenen Halbleitersubstrate gebildet.

schon geringe Konzentrationen von Wasser, Kohlendioxiod und Sauerstoff zu einer vollständigen Oxidation der Oberfläche und der Ausbildung von Störstellen auf der Photokathode führen, wird diese für den Transport[22] zum Schutz mit Arsen[23] bedeckt [61]. Für die Verwendung des Kristalls in der 50 keV-Quelle muß die Schutzschicht, nachdem der Kristall in die Ladekammer eingebracht wurde, im Vakuum entfernt werden. Zur Entfernung der Schutzschicht sind Temperaturen von T $\approx$ 350°C notwendig. Zur vollständigen Entfernung von Oxiden, die sich nach der Präparation durch den aufgebrachten Sauerstoff in Form von CsO-Verbindungen an der Oberfläche angelagert und zur teilweisen Oxidation der Oberfläche geführt haben, müßte der Kristall auf Temperaturen von T $\approx$ 600°C nahe der Zerstörschwelle von GaAs (T $\approx$ 650°C) erhitzt werden.
Für den eingebauten *Strained-Superlattice*-Kristall wurde eine Zerstörtemperatur von 450°C vom Hersteller angegeben [75]. Die Photokathode wurde in der Ladekammer ausgeheizt. In Abbildung 5.7 (b) ist der zeitliche Verlauf des Drucks während des Ausheizens in der Ladekammer dargestellt. Der Kristall wurde ca. eineinhalb Stunden bei einer Temperatur von 400°C, (Heizstrom 3.85 A) erhitzt. Während des Ausheizens steigt der Totaldruck in der Ladekammer von ca. 1×10^{-11}mbar auf ca. 4×10^{-9}mbar an. Nach Beendigung des Ausheizens erfolgt die Abkühlung des Kristalls durch Wärmeabstrahlung. Während des Abkühlens des Kristalls fällt der Druck in der Ladekammer innerhalb von ca. 4 Stunden auf ca. 2×10^{-11}mbar ab. Durch das Ausheizen ist die Arsenschutzschicht verdampft. Nach der Abkühlung des Kristalls erfolgt die Aktivierung.
In Abbildung 5.7 (a) ist der Aufbau für die Kristallpräparation mit Sauerstoff und Cäsium in der Ladekammer dargestellt. Zwischen Kristall und Anode wird eine Ziehspannung von 100 V angelegt. Der Kristall wird abwechselnd mit Cäsium und Sauerstoff bedampft. Während des Präparationsprozesses wird der Kristall kontinuierlich mit einem HeNe-Laser (s. Abschnitt 4.4) beleuchtet. Der Emissionsstrom wird gemessen und daraus die Quantenausbeute bestimmt. Der Kristall wird zuerst durch Heizen der Cäsium-Dispenser mit Cäsium bedampft. Nach Erreichen des Quantenausbeutemaximums wird solange bedampft, bis die Quantenausbeute abnimmt (Übercäsierung). Der Heizstrom der Cäsium-Dispenser wird abgeschaltet und der Heizstrom des Silberrohrs angeschaltet. Nach ein paar Minuten durchläuft die Quantenausbeute ein weiteres Maximum. Der Heizstrom des Silberrohrs wird abgeschaltet und der Heizstrom der Cäsium-Dispenser wieder angeschaltet. Der Vorgang wird solange weitergeführt bis keine wesentliche Steigerung oder Abnahme des Maximalwertes der Quantenausbeute mehr festgestellt wird. Die erste Bedampfung der Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Photokathode mit Cäsium und

[22] Vom Hersteller zu den jeweiligen Nutzern an den Beschleunigeranlagen.
[23] Die Schutzschicht (1μm dick) wird direkt nach dem Kristallwachstum noch in der Ziehapparatur aufgebracht.

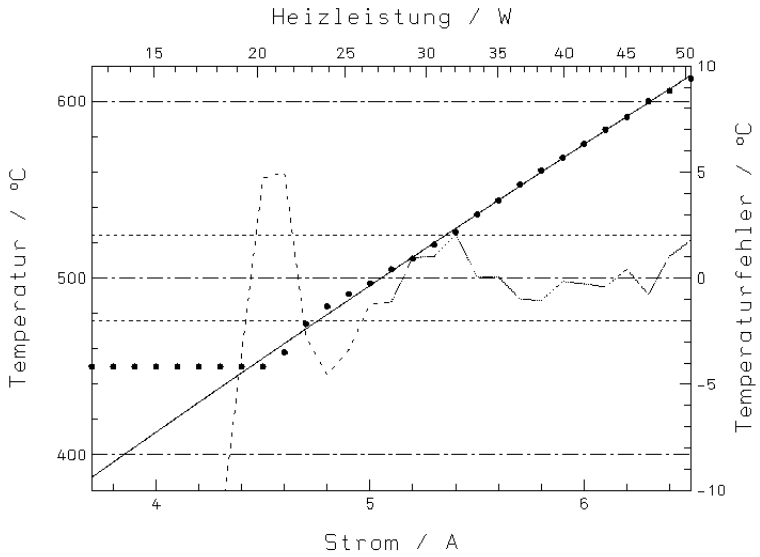


Abbildung 5.8: Temperatureichung der Ausheizapparatur. Meßwerte Temperatur gegen Heizstrom des Filaments sind durch Punkte gekennzeichnet. Die obere Skala gibt den Wert der zum Heizstrom korrespondierenden Heizleistung an. Die durchgezogene Linie gibt in der doppellogarithmischen Darstellung die lineare Approximation der Meßwerte wieder. Temperaturen unterhalb von $450°$C werden von dem Pyrometer mit dem Wert $450°$C angezeigt. Die gestrichelte Linie gibt den Temperaturfehler der einzelnen Meßpunkte wieder. Für eine Ausheiztemperatur von $400°$C ergab sich ein Heizstrom von 3.85 A.

Sauerstoff ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Es wurde eine Quantenausbeute von 3.7 % bei einer eingestrahlten Laserwellenlänge von 633 nm in der Ladekammer bestimmt. Nach der Aktivierung des Kristalls erfolgt der sofortige Transfer in die Betriebskammer der Elektronenkanone.

5.4.1 Zeitliches Verhalten der Quantenausbeute nach der Aktivierung

In Abbildung 5.10 ist die Quantenausbeute der Be-InGaAs/AlGaAs *Strained-Superlattice*-Photokathode nach den Aktivierungen in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Messungen wurden alle in der Betriebskammer der Elektronenkanone durchgeführt. Die Quantenausbeute wurde nach Gleichung 3.2 aus dem Emissionstrom bestimmt, der für die eingestrahlte Wellenlänge von 633 nm (HeNe-Laser) und für die Wellenlänge 829 nm (Laserdiode) aus der gemessenen Spannung bestimmt wurde (vgl. Abschnitt 5.3.1). Der Fehler der Quantenausbeutebestimmung beträgt ca. 10 % und wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in den Graphen eingetragen. Die einzelnen Aktivierungen sind durch senkrechte Striche voneinander abgegrenzt. Des weiteren wurde in den Graphen bei 1 % (für 633 nm) und bei 0.1 % (für 829 nm) eine horizontale Linie eingezeichnet. Sinkt die Quantenausbeute unter diese Grenze ist eine Aktivierung sinnvoll. Die Wahl dieser Grenze wurde experimentell durch den *Nutzstrahlbetrieb* vorgegeben, da bis zu dieser Grenze eine optimale Einstellung des Lasers für die Erzeugung des raumladungsbegrenzten Elektronenstrahls 100 mA möglich war. Nach der ersten Aktivierung wurde eine maximale Quantenausbeute von 0.4 % bei 829 nm bestimmt, bei einer eingestrahlten Laserleistung von 32.5 μW und einem daraus resultierenden Elektronenstrom von 87 nA. Für die Wellenlänge von 633 nm ergab sich bei einer eingestrahlten Laserleistung von 12 μW und einem daraus resultierenden Elektronenstrom von 184 nA eine Quantenausbeute von 3 %. Innerhalb von 20 Tagen nahm die Quantenausbeute bei 633 nm

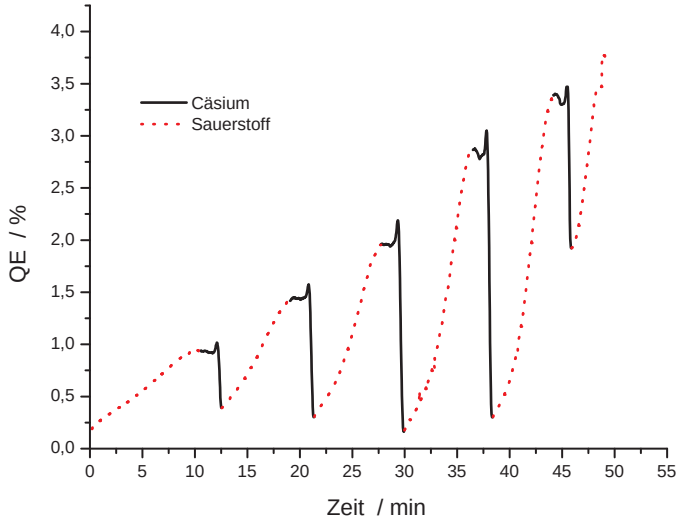


Abbildung 5.9: Die erste Bedampfung der Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Photokathode mit Cäsium und Sauerstoff (im vorliegenden Fall fehlt die erste Cäsium-Spitze, wegen des Einbaus von Abschwächern in den Strahlengang und damit unterschiedlichen Maximalausschlägen). Ein Zyklus beginnt mit Cäsium und endet mit Sauerstoff.

um einen Faktor zwei und bei 829 nm um einen Faktor zehn ab. Die Vakuumlebensdauer[24] L, auch im folgenden einfach als Lebensdauer bezeichnet, ist definiert als:

$$L = -\frac{T}{\ln \frac{Q_n}{Q_a}}, \tag{5.3}$$

mit der Anzahl T der Tage, der Quantenausbeute Q_a nach der Aktivierung und Q_n vor der nächsten Aktivierung. Sie ergibt sich nach der ersten Aktivierung für 633 nm zu ca. 600 h und für 829 nm zu ca. 200 Stunden.
Nach der zweiten Aktivierung wurden Quantenausbeuten von 0.22 % für 829 nm und 2.7 % für 633 nm bestimmt. Innerhalb von 60 Tagen reduzierte sich die Quantenausbeute auf Werte von 0.13 % (829 nm) und 2.16 % (633 nm), was Lebensdauern von ca. 2000 h und ca. 4500 h entspricht. Die Meßwerte sind in der halblogarithmischen Darstellung durch eine Ausgleichsgrade approximiert worden, wodurch der erwartete exponentielle Abfall der Quantenausbeute mit der Zeit bestätigt wurde.
Nach der dritten Aktivierung wurden Werte der Quantenausbeute von 0.52 % für 829 nm und 4 % für 633 nm bestimmt. Innerhalb von 96 Tagen reduzierte sich die Quantenausbeute auf Werte von 0.133 % (829 nm) und 1.96 % (633 nm), was Lebensdauern von ca. 2000 h und ca. 3000 h entspricht. Die Meßwerte sind ebenfalls durch eine Gerade approximiert worden.
Nach dem vierten Ausheizen wurden Quantenausbeuten von 0.258 % für 829 nm und 2.4 % für 633 nm errechnet. Innerhalb von 43 Tagen stieg die Quantenausbeute anschließend auf Werte von 0.3 % für 829 nm und 2.9 % für 633 nm an. Nach weiteren 87 Tagen ergaben sich Werte von 0.088 % für 829 nm und 0.573 % für 633 nm. Für die Lebensdauer ergaben sich Werte von 2900 h und 2191 h.

[24] Für die Lebensdauer wird eine exponentielle Abnahme der Quantenausbeute im Verlauf der Zeit beobachtet, was aber nur bei langen Zeiträumen (mehr als 2 Monate) auch wirklich zutrifft. Bei Zeiträumen unterhalb von 10 Tagen wurden auch auch schon davon abweichende Verläufe beobachtet [23]. Die Beeinflussung der Lebensdauer durch die Messung aufgrund des entnommenen Elektronenstrahls ist wegen der sehr kurzen Meßzeiten von einigen Sekunden im Vergleich zu den Zeiträumen in denen die Photokathode beobachtet wird von mehreren Wochen zu vernachlässigen.

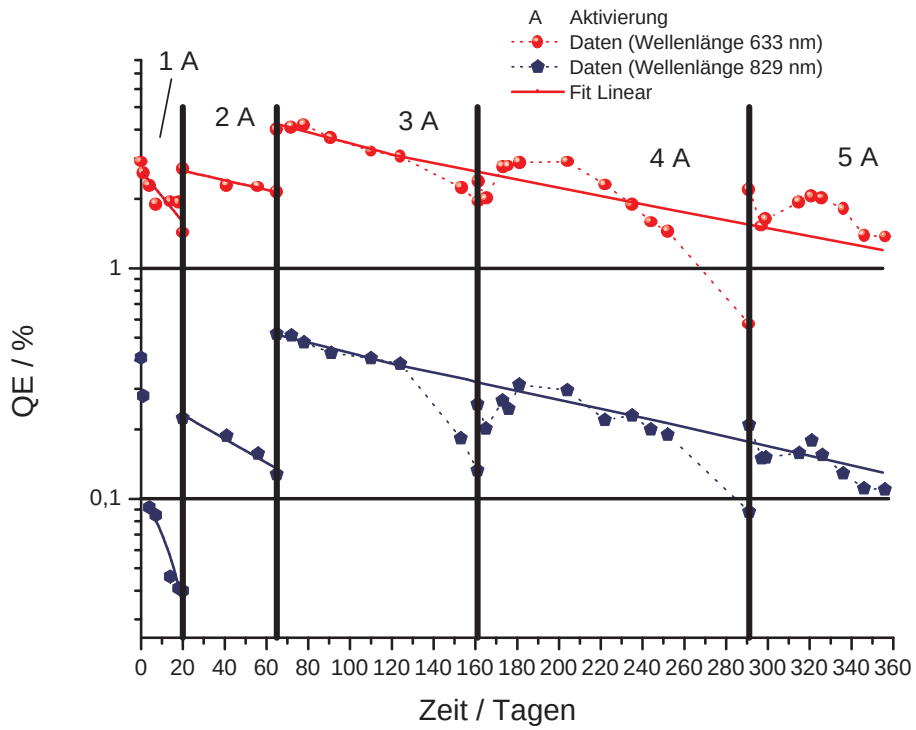


Abbildung 5.10: Zeitlicher Verlauf der Quantenausbeite nach der Aktivierung des *superlattice*-Kristalls. Der statistische Fehler der Meßwerte beträgt 10 % und ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet worden.

Nach der fünften Aktivierung wurden Werte der Quantenausbeute von 0.21 % für 829 nm und 2.2 % für 633 nm bestimmt. Innerhalb von 65 Tagen reduzierte sich die Quantenausbeute auf Werte von 0.11 % (829 nm) und 1.37 % (633 nm), was Lebensdauern von ca. 2400 h und ca. 3200 h entspricht.
Die Gerade der dritten Aktivierung ist auch durch die Meßwerte der vierten und fünften Aktivierung gelegt worden. Ein Vergleich der Meßwerte mit der Geraden zeigt, daß nur für die Meßwerte bei einer Wellenlänge von 830 nm ansatzweise eine Übereinstimmung besteht. Anhand der Approximation läßt sich jedoch abschätzen, daß bei der dritten Aktivierung ein Maximum der Quantenausbeute erreicht wurde. Bei den weiteren Aktivierungen reichte die Ausheiztemperatur von 400° nicht aus, um die sich auf der Oberfläche des Kristalls gebildeten Oxide vollständig zu beseitigen. Da eine Erhöhung der Ausheiztemperatur (vgl. Abschnitt 5.4) nicht möglich ist, nimmt die Quantenausbeute von Aktivierung zu Aktivierung ab. Der Abfall der Quantenausbeute, nach Erreichen einer maximalen Quantenausbeute, mit steigender Anzahl der Aktivierungen wurde auch von einer anderen Arbeitsgruppe beim Arbeiten mit diesen Kristalltypen beobachtet [95].
Die bestimmten Vakuumlebensdauern der Photokathode sind in guter Übereinstimmung mit den in der Betriebskammer gemessen Restgaspartialdrücken von Wasser und Kohlendioxid von ca. 3×10^{-14} mbar. Die Bestimmung der Quantenausbeute bei den zwei Wellenlängen 633 nm und 829 nm zeigt, daß kein signifikanter Unterschied im zeitlichen Verhalten der Meßwerte zu erkennen ist. Die Quantenausbeuten differieren jedoch in ihren Werten um ca. eine Größenordnung.

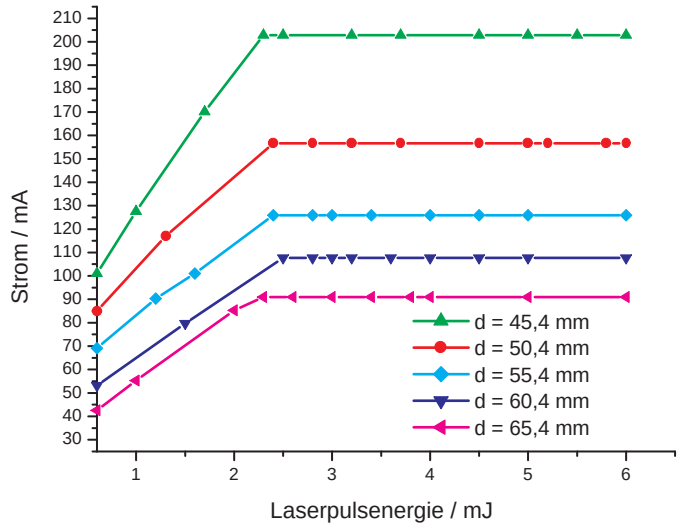


Abbildung 5.11: Experimentelle Bestätigung der Raumladungsbegrenzung durch Variation des Abstandes zwischen Kathode und Anode.

5.5 Messungen an der 50 keV-Quelle

5.5.1 Verifizierung der Raumladungsbegrenzung

In Abbildung 5.11 ist der Emissionstrom der Photokathode in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie für verschiedene Abstände zwischen Anode und Kathode aufgetragen. Die Messungen wurden mit dem gepulsten Titan-Saphir-Laser (eingestellte Wellenlänge 830 nm) durchgeführt. Für kleine Pulsenergien (bis ca. 2 mJ) steigt der Emissionsstrom an. Bei höheren Laserpulsenergien (ab ca. 2 mJ) ist trotz Steigerung der Pulsenergie keine Steigerung des Emissionsstroms möglich. Der Emissionstrom nimmt einen konstanten Wert in Abhängigkeit vom Abstand Kathode-Anode an, man spricht vom sogenannten raumladungsbegrenzten Strom. Der raumladungsbegrenzte Strom kann durch Variation des Abstandes (von 45,4 mm bis 65,4 mm) zwischen 90 und 200 mA variiert werden.
In Abbildung 5.12 sind die Ergebnisse der Simulation des raumladungsbegrenzten Maximalstroms für verschiedene Kristalldurchmesser in Abhängigkeit vom Abstand der Kathode zur Anode dargestellt [41]. Zum Vergleich mit den Meßwerten sind auch diese eingezeichnet. Die Linien geben die Simulation mit EGUN[25] [39] wieder. Die Punkte repräsentieren die Meßwerte. Die numerische Simulationen zeigt, daß der raumladungsbegrenzte Strom zwischen 60 und 330 mA variiert werden kann, ohne die Beschleunigungsspannung zu verändern. Die Abweichung der Meßwerte von den berechneten Werten läßt sich wie folgt erklären [41]: Der EGUN-Code legt für die Berechnung eine Impulsverteilung der Elektronen an der Oberfläche der Photokathode zu Grunde, die der Emission einer Glühkathode entspricht. Die durch den Photoeffekt verursachte Emission bedingt jedoch eine andere thermische Verteilung der Elektronen.
In Abbildung 5.13 ist der Emissionsstrom der Photokathode für zwei verschiedene Quantenausbeuten[26] (0.4 % und 0.015 %) in Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserpulsenergie dargestellt. Bei niedriger Quantenausbeute (0.015 %) geht der Emissionstrom mit steigender Laserpulsenergie in Sättigung (La-

[25] Dieses Programm löst nach Eingabe der Elektrodenkonfiguration die Poisson-Gleichung zunächst ohne Elektronenstrahl und verfolgt dann iterativ die Entwicklung bei Einbringung von feldverändernden Elektronenstrahlen. Es wird eine Feldkarte erstellt und der Verlauf des Elektronenstrahls wird berechnet. Ferner liefert das Programm einen Wert der Emittanz am Ende des simulierten Bereiches.
[26] Die Quantenausbeuten wurden unter Verwendung der Meßwerte, die mit der 830 nm Laserdiode bestimmt wurden, berechnet.

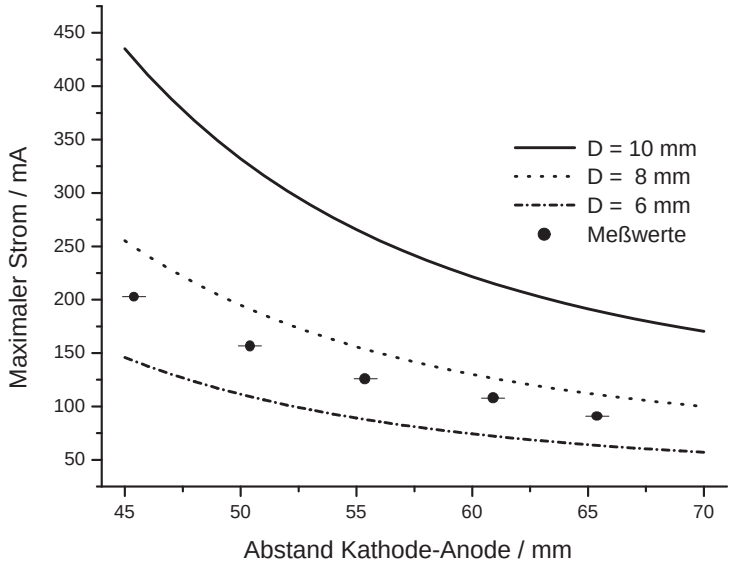


Abbildung 5.12: Simulation des raumladungsbegrenzten Maximalstroms für verschiedene Kristalldurchmesser in Abhängigkeit vom Abstand der Kathode zur Anode. Die Linien geben die Simulation mit EGUN wieder. Die Punkte repräsentieren die Meßwerte.

dungssättigung) (vgl. Abschnitt 3.4.1). Trotz steigender Laserpulsenergie ist keine Erhöhung des Emissionsstroms möglich. Bei höherer Quantenausbeute (0.4 %) steigt der Emissionstrom zunächst linear mit der Laserpulsenergie an. Durch die Geometrie der Kathodenanordnung bestimmt tritt bei hohen Energien die Raumladungsbegrenzung auf. Der Emissionstrom nimmt trotz steigender Laserenergie einen konstanten Wert an.

5.5.2 Emissionseigenschaften der Photokathode

Im Vorgriff auf Kapitel 6 werden an dieser Stelle einige Ergebnisse der Polarisationsbestimmung des Elektronenstrahls dargestellt. Die Emissionseigenschaften der *Strained-Superlattice*-Photokathode konnten durch Ermittlung der Quantenausbeute und Messung der Polarisation durch *Mott*-Streuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlten Laserlichtes unter Verwendung des Dauerstrich-Titan-Saphir-Lasers bestimmt werden und sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Ergebnisse der Messungen zeigen, daß mit größer werdender Wellenlänge die Polarisation zunächst nahezu konstante kleine Werte animmt, dann einen maximalen Wert animmt und schließlich wieder abnimmt. Die Quantenausbeute dagegen besitzt bei kleinen Wellenlängen ein Maximum und nimmt zu größer werdenden Wellenlängen ab. Aus der Abbildung ist zu entnehmen, daß sich eine maximale Polarisation von $(80 \pm 5)\%$[27] bei einer Wellenlänge von 830 nm und einer korrespondierenden Quantenausbeute von $0.2\ \%$ ergibt. Desweiteren wurde die Polarisation bei einer Quantenausbeute von 0.4 % (Wellenlänge 830 nm), d.h. direkt nach der Aktivierung, und bei einer Qauntenausbeute von ca. 0.015 %, d.h. direkt vor der nächsten Aktivierung, bestimmt. Vor dem Ausheizen betrug die Polarisation P = $(85 \pm 5)\%$, danach wurden wieder Werte von P = $(80 \pm 5)\%$ berechnet. Mit sinkender Quantenausbeute steigt die Polarisation des emittierten Elektronenstrahls also an. Da die Depolarisation der Elektronen durch Wechselwirkung (Stöße) untereinander im Kristall erfolgt (vgl. Abschnitt 3.2), hat eine Steigerung der Anzahl der Elektronen auch eine

[27] Der große systematische Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit bei der Foliedickenextrapolation und wird ausführlich in Kapitel 6 dargestellt.

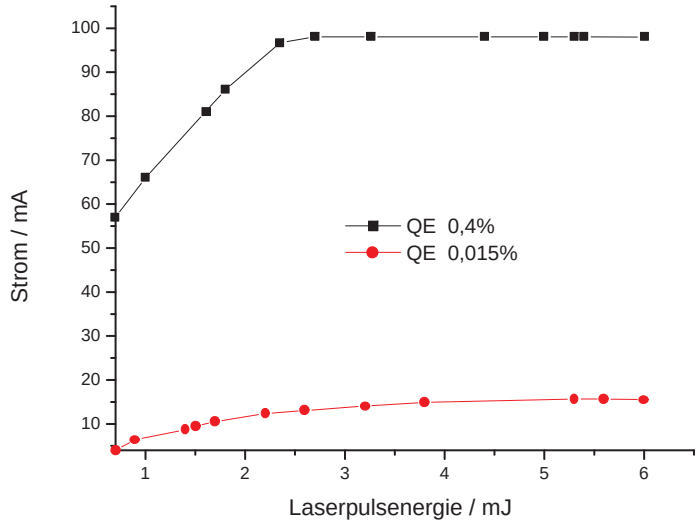


Abbildung 5.13: Experimentelle Bestätigung der Ladungssättigung (unten) und Raumladungsbegrenzung (oben).

Steigerung der Wechselwirkung während der Diffusion zur Kristalloberfläche zur Folge. Der emittierte Elektronenstrahl besitzt eine geringere Polarisation. Bei einer geringen Anzahl von Elektronen wechselwirken die Elektronen auf ihrem Weg in das Vakuum nur wenig und es tritt kaum Depolarisation auf. Der emittierte Elektronenstrahl besitzt eine höhere Polarisation.

5.5.3 Die Struktur des Elektronenpulses

In Abbildung 5.15 ist die zeitliche Struktur des geschnittenen Laserpulses (Laserpulsenergie 4 mJ) des gepulsten Titan-Saphir-Lasers dargestellt (unten) (vgl. Kapitel 4.2). Darüber (obere Spur) ist die Elektronenemission in der Raumladung (in dieser Einstellung beträgt der Maximalstrom 100 mA) zu erkennen. Die Ozillationen, die in der Struktur des Elektronenpulses zu erkennen sind, werden durch Störungen verursacht, die sich dem Signal beim Transport durch das Kabel überlagern. Trotz dieser Oszillationen ist der Abbildung zu entnehmen, daß aus einem ungleichmäßigen, stark schwankendem Laserpuls durch die Raumladungsbegrenzung, da ausreichend Laserleistung zur Verfügung steht, ein rechtecktförmiger Elektronenpuls erzeugt wird. Vor dem Elektronenpuls ist ein einzelner kleiner Puls zu erkennen. Dieser Puls, entspricht dem Rest des ersten *spike* des ungeschnittenen Laserpulses (vgl. Abb. 4.2). Der Puls wird durch die unvollständige Unterdrückung des Pulsschneidesystems bedingt. Vornehmlich der erste *spike* wird aufgrund seiner hohen Intensität nicht ausreichend abgeschwächt. Da die Photokathode beim Auftreffen dieses Pulses geringer Intensität (vor dem Laserpuls ist er nicht zu erkennen, Laserpulsenergie weniger als 0.1 mJ) noch ”frisch” ist, d.h. es hat sich keine Ladung auf der Kristalloberfläche angesammelt (vgl. Abschnitt 3.4.1), kommt es zu einem hohen Emissionstrom von ca. 40 mA. Nach dem 1 μs langen Elektronenpuls (d.h. nach Abschalten des Laserpulses) sinkt die Intensität nicht auf Null ab. Dieses wird durch die langsame Abklingzeit der Pockelszelle nach dem Umschalten bedingt. In der Abbildung 5.15 ist weiterhin der Elektronenpuls (97 mA) in der *Mott*-Kammer dargestellt. Die Transfereffizienz des Elektronenpulses von der Elektronenkanone bis in die *Mott*-Kammer beträgt somit mehr als 95 %. Die Form des Elektronenpulses ist rechteckförmig.

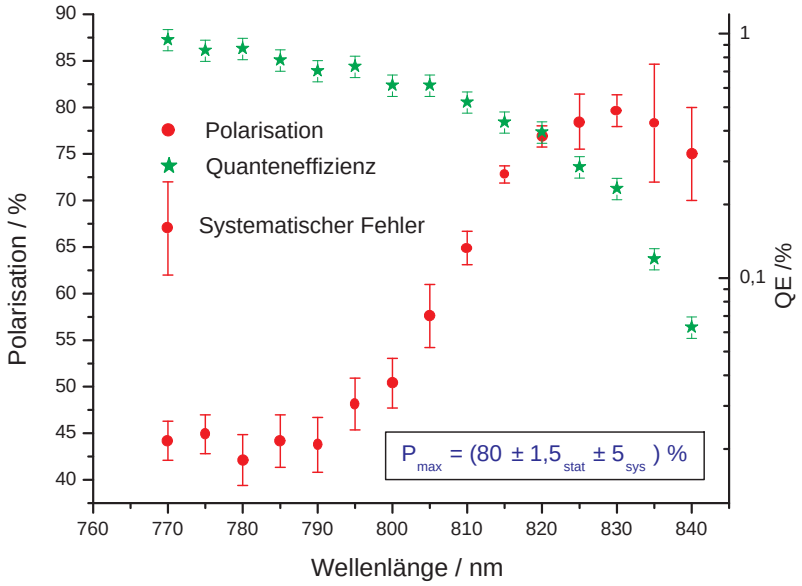


Abbildung 5.14: Polarisation und Quantenausbeute des emittierten Elektronenstrahls des Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristalls in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Der große symmetrische Fehler wird durch die Unsicherheit bei der Foliendickenextrapolation verursacht (vgl. Kapitel 6).

5.5.4 Solenoid-Kalibration

Im folgenden Abschnitt wird die Messung zur Kalibration des ersten Solenoiden der Strahlführung vorgestellt. Durch Messen des Strahlprofils des Elektronenstrahls, unter Verwendung des Drahtscanners, in Abhängigkeit des Betriebsstromes des Solenoiden[28] soll die Brennweite des Solenoiden bestimmt werden.
Zunächst werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung eines Elektronenstrahls vorgestellt. Der zur Auswertung der Pofilmessungen verwendete Formalismus wird motiviert (vgl. [32] [86] [99] [112]). Es folgt eine Beschreibung der durchgeführten Messung mit anschließender Diskussion des Ergebnisses.

Die Emittanz

Betrachtet man zunächst ein Teilchen ohne Energieabweichung, auf das nur lineare äußere Kräfte wirken, so gilt folgende Bewegungsgleichung *Hill'schen Typs* (s. z.B. [112]):

$$x''(z) \; + \; k(z)\, x(z) \; = \; 0, \tag{5.4}$$

mit der Strahlausbreitung x in Abhängigkeit vom Strahlort z und den Fokussierungsstärken der Strahlführungsmagnete $k(z)$. Eine allgemeine Lösung[29] dieser Differentiallgleichung ist:

$$x(z) \; = \; \sqrt{\epsilon}\sqrt{\beta(z)}\cos(\Psi(z) \; + \; \Psi_0), \tag{5.5}$$

mit der Konstanten der Bewegung ϵ, der sogenannten Emittanz, und mit der sogenannten Betafunktion $\beta(z)$, die eine vom Anfangswert $\beta(0)$ und den Strahlführungselementen abhängige Amplitudenfunktion

[28] Die Kalibration des Solenoiden vor dem Einbau konnte nicht durchgeführt werden, da er direkt auf das Vakuumrohr gewickelt wurde.
[29] Die Lösung ist eine pseudoharmonische Schwingung, die als sogenannte Betatronschwingung bezeichnet wird.

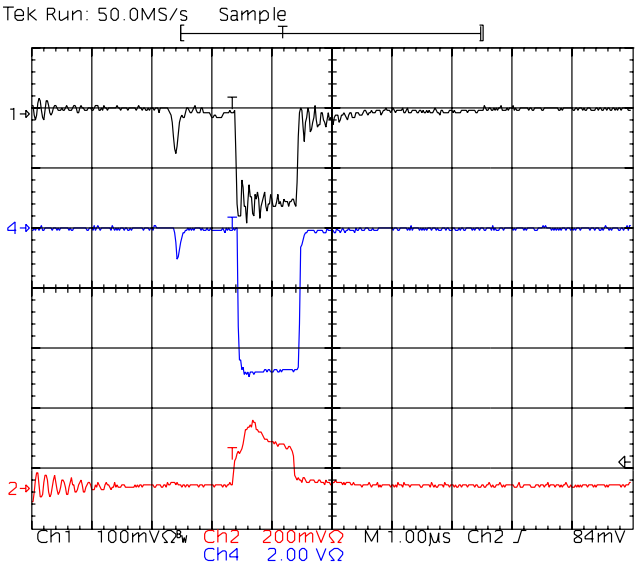


Abbildung 5.15: Darstellung des Laserpulses (unten), des daraus resultierenden Elektronenpulses (oben) und des Pulses in der *Mott*-Kammer (mitte).

ist und der Phasenfunktion $\Psi(z)$. Das Teilchen beschreibt transversale Bewegungen mit der Amplitude $\sqrt{\epsilon\,\beta(z)}$ um die Strahlachse.
Aus der Kenntnis des Ortes x und des Winkels x', den die Teilchenbahn mit der Strahlachse bildet, läßt sich der Ort und der Winkel an jeder Stelle z der Teilchenbahn bestimmen. Im Phasenraum wird x' gegen x aufgetragen. Es zeigt sich, daß sich das Teilchen im durch x' und x aufgespannten Phasenraum auf einer Ellipse bewegt. Betrachtet man nun nicht mehr ein Teilchen, sondern ein Teilchenensemble, so nimmt im zweidimensionalen Phasenraum ein Teilchenensemble eine Fläche und im mehrdimensionalen ein Volumen ein. Unter der Vorraussetzung, daß das Teilchenensemble kanonischen Bewegungen gehorcht, ist das Volumen eines Phasenraum-Volumenelements zeitlich konstant[30] und die Emittanz eine Invariante der Bewegung. Die Emittanz ist ein Maß für die Strahlqualität. Für die Darstellung der Fläche, die vom Elektronenstrahl im zweidimensionalen Phasenraum eigenommen wird, läßt sich z.B. folgende Gleichung[31] zur Beschreibung der Ellipse aufstellen [99] [112]:

$$\epsilon \;=\; \gamma x^2 \;+\; 2\alpha x x' \;+\; \beta x'^2, \tag{5.6}$$

mit

$$\gamma \;=\; \frac{1+\alpha^2}{\beta} \;\; und \;\; \alpha \;=\; \frac{\beta'}{2}, \tag{5.7}$$

mit den Twissparametern[32] γ, α und β.

Auswertung der Profilmessung

An dieser Stelle wird der verwendete Formalismus zur Auswertung der Strahlprofilmessung dargestellt. Die mit dem Scanner gemessene Strahlbreite $\sigma(z)$ läßt sich wie folgt beschreiben:

$$\sigma(z) \;=\; \sqrt{\epsilon \cdot \beta(z)}, \tag{5.8}$$

[30] Satz von *Liouville*.
[31] Unter der Vorraussetzung, daß der Teilchenstrahl eine gaußförmige, transversale Ladungsdichteverteilung besitzt.
[32] γ und β beinhalten Informationen über die Breite und die Divergenz des Teilchenensembles und α gibt Aufschluß über die Neigung der Ellipse [18]. Zur vollständigen Beschreibung der Bewegung des Teilchens ohne Impulsabweichung reichen zwei dieser Parameter aus.

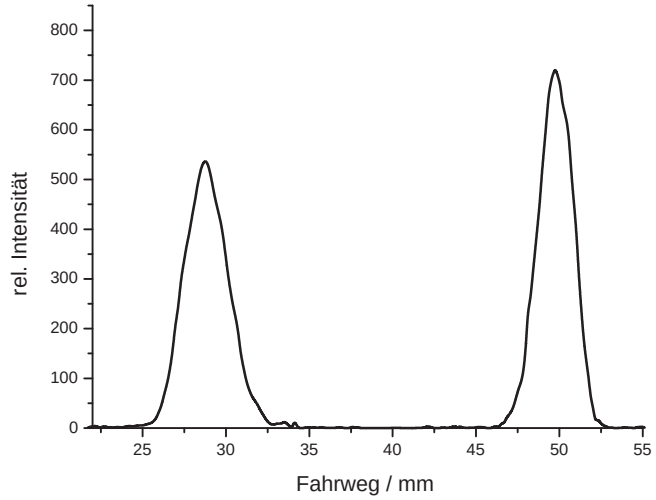
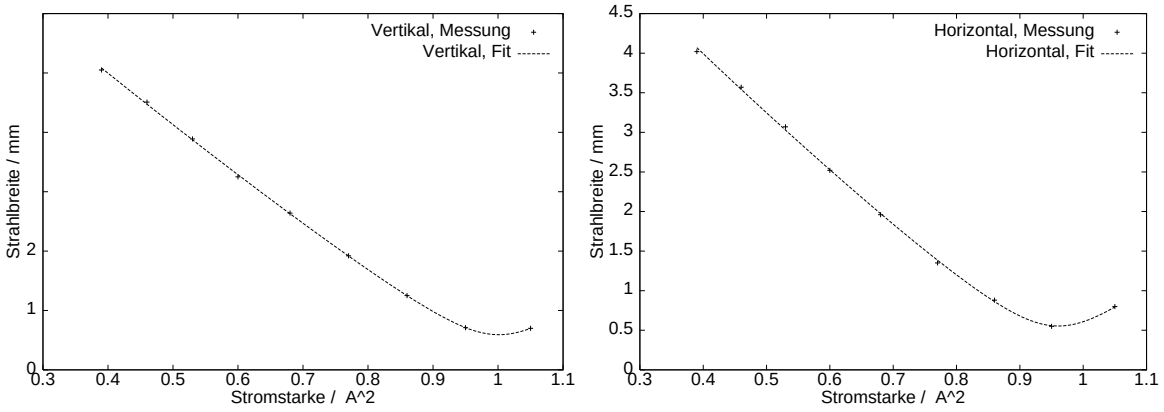


Abbildung 5.16: Transversales Strahlprofil (zuerst das horizontale dann das vertikale), aufgenommen mit dem ersten Scanner in der Strahlführung. Aufgetragen ist die bestimmte relative Intensität des Elektronenstrahls in Abhängigkeit vom Fahrweg des Meßrahmens. Da sowohl beim Reinfahren als auch beim Rausfahren des Meßrahmens die Intensität des Elektronenstrahls gemessen wird, sind die gemittelten Werte aufgetragen. Der Elektronenstrahl wurde unter Verwendung des unterhalb der Elektronenkanone plazierten HeNe-Lasers erzeugt.



(a) Vertikale Strahlbreite.

(b) Horizontale Strahlbreite.

Abbildung 5.17: Ergebnis einer Solenoid-Scanner-Messung mit Approximation an die Meßwerte.

mit der Emittanz ϵ und der Betafunktion $\beta(z)$. Die Funktion $\beta(z)$ läßt sich auf die optische Funktion am Startpunkt des Meßaufbaus zurückrechnen (vgl. [32], [86]):

$$\beta(z) \;=\; m_{11}^2\beta_0 \;-\; 2\,m_{11}\,m_{12}\cdot\alpha_0 \;+\; m_{12}^2\,\frac{1\;+\;\alpha_0^2}{\beta_0}, \tag{5.9}$$

mit den Matrixelementen m_{11} und m_{12}, die die Elemente der Strahlführung beschreiben. Im vorliegenden Fall, einer Driftstrecke der Länge l zwischen dem Scanner und dem Solenoiden mit der Brennweite

$1/f$ und der Länge L, ergeben sich die Matrixelemente m_{11} und m_{12} zu (vgl. [32], [86]):

$$m_{11}(\frac{1}{f}) \;=\; \cos^2 \sqrt{\frac{L}{f}} - \sqrt{\frac{1}{f\,L}}\,\cos\sqrt{\frac{L}{f}}\,\sin\sqrt{\frac{L}{f}} \tag{5.10}$$

und

$$m_{12}(\frac{1}{f}) \;=\; l\,\cos^2\sqrt{\frac{L}{f}} \;+\; \sqrt{\frac{f}{L}}\cos\sqrt{\frac{L}{f}}\,\sin\sqrt{\frac{L}{f}}, \tag{5.11}$$

mit

$$\frac{1}{f} \;=\; k\cdot I^2, \tag{5.12}$$

dem Proportionalitätsfaktor k und dem Betriebsstrom des Solenoiden I. Aus der Kenntnis der Stromstärke, dem horizontalen und dem vertikalen Strahlprofil läßt sich unter Verwendung eines Fits (*Marquardt-Levenberg-Algorithmus*) an die Meßwerte die Emittanz, β_0 bzw. β an der Stelle z, α und der Proportionalitätsfaktor k bestimmen. Durch eine hohe Anzahl an Meßwerten kann dabei durch die Redundanz an Meßwerten unter Verwendung eines geeigneten Fits der Meßfehler klein gehalten werden.

Durchführung der Kalibration

Die Kalibrationsmessung wurde für den ersten Solenoiden der Strahlführung durchgeführt. Unter Verwendung des unterhalb der Betriebskammer plazierten HeNe-Lasers[33] (vgl. Abschnitt 4.4) wurde ein Elektronenstrahl (ca. 100 nA) erzeugt. In Abhängigkeit von der Stromstärke des Solenoiden wurden mit dem Scanner Strahlprofile des Elektronenstrahls aufgenommen. Da sowohl beim Reinfahren als auch beim Rausfahren des Meßrahmens die Intensität des Elektronenstrahls gemessen wird, wurden die Meßwerte gemittelt. In Abbildung 5.16 ist ein mit dem Scanner aufgenommenes Strahlprofil dargestellt. Anhand der gemittelten Meßwerte wurde unter Verwendung einer Gauß-Approximation die horizontale und vertikale Breite der Profils (FWHM) bestimmt. Die sich ergebene horizontalen und vertikalen Strahlbreiten wurden gegen die quadratische Stromstärke aufgetragen und approximiert. Unter Verwendung der Approximation wurde die horizontale Emittanz zu $\epsilon \;=\; 4.32\;\pi$ mm mrad und die vertikale Emittanz zu $\epsilon \;=\; 3.74\;\pi$ mm mrad mit einem Fehler des Fits von 30 % bestimmt. Der große Fehler läßt sich dadurch erklären, daß sich durch die geringe Anzahl an Meßdaten nicht die hyperbelförmige Abhängigkeit der Strahlbreite von der Stromstärke des Solenoiden eindeutig nachweisen lies. Aufgrund der Unsicherheit der Meßdaten konnte das Minimum (der Scheitel der Hyperbel) nicht hinreichend genau bestimmt werden. Unter Verwendung des EGUN-Codes (vgl. Abschnitt 5.5.1) wurde die Emittanz des Elektronenstrahls, unter Berücksichtigung der Parameter des Lasers und der Kathodenanordnung, berechnet: $\epsilon \;=\; 3.522\;\pi$ mm mrad.
Der Proportionalitätsfaktor k wurde zu 4.38 mit einem Fehler von 25 % bestimmt. Mit dem Proportionalitätsfaktor kann nun jedem Stromwert des Solenoiden eine entsprechende Brennweite zugeordent werden. Unter Verwendung von k = 4.38 wurde die Brennweite bei einer Stromstärke von 1.03 A, die für den *Nutzstrahlbetrieb* eingestellt wurde, zu 215 mm bestimmt. Ein Vergleich mit der in [41] bestimmten Brennweite von f = 195 mm für den *Nutzstrahlbetrieb* zeigt, daß die Werte innerhalb des Fehlers übereinstimmen.

5.6 Betriebserfahrungen bei der *Nutzstrahlerzeugung*

Ein durchgehender Betrieb der Quelle über einen längeren Zeitraum (1 bis 3 Wochen) ist zur Zeit bei der Beschleunigeranlage ELSA nur in Verbindung mit dem Mittelenergieexperiment GDH möglich. Aus

[33] Laserleistung ca. 12 μW, mit einem Durchmesser des Laserstrahls von ca. 3 mm auf dem Kristall.

diesem Grund kann die Betriebslebensdauer der Photokathode im Betrieb nur abgeschätzt werden. Aus drei Betriebszyklen von zweimal 1 Woche und einmal 2 Wochen kann jedoch festgestellt werden, daß die Lebensdauer einige tausend Stunden beträgt. Zuletzt wurde ein dreiwöchiger Betrieb durchgeführt bei dem die Quelle einen konstanten Strom von 100 mA lieferte, ohne dabei einen signifikanten Einbruch in der Quantenausbeute zu zeigen. Die Quantenausbeute wurde vor und nach der dreiwöchigen Strahlzeit bestimmt. Es ergaben sich Werte von 0.22 %[34] und 0.2 % für die Wellenlänge von 829 nm und von 2.2 % und 1.9 % für die Wellenlänge von 633 nm. Das ergibt Lebensdauern unter Strahlentnahme von mehr als 5000 h (829 nm) und 3500 h (633 nm). Dieses ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen, die zur Vakuumslebensdauer der Kristalle gemacht wurden. Aus dieser einzelnen Messung kann jedoch noch keine dezidierte Aussage über die Betriebslebensdauer, d.h der Zeit, die zwischen zwei Aktivierungen unter Strahlentnahme vergeht, gemacht werden. Anhand der Erfahrungen kann jedoch abgeschätzt werden, daß Betriebslebensdauern von mehr als 2000 h erreichbar sind. Wenn somit vor einer Strahlzeit der Kristall aktiviert wurde, kann die Strahlzeit ohne weitere Aktivierung durchgeführt werden.
Während der Strahlzeit zeigte sich ein zuverlässiges Betriebsverhalten der Elektronenkanone, was den Schluß einer nahezu hundert prozentigen Verfügbarkeit nahelegt [44]. Die Betriebsbedingungen blieben über den gesamten Zeitraum der Messung ohne weitere Maßnahmen (z.B. Erhöhung der Laserleistung) unverändert. Die Transfereffizienz der Strahlführung lag bei allen Strahlzeiten bei mehr als 95 %. Die gute Reproduzierbarkeit der Elektronenstrahllage gestattet eine schnelle Verfügbarkeit der neuen Quelle. Nachdem eine optimale Einstellung[35] des Transferkanals gefunden wurde, können die Betriebseinstellungen aller in der Strahlführung verwendeten Elemente mit Hilfe des Kontrollsystems, in Form eines Datensatzes, abgespeichert werden. Beim Einschalten des Injektorssytems kann nun ein solcher Datensatz geladen werden. In der Regel steht im Anschluß sofort der Elektronenpuls zur Weiterbeschleunigung am Einschuß in den Linearbeschleuniger zur Verfügung.

5.7 Vergleich mit Quellen an anderen Beschleunigern

In der Tabelle 5.2 sind die Betriebsparameter der weltweit betriebenen GaAs-Quellen polarisierter Elektronenstrahlen dargestellt. In den beiden ersten Spalten sind noch einmal die Parameter der beiden Bonner Quellen aufgezeigt. Im direkten Vergleich zeigt sich, daß durch den Einsatz der 50 keV-Quelle eine Steigerung der Betriebslebensdauer der Photokathode um mehr als einen Faktor 40 erfolgte. Die Strahlintensität am Experiment konnte um einen Faktor von mehr als 10 erhöht werden. Vergleicht man die erreichte Ströme[36] nach der Injektion im Synchrotron (12 mA mit der 50 keV- und 0.1 mA mit der 120 keV-Quelle), so sollten am Experiment noch höhere Ströme durch Verbesserung der Transfereffizienz in den Stretcherring und anschließender Extraktion aus dem Stretcherring, erreichbar sein. Durch den erstmaligen Einsatz eines *Strained-Superlattice*-Kristalls in der 50 keV-Quelle für die *Nutzstrahlproduktion* konnte eine Steigerung der Elektronenstrahlpolarisation von 64 % auf 80 % erzielt werden.
Neben den Quellen der Bonner Beschleunigeranlage ELSA werden bzw. wurden noch an fünf weiteren Beschleunigeranlagen Quellen polarisierter Elektronenstrahlen eingesetzt: in Mainz am *Mainzer Microtron* (MAMI), in Bates (USA) am *Linear Accelerator Center* (MIT Bates), am Beschleuniger CEBAF am *Thomas Jefferson National Laboratory* (TJNAL) (USA), in Holland am Speicherring AmPS des *Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge-Energie Fysica* in Amsterdam (NIKHEF[37]) und am

[34] Der Fehler der Quantenausbeutebestimmung beträgt 10 %.
[35] Welche für den Einsatz des gepulsten und der kontinuierlich betriebenen Laser unterschiedlich ist.
[36] Die Begrenzung auf 5 nA wurde durch Erreichen der Abschaltschwelle der Strahlungsüberwachungsanlage am Experiment bedingt. Für die Durchführung des GDH-Experimentes war ein Elektronenstrom von 1 nA ausreichend, mit dem auch gemessen wurde.
[37] Die Beschleunigeranlage wurde 1998 abgeschaltet.

Linearbeschleuniger des *Stanford Linear Accelerator Centers* (SLAC[38]) (USA). Die Quellen sind an die jeweiligen Betriebsparameter der Beschleunigeranlage angepaßt und unterscheiden sich daher in der Pulslänge, der Wiederholfrequenz, dem Strahldurchmesser und dem mittleren entnommenen Strahlstrom. Alle Quellen werden gepulst betrieben. Außer in der Bonner 50 keV-Quelle werden in den Quellen

	ELSA		MAMI	MIT Bates	CEBAF	NIKHEF	SLAC
Elektronenenergie / keV	50	120	100	60	100	100	120
Pulslänge	1 μs	1 μs	50 ps	1.3 μs	60 ps	3μs	2 ns
Wiederholfrequenz	50 Hz	50 Hz	2.45 GHz	600 Hz	1.5 GHz	1 Hz	120 Hz
Strahldurchmesser / mm	8	8	0.24	10	0.5	7	20
mittlerer Strahlstrom / μA	5	3.5	20	120	200	0.045	1.3
Polarisationsgrad	$\leq$ 80 %	$\leq$ 64 %	$\leq$ 80 %	$\leq$ 60 %	$\leq$ 80 %	$\leq$ 80 %	$\leq$ 80 %
max. Betriebslebensdauer / h	>2000	50	70	600	175	500	35-1200
Pulsstroms im Betrieb / mA	100	70					
maximaler Pulsstrom / mA	190	300					
Transfereffizienz der Strahlführung	> 95 %	16 %					
Strom im Synchrotron / mA	12	0.1					
Strom am Experiment / nA	5	< 0.5					

Tabelle 5.2: Die Betriebsparameter der GaAs-Quellen polarisierter Elektronenstrahlen, die an Beschleunigeranlagen eingesetzt werden (Die Parameter sind den folgenden Veröffentlichungen entnommen [4] [8] [27] [41] [70] [73] [85]). Zum Darstellung des maximalen Pulsstrom der 120 keV-Quelle ist anzumerken, das der 300 mA Strom mit einem Kristall mit 10 mm Durchmesser erzeugt wurde.

der anderen Bechleunigeranlagen vornehmlich GaAsP-GaAs *Strained*-Kristalle (vgl. Abschnitt 3.3) für die *Nutzstrahlproduktion* eingesetzt. Ein Polarisationsgrad des Elektronenstrahls von 80 % wird von fast allen Quellen heute standardmäßig erzeugt. Die erreichbaren Betriebslebensdauern der Quellen variieren zwischen 30 und mehr als 2000 h.

[38] Der Betrieb der Quelle wurde 1998 eingestellt.

6 Messung der Strahlpolarisation

Die Messung des Polarisationsgrades des niederenergetischen 50 keV-Elektronenstrahls erfolgt mit Hilfe des *Mott*-Polarimeters im Transferkanal zwischen der Elektronenkanone und dem Linearbeschleuniger. Durch die Bestimmung der für die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls charakteristischen Kenngrößen (Polarisation und Quantenausbeute in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge des Laserlichtes vgl. Abschnitt 3.4) des Kristalls läßt sich ein Elektronenstrahl hoher Intensität maximaler Polarisation erzeugen.
Im folgenden werden zunächst die theoretischen Grundlagen der *Mott*-Streuung dargestellt. Es folgt eine Beschreibung der Meßapparatur und der Ausleseelektronik des Polarimeters. Die Inbetriebnahme des Polarimeters und erste Messungen werden vorgestellt. Danach werden die Ergebnisse mit den Messungen des *Møller*-Polarimeters (vgl. Abschnitt 2.2.2), welches den Polarisationsgrad des extrahierten hochenergetischen Elektronenstrahls am Experiment bestimmt, dargestellt. Durch den Vergleich der *Mott*- mit den *Møller*-Messungen läßt sich der Einfluß depolarisierender Effekte (vgl. Abschnitt 2.2.1) auf den polarisierten Elektronenstrahl in der Beschleunigeranlage bestimmen. Die erreichten Polarisationsgrade des extrahierten Elektronenstrahls werden in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie des Stretcherrings dargestellt.

6.1 Die *Mott*-Streuung

6.1.1 Theoretische Grundlagen der *Mott*-Streuung

Die elastische Streuung geladener spinloser Teilchen am *Coulomb*-Potential wird in erster *Bornscher* Näherung (Streupotential ist hinreichend klein d.h. höhere Ordnungen können vernachlässigt werden) durch den *Rutherford*-Wirkungsquerschnitt beschrieben:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4 \cdot p^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2 \cdot \sin^4(\frac{\vartheta}{2})}, \tag{6.1}$$

mit der Ladung des Elektrons e, der Kernladungszahl Z, dem Impuls p, dem relativistischen Faktor $\beta = v/c$, der Lichtgeschwindigkeit c und dem Streuwinkel ϑ.
Bei der Streuung von Elektronen, die einen Spin und damit ein magnetisches Moment besitzten, an Atomkernen besteht das Streupotential nicht mehr nur aus dem *Coulomb*-Potential V_C, sondern muß durch das $\vec{L}\vec{S}$-Streupotential, verursacht durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, erweitert werden. Es gilt:

$$V_{\vec{L}\vec{S}} = \frac{1}{2 \cdot m^2 \cdot c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S}), \tag{6.2}$$

mit der Masse des Elektrons m, dem Abstand r zwischen Elektron und Kern, dem Bahndrehimpuls $\vec{L}$ und dem Spin des Elektron $\vec{S}$. Das effektiv wirkende Streupotential ergibt sich zu:

$$V_{eff} = V_C + V_{\vec{L}\vec{S}}. \tag{6.3}$$

Entsprechend der Orientierung von $\vec{L}$ zu $\vec{S}$ vergrößert (verkleinert) sich das effektiv wirkende Streupotential (vgl. Abb. 6.1). Für die Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls ergibt sich damit eine

Links-Rechts-Asymmetrie. Eine quantenmechanische Bechreibung mit dem *Dirac*-Formalismus ergibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der *Mott*-Streuung [71]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega}[1 + P_t \cdot S(\vartheta, E) \cdot \sin\varphi], \tag{6.4}$$

mit dem polarisationsunabhängigen Teil $\frac{d\sigma_M}{d\Omega}$ des differentiellen Wirkungsquerschnitts (sogenannter *Mott*-Streuquerschnitt), dem transversalen Polarisationsgrad P_t des Elektronenstrahls, der *Shermanfunktion* $S(\vartheta, E)$ und dem Azimutal-Winkel φ.

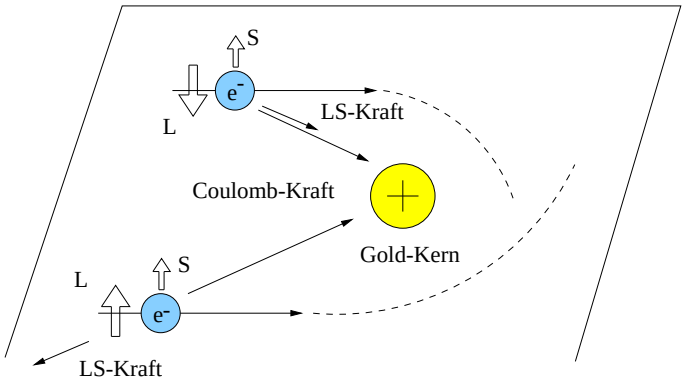


Abbildung 6.1: Links-Rechts-Asymmetrie der *Mott*-Streuung (nach [55]).

Die *Shermanfunktion* [96] gibt an, wie hoch die Polarisation eines ursprünglich unpolarisierten Elektronenstrahls nach einer Einfachstreuung ist. Sie ist vom Streuwinkel ϑ, der Streuenergie E und der Kernladungszahl Z abhängig. Die Gleichung 6.4 ist die Grundlage zur Bestimmung der Polarisation mittels *Mott*-Streuung. Durch Messung des an einem Target gestreuten transversal polarisierten Elektronenstrahls mit Hilfe von zwei Detektoren, die unter einem Winkel $\varphi = 90°$ sowie $\varphi = 270°$ zum einfallenden Strahl stehen (fester Streuwinkel ϑ vorausgesetzt) kann unter Verwendung der Zählraten (N_L und N_R) der Detektoren eine Asymmetrie A bestimmt werden. Es gilt [55]:

$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 90°) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 270°)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 90°) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 270°)} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}. \tag{6.5}$$

Nach Einsetzen von Gleichung 6.4 in Gleichung 6.5 folgt für die Asymmetrie:

$$A = P_t \cdot S(\vartheta, E). \tag{6.6}$$

Wenn also die *Shermanfunktion* bekannt ist, kann unter Verwendung der bestimmten Asymmetrie die transversale Polarisation P_t (d.h. die Komponente von P_t , die senkrecht auf der durch die Detektoren und das Target definierten Ebene steht) eines Elektronenstrahls berechnet werden:

$$P_t = \frac{A}{S(\vartheta, E)}. \tag{6.7}$$

In Abbildung 6.2 ist der Verlauf der *Shermanfunktion* für unterschiedliche Energien in Abhängigkeit vom Streuwinkel dargestellt. Der Betrag der *Shermanfunktion* wird im Falle einer senkrecht auf der Streuebene stehenden Strahlpolarisation und einem Streuwinkel von ca. $120°$ (bei einer Elektronenenergie von 50 oder 100 keV) maximal.

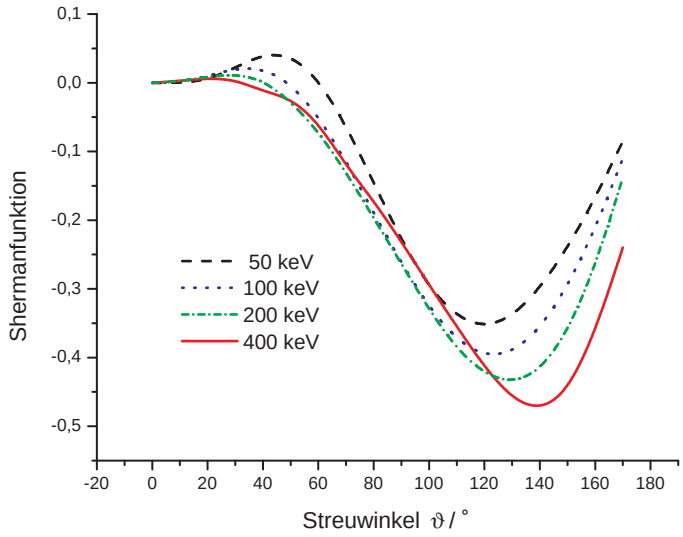


Abbildung 6.2: Die *Shermanfunktion* für Gold (Z = 79) für unterschiedliche Energien in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ (vgl. z.B. [37] [96]).

$S_{(Z=79,\ E=100\ keV,\ \vartheta=120°)}$	Referenzen
$-0.391 \pm 1\%$	[101]
$-0.394 \pm 1\%$	[90]
$-0.3978 \pm 1\%$	[15]
$-0.3978 \pm 1\%$	[65]

Tabelle 6.1: Berechnete *Shermanfunktion* der elastischen Einfachstreuung eines Elektrons an Gold.

6.1.2 Depolarisationseffekte und Foliendickenextrapolation

Die in der Literatur (vgl. Tabelle 6.1) angegebenen Werte der *Shermanfunktion* wurden unter der Annahme berechnet, daß eine elastische Einzelstreuung eines Elektrons an einem Atomkern vorliegt. Bei der Verwendung von Streufolien endlicher Dicke[1] kommt es außerdem zu elastischen Mehrfachstreuungen der Elektronen. *Wegner* [110] unterscheidet Vielfachstreuung (der Streuwinkel setzt sich aus einer Vielzahl von Kleinwinkelstreuungen der Elektronen zusammen) und Zweifachstreuung (der Streuwinkel setzt sich aus zwei Großwinkelstreuungen zusammen). Desweiteren besteht die Möglichkeit des Energieverlustes durch inelastische Streuungen. Die von den Detektoren detektierten elastisch mehrfachgestreuten Elektronen erzielen im Vergleich zu den elastisch einfach gestreuten eine kleinere Zählrate (und somit auch eine entsprechend kleinere Asymmetrie), da sich die Einzelstreuwinkel unterscheiden und somit eine kleinere[2] *Shermanfunktion* besitzen. Der gleiche Effekt liegt bei inelastischer Streuung der Elektronen vor. Für die Polarisationsmessung ist es daher notwendig, die *Shermanfunktion* durch einen vom Detektoraufbau bestimmten effektiven *Shermanfaktor* zu ersetzen.
Zum besseren Verständnis der Unterscheidung der einzelnen Bereiche wird an dieser Stelle ein typisches Pulshöhenspektrum eines Halbleiterzählers in der *Mott*-Streuanordnung dargestellt (s. Abb. 6.3 nach [29]). Die Gebiete 1 und 2 stellen den Untergrund dar, der zum einen durch das Rauschen des De-

[1] Goldfolien besitzen herstellungsbedingt eine minimale Schichtdicke von ca. 100 nm.
[2] Unter der Voraussetzung, daß die Detektoren unter einem Streuwinkel ϑ von $120°$ für 50 kV stehen.

tektors, zum anderen durch inelastisch gestreute Elektronen verursacht wird, das Gebiet 3 repräsentiert den Anteil an elastisch einfach- und mehrfachgestreuten Elektronen. In Gebiet 4 finden sich nur elastisch einfach gestreute Elektronen.
Experimentell ist eine Abnahme des effektiven *Shermanfaktors* mit wachsender Foliendicke d zu beobachten, welches sich durch die Zunahme der mehrfach bzw. vielfach gestreuten Elektronen erklären läßt. Die Bestimmung dieses effektiven *Shermanfaktors* S_{eff} für eine Folie wird als "Eichung des *Mott*-Analysators" bezeichnet. Die Eichung ist, abgesehen von der Foliendicke, auch von der Wahl der Diskriminatorschwelle abhängig, da durch eine unvollständige Abtrennung des Untergrundes das Pulshöhenspektrum verändert wird. Eine Methode der Bestimmung des effektiven *Shermanfaktors* ist die der Foliendickenextrapolation (für eine detaillierte Darstellung, auch der Methode der Energieverlustextrapolation, vgl. [46]).

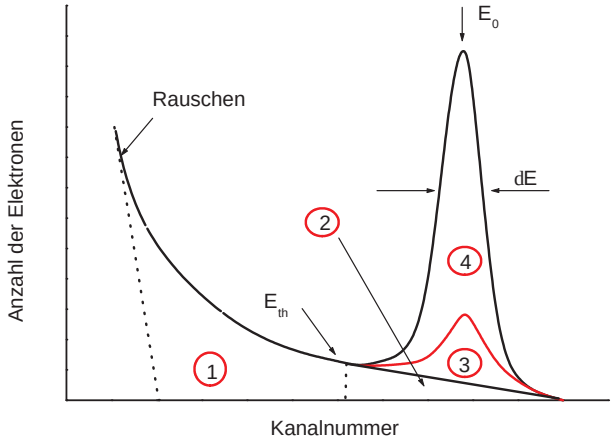


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung der Verteilungen in einem typischen Pulshöhenspektrum (nach [29]). Die Gebiete 1 und 2 stellen den Untergrund dar, hervorgerufen durch inelastisch gestreute Elektronen und durch das Detektorrauschen. Gebiet 3 repräsentiert den Anteil an elastisch einfach- und mehrfachgestreuten Elektronen und Gebiet 4 ist der elastische einfach gestreute Anteil. E_{th} repräsentiert eine typische Diskriminatorschwelle zur Separation des niederenergetischen Untergrundes. Der unter dem Maximum liegende Anteil des Untergrundes läßt sich in einer halblogarithmischen Darstellung durch eine Geradenapproximation separieren.

Die Foliendickenextrapolation

Bei der Eichung des *Mott*-Analysators mit Hilfe der Methode der Foliendickenextrapolation wird ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Foliendicke und den unter Verwendung der Zählraten bestimmten Asymmetrien bestimmt. Eine Extrapolation auf die Foliendicke Null liefert einen Asymmetriewert A_0, der nur durch eine elastische Einfachstreuung verursacht sein sollte. Da hierfür die *Shermanfunktion* berechnet werden kann, erhält man den Polarisationsgrad des Elektronenstrahles aus Gleichung 6.7 und daraus wiederum, unter Benutzung der berechneten Asymmetriewerte A_{d_i} die effektiven *Shermanfaktoren* ($S_{eff} = \frac{P}{A_{d_i}}$). Um eine verläßliche Extrapolation vornehmen zu können, sollte eine möglichst große Anzahl an verschiedenen Folienstärken und somit an Stützstellen vorliegen.
In der Literatur werden unterschiedliche Extrapolationsmethoden[3] (vgl. z.B. [29] [30]) für die Bestim-

[3]Graphisch aufgetragen wird z.B. A_{d_i} gegen die Foliendicke, die entsprechenden Extrapolationen sehen z.B wie folgt aus: $A_{d_i} = A_0 + bd$ oder $A_{d_i} = (A_0 + bd)^2$, wobei b ein konstanter Parameter ist.

mung von A_0 diskutiert. Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann festgehalten werden, daß aufgrund eines nicht ausreichenden theoretischen Verständnisses der physikalischen Zusammenhänge keine bestimmte Extrapolationsmethode der Vorzug gegeben werden kann [29]. In dieser Arbeit wird die lineare 1/S Approximation verwendet.

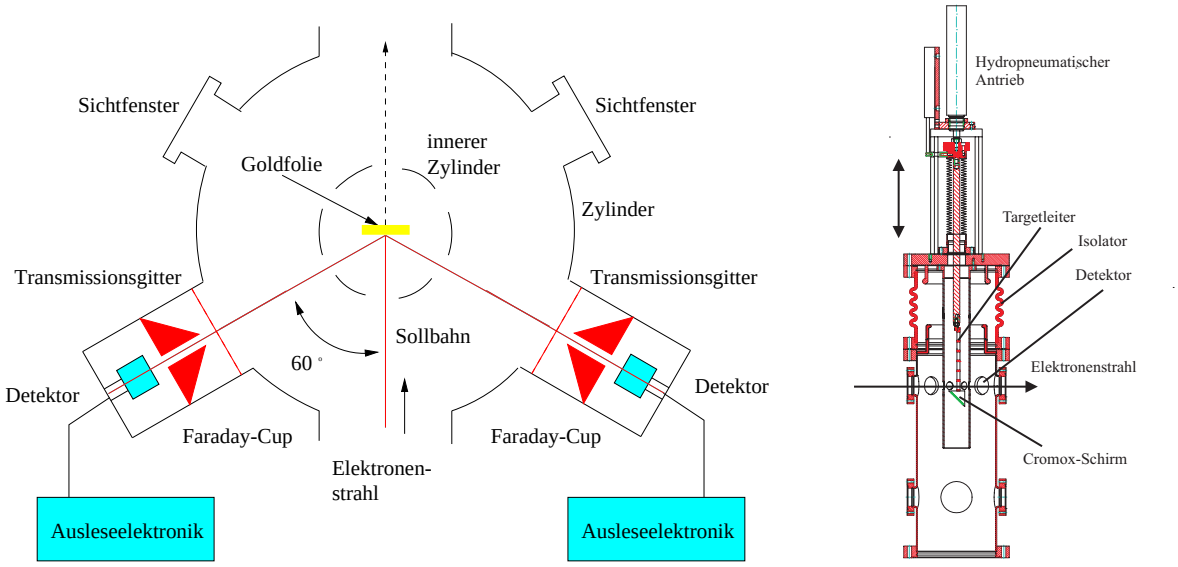
6.1.3 Aufbau der *Mott*-Kammer

In Abbildung 6.4 ist der schematische Aufbau des *Mott*-Polarimeters dargestellt [93]. Die *Mott*-Kammer besteht aus zwei konzentrischen Hohlzylindern aus Edelstahl. Im inneren Zylinder befinden sich die Streufolien, am äußeren sind die Detektoren, die Sichtfenster und die Druckmeßgeräte angebracht. Der innere Teil der *Mott*-Kammer, bestehend aus dem Zylinder und der beweglichen Folienleiter, ist gegenüber dem äußeren Zylinder elektrisch durch einen Keramikisolator getrennt aufgehängt. Die Bauteile sind so dimensioniert, daß eine Spannung von bis zu +50 kV angelegt werden kann [93]. Die kinetische Energie des einfallenden Elektronenstrahls kann also auf 100 keV erhöht werden. Die Nachbeschleunigung kann notwendig sein, wenn bei der Detektion der gestreuten Elektronen die erreichte Energieauflösung bei Primärenergien unterhalb von 90 keV zu großen systematischen Fehlern bei der Foliendickenextrapolation führt [37][4].
Gestreute und das Target ohne Wechselwirkung durchquerende Elektronen werden im elektrischen Feld auf die Primärenergie des einfallenden Elektronenstrahls abgebremst.
Die Folienleiter ist an einer hydropneumatisch angetriebenen Schiebedurchführung befestigt, damit Folien unterschiedlicher Schichtdicke (6 Goldfolien (vgl. Tabelle 6.2) wurden eingebaut) in den Elektronenstrahl positioniert werden können. Am unteren Ende der Folienleiter befindet sich außerdem ein Cromox-Schirm. Mit diesem Schirm kann das Intensitäts-Profil und die Position des einfallenden Elektronenstrahls in der *Mott*-Kammer bestimmt werden (vgl. Abschnitt 5.3.1).
Zwischen dem Folienträger und dem inneren Zylinder wird eine negative Spannung (ca. -100 V) angelegt. Diese Gegenspannung verhindert die Beschleunigung von positiv geladenen Teilchen auf 50 keV, die sonst auf die Detektoren treffen und dort möglicherweise zu Schäden führen würden.
Das Detektorsystem wurde so konzipiert [93], daß sowohl die Polarisationsmessung eines kontinuierlichen als auch eines gepulsten Elektronenstrahls möglich ist. Für die Polarisationsmessung kontinuierlicher Elektronenstrahlen kleiner Stromstärke (ca. 10-100pA) werden Halbleiterdetektoren verwendet. Die Messung am gepulsten Elektronenstrahl (100 mA) wird mit sogenannten *Faraday-Cups* durchgeführt.

Die Datenerfassung

Die Datenerfassung wurde wie folgt realisiert (s. Abb. 6.5): Die gestreuten Elektronen werden mit zwei Halbleiterdetektoren detektiert. Bei den Detektoren handelt es sich um Halbleiterdetektoren der Firma *Ortec*[5]. Die Eindringtiefe von Elektronen mit einer kinetischen Energie von 50 keV ergibt sich zu ca. $10\ \mu$m in Silizium [79]. Die Detektoren besitzen eine Siliziumsperrschicht von $300\ \mu$m, womit eine vollständige Absorption der Elektronen gewährleistet ist. Desweiteren können die Detektoren bis zu 200° C[6] ausgeheizt werden.
Der von den Elektronen im Detektor erzeugte Ladungspuls wird mit Hilfe der nachfolgenden Elektronik, bestehend aus einem Vorverstärker und einem ladungsintegrierenden Verstärker, weiterverarbeitet.

[4] An dieser Stelle sei erwähnt, daß bei den Messungen auf eine Nachbeschleunigung verzichtet wurde, da auch ohne Nachbeschleunigung mit hinreichender Genauigkeit die Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt werden konnte.
[5] Type: B 015 050 300.
[6] Das Ausheizen ist für das Erreichen eines Restgasdrucks von 10^{-9}mbar in der Apparatur notwendig. Für eine ausführliche Darstellung der Vakkumerzeugung der 50 keV-Quelle vgl. [41].



(a) Schematischer Aufbau der *Mott*-Kammer.

(b) Querschnitt durch die *Mott*-Kammer.

Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau des *Mott*-Polarimeters der 50 keV-Quelle.

Ein am Vorverstärker separat angeschlossener Pulser ermöglicht die Simulation eines Elektroneneinschlags im Detektor. Somit besteht die Möglichkeit, die Ausleseelektronik auch ohne Elektronenstrahl zu testen und einzustellen.
Der Hauptverstärker verfügt über zwei Ausgänge. Das Signal des ersten Ausgangs gelangt über einen Diskriminator und einen Konverter[7] zu einem Sichtzähler, der von einem Zeitgeber[8] angesteuert wird. Das Signal am zweiten Ausgang wird einer PC-Einschubkarte (einem sogenanntem MCA (Micro Channel Analyzer)) zugeführt. Mit dem Programm *Maestro* der Firma *Ortec* kann nun ein Pulshöhenspektrum des detektierten Elektronenstrahls am PC dargestellt werden. Das Programm ermöglicht eine Weiterbearbeitung der aufgenommenen Meßdaten. Für jeden Detektor wurde ein eigenständiger Analysierzweig aufgebaut. Mit Hilfe der von den Sichtzählern aufgenommen Zählraten wird die Asymmetrie bestimmt. Da bei diesem Vorgehen der Untergrund noch nicht vollständig berücksichtigt wurde, kann nun mit Hilfe des Programm *Maestro* ein Pulshöhenspektrum (vgl. Abschnitt 6.1.4) analysiert und der Untergrund bestimmt werden.

Die Goldfolien

Gold (Au) wird deshalb als Streutarget verwendet, weil es im Gegensatz zu z.B. Aluminium (Al) eine höhere Kernladungszahl (Z_{Au} = 79, Z_{Al} = 16) und eine vom Betrag größere *Shermanfunktion* bei 100 keV hat (S_{Au} = -0,39 und S_{Al} =-0,02). Dieses führt z.B. im Vergleich zu Aluminium zu einer höheren Zählrate und zu einer größeren Asymmetrie.
Man unterscheidet freitragende und auf eine stützende Trägerfolie aufgebrachte Goldfolien. Freitragende

[7] Invertiert das Signal.

[8] Der Zeitgeber gestattet die Vorgabe einer definierten Meßzeit. Während der Messung wird alle 0.5 s die Spannung der Pockelszelle geschaltet und somit abwechselend für rechts/linkszirkular polarisiertes Laserlicht die Zählrate aufgenommen. Mit den Sichtzählern werden im vorgegebeen Zeitintervall die Zählraten aufsummiert.

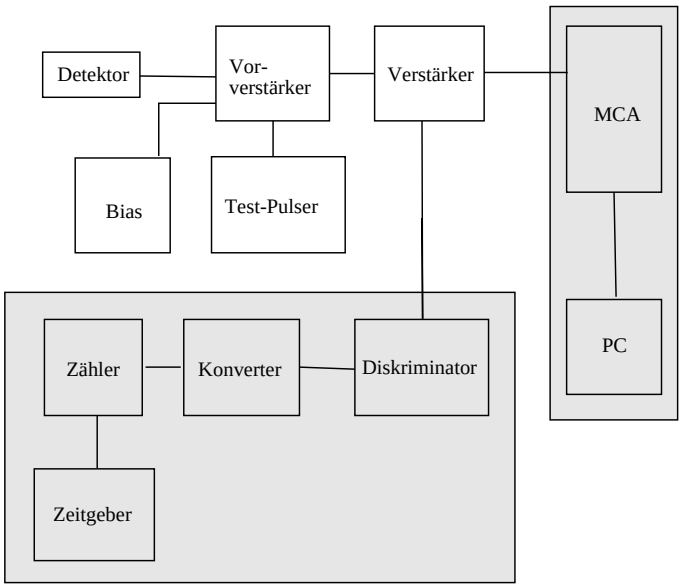


Abbildung 6.5: Blockschaltbild der Detektorelektronik.

Goldfolien können aufgrund ihrer geringen mechanischen Stabilität bis zu einer minimalen Schichtdicke von ca. 100 nm hergestellt werden. Dünnere Targets (ca. 10 nm dick) benötigen ein Trägersubstrat (ca. 50 nm dick), um eine aureichende Stabilität (z.B. für den Transport) gegen eine Zerstörung zu erhalten. Der Nachteil von Goldfolien mit Trägersubstrat ist, daß bei der *Mott*-Streuung auch Elektronen am Substrat gestreut werden, und es somit zu einer Erhöhung des Untergrundes kommt. Dieser Untergrund muß bei der Auswertung der Meßdaten berücksichtigt werden. In der Praxis wird zur Bestimmung dieses Untergrundes eine Referenzmessung durch *Mott*-Messung an einer unbeschichteten Trägerfolie durchgeführt (vgl. z.B. [102]).
Als Trägermaterial werden typischerweise Kunststoffe verwendet, z.B. Pioloform oder Formvar [37] [101]. Die Grundeinheit von Pioloform besteht aus 30 H-, 17 C- und 5 O-Atomen, die von Formvar aus 24 H-, 14 C- und 5 O-Atomen. Der Schmelzpunkt von Pioloform beträgt ca. 200°C, von Formvar ca. 100°C. Da die *Mott*-Kammer bei ca. 150°C ausgeheizt wurde, wurde Pioloform verwendet.
In die *Mott*-Kammer wurden sowohl freitragende Goldfolien als auch Goldfolien mit Trägerfolie eingebaut.

Herstellung der Goldfolien

Die Goldfolien wurden im Rahmen einer Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Bonn angefertigt [37]. Dabei wurde wie folgt vorgegangen: Die Goldfolien wurden in der Bedampfungsanlage des Bonner Institutes für Strahlen- und Kernphysik hergestellt. Unter einer evakuierten Glasglocke bei einem Druck von 1×10^{-4}mbar wird das sich in einem heizbaren Wolfram-Schiffchen befindliche Gold verdampft und kondensiert auf einem sich darüber befindlichen (Abstand ca. 23 cm) Mikroskopiedeckblättchen. Das Gold wird mit einer Rate von 1 nm/min verdampft.
Die sich auf dem Mikroskopiedeckblättchen aus dem niedergeschlagenen Gold gebildete Folie wird in einem Wasserbad vom Mikroskopiedeckblättchen gelöst. Anschließend wird die Goldfolie auf einen Aluminiumhalter (mit einer Öffnung von ca. 10 mm Durchmesser, damit der Elektronenstrahl nicht am Aluminium gestreut wird) gespannt. Der Aluminiumhalter dient zur Befestigung der Goldfolien an der Folienleiter der *Mott*-Kammer.
Bei den Goldfolien mit Trägersubstrat wird das Gold auf das Trägersubstrat aufgedampft. Als Trä-

gersubstrat wird Pioloform verwendet. Dieses wird auf einen Aluminiumhalter gespannt und statt des Mikroskopiedeckblättchen in die Apparatur eingebracht.
Während der Bedampfung wird die Schichtdicke der Goldfolien mit einem in der Nähe der Halterung (für Mikroskopiedeckblättchen) angebrachten Schwingquarz kontrolliert. Durch die Bestimmung der Frequenzdifferenz zur Resonanzfrequenz des Quarzes, verursacht durch das Goldkondensat, läßt sich die Massenbelegung errechnen. Die Ergebnisse der Messung können jedoch nur einen Anhaltspunkt für die Schichtdicke bieten. Daher wurden die Schichtdicken der Goldfolien nach der Bedampfung mit Hilfe von α-Teilchen vermessen. Dazu wurde mit einem Halbleiterzähler die Energie der α-Teilchen ohne Goldfolie und nach der Durchquerung der Goldfolie bestimmt. Die Dicke der in die *Mott*-Kammer eingebauten Folien ist in Tabelle 6.2 dargestellt.
Unterschiedliche Techniken wurden für die Erzeugung der Pioloform Trägerfolie verwendet. Bei denen mit einem ”S” gekennzeichneten Folien wurde die Trägerfolie wie folgt hergestellt: Durch Aufbringen der Pioloformlösung auf eine rotierende Scheibe, ein sogenannter Tellerrotator, entsteht eine dünne Folie. Die Dicke der Folien wurde mit einem Abtastgerät zu 55 ± 1 nm bestimmt.
Bei denen mit einem ”T” gekennzeichneten Folien wurde die Trägerfolie durch Herausziehen eines Mikroskopiedeckblättchens aus der Pioloformlösung hergestellt. Dabei hängt die Dicke der Trägerfolien von der Konzentration und der Ziehgeschwindigkeit ab. Eine Messung der Trägerfolien ergab eine Dicke von 40 ± 5 nm.
Aus dem von *Hanke* [37] hergestellten Vorrat an Goldfolien wurden zunächst die Folien ausgesucht, die nach einer visuellen Kontrolle knitterfrei und homogen mit Gold beschichtet waren. Eine weiteres Kriterium bei der Auswahl der Folien war die Foliendicken-Extrapolationsmethode. Zur Durchführung der Foliendickenextrapolation wurden Folien im Bereich von einigen nm bis ca. 100 nm gesucht, um ausreichend Stützstellen für die Extrapolation zu erhalten. Anhand der Kriterien wurden die in Tabelle 6.2 dargestellten Folien ausgesucht und in die *Mott*-Kammer eingebaut.
Die *Mott*-Kammer wurde nach dem Zusammenbau ausgeheizt. Beim Ausheizen der Kammer sind fünf der Folien gerissen oder haben größere Löcher bekommen (vermutlich ist an diesen Stellen das Trägersubstrat verdunstet), womit sie für die *Mott*-Messung unbrauchbar wurden. Eine Öffnung der Apparatur und der damit verbunden Ausfall der Elektronenkanone zum Austausch der Folien war aufgrund der notwendigen *Nutzstrahlproduktion* für das GDH-Experiment nicht möglich. Somit ist nur die Folie mit der Nummer 5.8 in der *Mott*-Kammer für die Messungen verwendbar.

Apparative Asymmetrien

Den aus den Zählraten bestimmten Asymmetrien sind apparative Asymmetrien überlagert, die bei der Auswertung der Meßdaten berücksichtigt werden müssen. Diese apparativen Asymmetrien werden u.a. durch eine unterschiedliche Nachweißempfindlichkeit der Zählelektronik, eine fehlerhaften Justierung der Detektoren und Streufolien, einen unsymmetrischen Einschuß des Elektronenstrahls in die *Mott*-

	Bezeichnung	Dicke	Folientyp
1	5.8	$137nm \pm 10\%$	freitragend
2	S9	$54.3nm \pm 10\%$	auf Pioloformträger
3	S4	$19.3nm \pm 10\%$	auf Pioloformträger
4	S3	$17.9nm \pm 10\%$	auf Pioloformträger
5	T9	$14.2nm \pm 30\%$	auf Pioloformträger
6	S2	$12.5nm \pm 10\%$	auf Pioloformträger

Tabelle 6.2: In die *Mott*-Kammer eingebaute Folien (aus [37]).

Kammer oder inhomogenen Streufolien verursacht. Die Abweichung, die durch die apparative Asymmetrie verursacht wird, wird durch die Verwendung von zirkularpolarisiertem (rechts- σ^+ und links- σ^-) Laserlicht (und damit einer Umkehr des Polarisationsvektors P = -P) korrigiert. Unter Verwendung der Zählraten $N_L^{\pm}$ und $N_R^{\pm}$ für links-/ rechts-zirkularpolarisiertes Laserlicht erweitert sich die Gleichung 6.5 wie folgt (für die Herleitung vgl. z.B. [101]):

$$A_{exp} = \frac{1-\xi}{1+\xi}, \tag{6.8}$$

mit

$$\xi = \sqrt{\frac{N_L^+ \cdot N_R^-}{N_L^- \cdot N_R^+}}, \tag{6.9}$$

mit der korregierten Asymmetrie A_{exp}. Durch die Quotientenbildung im Parameter ξ fallen alle als konstante Faktoren in die Messung eingehenden Effekte -wie z.B. die oben erwähnten- aus der Berechnung heraus.

6.1.4 Durchführung der *Mott*-Messung

Einstellung der Meßapparatur

Die Meßelektronik wurde mit Hilfe des Test-Pulsers, der ein Signal hinter dem Vorverstärker generiert, welches einem 50 keV Elektron entspricht, getestet und eingestellt. Die Diskriminatoren wurden durch die Aufnahme von Diskriminatorkurven, d.h. der Messung der Zählrate in Abhängigkeit von der relativen Stellung der Diskriminatorschwelle im Pulshöhenspektrum, eingestellt, wobei sich die Einstellung der Diskrimatorschwelle aus dem Wendepunkt des Graphen ergab.

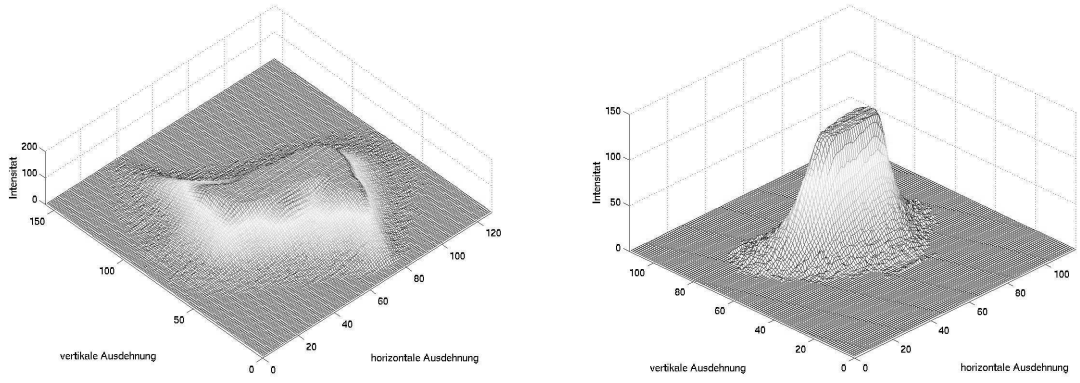
Optimierung des Elektronenstrahls

Der unter Verwendung der im Laserraum in die Glasfaser eingekoppelten Laserdiode (Wellenlänge 829 nm) erzeugte Elektronenstrahl wurde zunächst mit Hilfe der "optischen Elemente" in der Strahlführung[9] "schlagfrei" bis zur *Mott*-Kammer gebracht, d.h. der Strahl muß achsenparallel und zentrisch durch die optischen Elemente geführt werden. Dabei wurde unter Verwendung der beiden Cromox-Schirme (einer in der Strahlführung, der andere in der *Mott*-Kammer) die Lage und die Ausdehnung des Elektronenstrahls kontrolliert. In Abbildung 6.6 a ist die Intensitätsverteilung im Elektronenstrahl, welche mit dem Schirm in der *Mott*-Kammer aufgenommen worden ist, dargestellt. Der Strahl hat in dieser Einstellung eine maximale Breite von ca. 2.5 mm. Die Ladungsdichteverteilung im Strahlprofil ist stark deformiert. In dieser Einstellung, die auf eine hohe Transfereffizienz optimiert wurde, ist eine *Mott*-Messung aufgrund der durch die inhomogene Intensitätsverteilung zu erwartenden Fehler in den Zählraten, nicht sinnvoll[10]. Durch die in der Strahlführung eingebauten Solenoide und Korrektoren wurde der Elektronenstrahl optimiert und auf die Mitte des an der Stelle der Goldfolie plazierten Schirms

[9] Der Transferkanal erfordert für einen Hochstrom-Elektronenstrahl eine andere Parametereinstellung der Strahlführungselemente als für einen Niedrigstrom-Elektronenstrahl.

[10] An dieser Stelle wird die Schwäche dieses Konzepts [93] des Ausfbaus eines *Mott*-Polarimeters im Transferkanal zum Linearbeschleuniger deutlich: Bei anderen Aufbauten wird die *Mott*-Kammer (vgl. z.B. [29], [91]) nicht im Transferkanal aufgebaut. Dadurch ist es möglich, vor den Goldfolien und den Detektoren Blenden in den Elektronenstrahl zu plazieren. Der Einsatz eines Blendensystems begrenzt den auf die Folie auftreffenden und den an ihr gestreuten Elektronenstrahl. Desweiteren wird der Einfluß rückgestreuter Elektronen wirksam unterdrückt [91]. Der Einsatz von Blenden im *Bonner-Mott*-Polarimeter hätte eine Abschwächung des *Nutzstrahl* zur Folge gehabt, weshalb auf ihren Einsatz verzichtet wurde. Mit Blenden wäre die Strahlqualität aus Abbildung 6.6 a ausreichend für die Durchführung von *Mott*-Messungen.
Ein weitere Vorteil eines separat aufgebauten *Mott*-Polarimeters ist, daß ohne die Strahlführung zu belüften, die zerstörten Goldfolien hätte ersetzen werden können. Dadurch wäre ein kontinuierlicher *Nutzstrahlbetrieb* möglich.

in der *Mott*-Kammer fokussiert. In Abbildung 6.6 b ist das Strahlprofil für einen fokussierten Elektronenstrahl dargestellt. Der Durchmesser des Strahlflecks beträgt ca. 1 mm. Deutlich ist die homogene Intensitätsverteilung im Strahlprofil zu erkennen. In dieser Einstellung des Transferkanals wurden die *Mott*-Messungen durchgeführt.



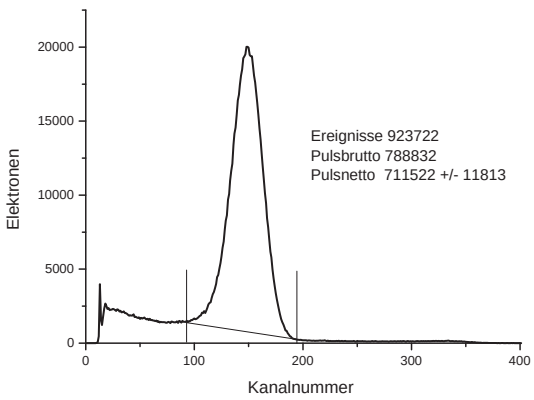
(a) Intensitätsverteilung im nicht fokussierten Elektronenstrahl.

(b) Intensitätsverteilung im fokussierten Elektronenstrahl.

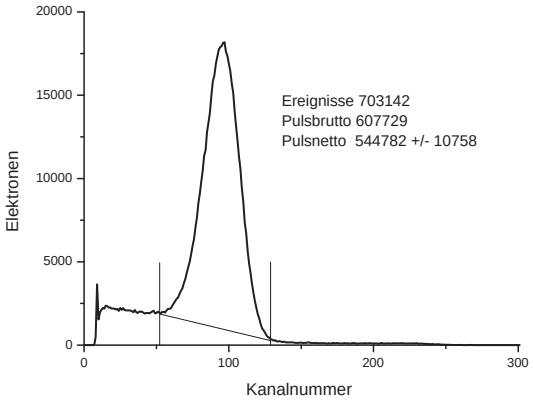
Abbildung 6.6: Intensitätsverteilung im Elektronenstrahl aufgenommen mit dem Cromox-Schirm in der *Mott*-Kammer (Achsen in beliebigen Einheiten). Der Elektronenstrahl lag bei diesen Aufnahmen achsenparallel und zentrisch in der Strahlführung.

Untergrundbestimmung

Das Signal-zu-Untergrundverhältnis (Laser ein zu Laser aus) betrug bei einer Zählrate von 1 kHz mehr als 1000 zu 1. Der durch den natürlichen Untergrund hervorgerufene Fehler beträgt damit ca. 1 Promille und kann somit vernachässigt werden.
Bei der Durchführung der *Mott*-Messung unter Verwendung des kontinuierlich betriebenen Titan-Saphir-Lasers oder der Laserdiode (Wellenlänge 829 nm) wurde darauf geachtet, daß die Beleuchtung im Quellenraum abgeschaltet ist, da diese den Untergrund um 5 % erhöht.
Für die Durchführung der *Mott*-Messungen wurde die Intensität des Laser so eingestellt, daß der erzeugte Elektronenstrahl am Ort der Detektoren nach der Streuung an der Goldfolie zu einer Zählrate von ca. 2 kHz führte. Die Zählraten wurden mit den Sichtzählern aufgenommen. Durch den Wechsel der Zirkularpolarisation des Laserlichtes und Aufnahme der korrespondierenden Zählraten (N_L^+ und N_R^+ für rechts sowie N_L^- und N_R^- für links zirkularpolarisiertes Licht) wurde die Asymmetrie unter Verwendung von Gleichung 6.8 bestimmt. Bei ausgeschalteter Pockelszelle ergab sich der Wert der Asymmetrie von Null. Von den mit den Sichtzählern aufgenommenen Zählraten muß noch der durch den Untergrund (d.h. z.B. Rauschen des Detektors [vgl. Abschnitt 6.1.2]) verursachte Beitrag abgezogen werden. Der nach der Diskrimination verbleibende Untergrund wurde durch die Aufnahme eines Pulshöhenspektrums bestimmt. In Abbildung 6.7 sind zwei solcher Pulshöhenspektren dargestellt. Bei der Bestimmung des Untergrundes wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird der auszuwertende Bereich markiert. In Abbildung 6.7 ist das der Bereich zwischen den beiden senkrechten Strichen. Das Programm mittelt nun über 3 Kanäle auf der linken und auf der rechten Seite des ausgewählten Bereichs. Als Ergebniss sind nun zwei Punkte definiert, die Anfangs- und Endpunkt einer (in der halblogarithmischen Darstellung) Geraden darstellen [78]. Diese Gerade separiert den Untergrund von den elastischen gestreuten Elektronen.



(a) Pulshöhenspektrum der Zählraten des linken Detektors.

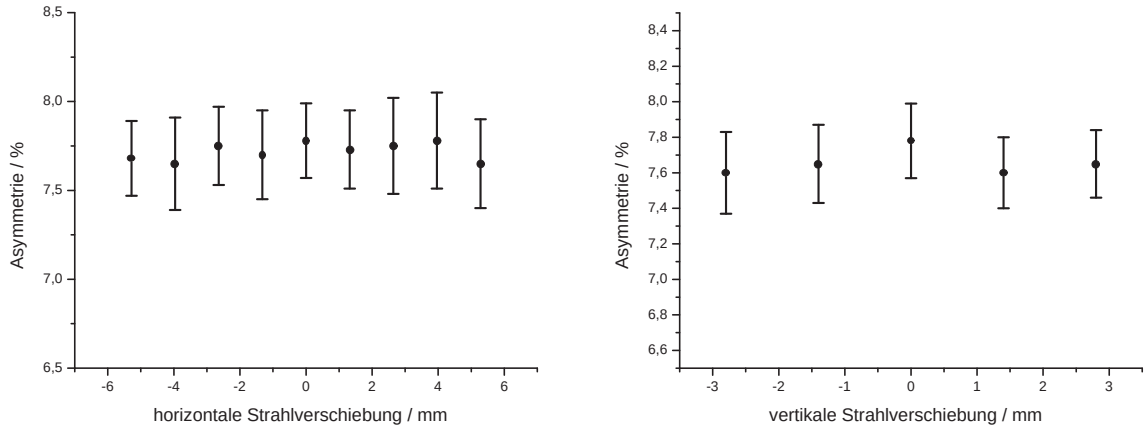


(b) Pulshöhenspektrum der Zählraten des rechten Detektors.

Abbildung 6.7: Von den Halbleiterdetektoren aufgenommene Pulshöhenspektren. Meßzeit 1000 s mit einer Zählrate von ca. 1 kHz. [”Ereignisse” entsprechen der Gesamtzahl der gemessenen Elektronen, ”Pulsbrutto” der Zahl der Elektronen im Bereich zwischen den beiden senkrechten Strichen und ”Pulsnetto” der Zahl der Elektronen ”Pulsbrutto” abzüglich des Untergrundes.]

Für den Untergrund ergab sich im Mittel ein Wert von ca. 10 %, der bei der Auswertung der Meßdaten berücksichtigt worden ist.

Messungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der Asymmetrie von der Strahlfleckposition auf der Goldfolie wurden durchgeführt. Die Messungen wurden mit einem auf die Goldfolie fokussierten Elektronenstrahl (Durchmesser 1 mm) durchgeführt. Die Strahlposition des Elektronenstrahls wurde mit Hilfe der in der Strahlführung eingebauten Korrektoren variiert. In Abbildung 6.8 (a) und (b) sind die Ergebnisse für eine horizontale (um $\pm$ 5 mm vom Folienmittelpunkt) und eine vertikale (um $\pm$ 3 mm vom Folienmittelpunkt) Variation des Abstandes von der Folienmitte dargestellt. Bei der Messung wurde eine Richtung auf dem Folienmittelpunkt festgehalten. In beiden Variationsrichtungen ist über den gemessenen Bereich innerhalb des statistischen Fehlers keine wesentliche Veränderung der Asymmetrie zu erkennen. Das bedeutet, daß die Goldfolie zum einen eine sehr homogene Struktur aufweist und zum anderen die Asymmetrie innerhalb des Fehlers unabhängig von der Position des Elektronenstrahls auf der Goldfolie ist. Für die *Mott*-Messungen wird der Elektronenstrahl auf die Mitte der Goldfolie fokussiert.
Untersuchungen bezüglich des Verhaltens der Asymmetrie in Abhängikeit von der Zählrate sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Im Bereich der Zählraten von 1 kHz bis etwa 10 kHz ist innerhalb des statistischen Fehlers keine wesentliche Veränderung der Asymmetrie zu erkennen. Oberhalb von 10 kHz ist ein linearer Abfall der Asymmetrie zu beobachten. Der Grund für den Abfall liegt darin begründet, daß bei hohen Zählraten die Wahrscheinlichkeit eines gleichzeitigen Eintreffens zweier Elektronen am Detektor ansteigt. Der Detektor registiert diese zwei Teilchen als ein Elektron mit doppelter Energie, sogenannte ”pile-up-Elektronen”. Es kommt zu einer Reduzierung der detektierten elastisch gestreuten Elektronen und somit zu einer Reduzierung der Asymmetrie. Aus diesem Grund wurden die *Mott*-Messungen bei Zählraten weit unterhalb von 10 kHz durchgeführt.



(a) Die horizontale Strahlverschiebung. Bei der Messung wurde die vertikale Strahlrichtung auf den Nullpunkt eingestellt.

(b) Die vertikale Strahlverschiebung. Bei der Messung wurde die horizontale Strahlrichtung auf den Nullpunkt eingestellt.

Abbildung 6.8: Abhängigkeit der Asymmetrie von der Strahlfleckposition bezogen auf den Abstand vom Folienmittelpunkt. Die maximale Strahlverschiebung wurde durch den Einsatzbereich der Korrektoren begrenzt. Aus diesem Grund war es nicht möglich mit dem Elektronenstrahl den Aluminiumhalter zu treffen.

Eichung der *Mott*-Apparatur

Da nur eine Goldfolie für die Foliendickenextrapolation zur Verfügung stand, wurde die ”Eichung” der *Mott*-Apparatur der 50 keV-Quelle wie folgt durchgeführt: Die Bestimmung des effektiven *Shermanfaktors* der Apparatur wurde aus den von *Gellrich* und *Kessler* [31] gemessenen Werten abgeleitet. Dazu wurde die von ihnen bestimmten effektiven *Shermanfaktoren* reziprok gegen die Foliendicke für unterschiedliche kinetische Energien des Elektronenstrahls aufgetragen (vgl. Abbildung 6.10). Aus diesen Graphen wurde der reziproke effektiven *Shermanfaktor* für die 137 nm dicke Folie der Apparatur bestimmt ($S^{-1}_{120kV} = 4.029 \pm 0.02$ und $S^{-1}_{50kV} = 8.749 \pm 0.15$). Die sich ergebenden effektiven *Shermanfaktoren* wurden in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen und auf 48 keV, der exakten Primärenergie der Elektronen der 50 keV-Quelle, mit einem Geradenfit extrapoliert. Es ergab sich ein effektiver *Shermanfaktor* der Apparatur von:

$$S_{eff} = 0.11047 \ \pm \ 0.002. \tag{6.10}$$

Mott-Messung mit einem Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Kristall

Nach dem Einbau des Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristalls wurde eine *Mott*-Messung zur Bestimmung des Emissionsverhaltens der Polarisation in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde der kontinuierlich betriebene Titan-Saphir-Laser verwendet. Das Ergebnis der durch *Mott*-Messungen bestimmten Polarisation in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung 6.11 dargestellt. In der Abbildung ist außerdem die Quantenausbeute (vgl. Abschnitt 5.4.1 und 3.4) in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Die Quantenausbeute nimmt mit steigender Wellenlänge ab, während die Polarisation mit steigender Wellenlänge zunächst ansteigt, ein Maximum durchläuft und dann wieder abfällt. Das Maximum der Polarisation befindet sich bei 830 nm

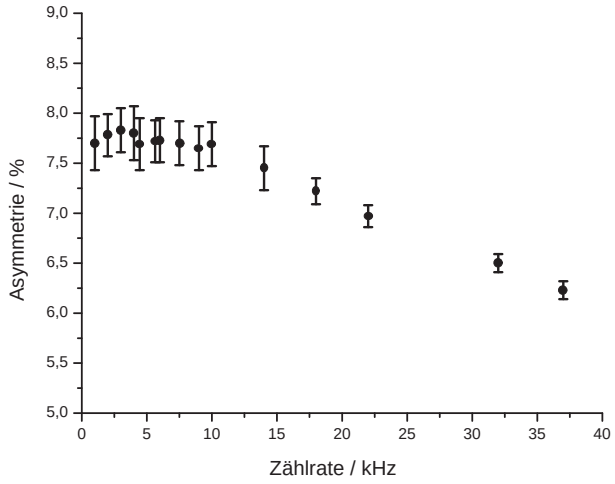


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der Asymmetrie von der Zählrate.

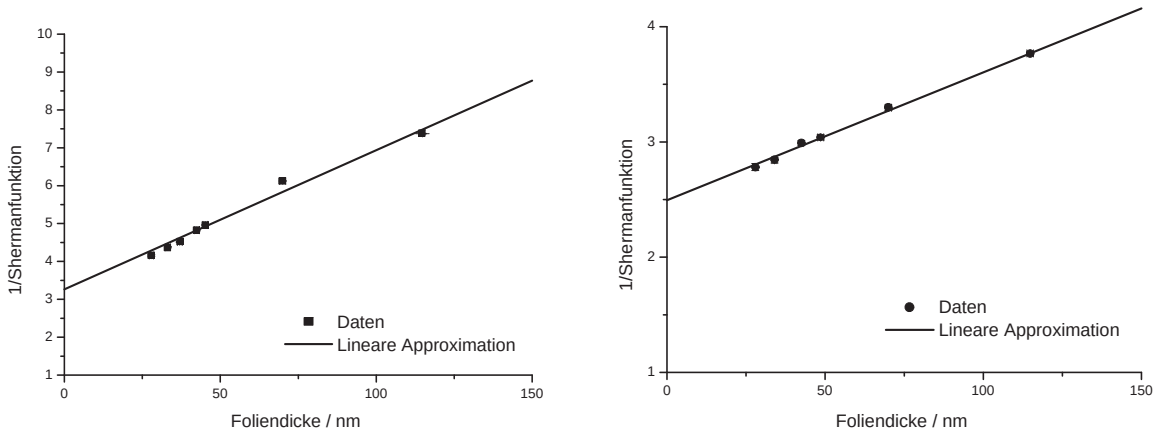


Abbildung 6.10: Aufgetragen ist die reziproke *Shermanfunktion* in Abhängigkeit von der Foliendicke für zwei verschiedene Elektronenstrahlenergien (links 50 keV und rechts 120 keV) (aus [31]).

mit 80 % und einer Quantenausbeute von 0.23 %. Der Fehler der Polarisationsbestimmung wird durch den systematischen Fehler bestimmt. Der systematische Fehler wird aufgrund der Unsicherheit der Foliendickenextrapolation zu 5 % abgeschätzt.
Am *Thomas Jefferson National Laboratory* (TJNAL) wurden ebenfalls *Mott*-Messungen mit einem Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice*-Kristall, einem Stück des Wafers[11] der gleichen Herstellungscharge durchgeführt [75]. Die Ergebnisse der Messungen sind ebenfalls in Abbildung 6.11 dargestellt. Die Bonner Messungen für die Polarisation sind innerhalb des Fehlers in guter Übereinstimmung mit den TNJAF-Daten, wobei eine geringfügige Verschiebung des Maximums zu kleineren Wellenlängen hin zu beobachten ist. Die Bonner Daten für die Quantenausbeute sind dagegen um ca. einen Faktor 2 größer.

[11] Die Kristalle werden in der Bedampfungsanlage in runden Scheiben, sogenannten Wafern, mit einem Durchmesser von ca. 12 cm hergestellt. Aus diesen Wafern werden dann Photokathoden der gewünschten Größe (10 x 10 mm^2) herausgeschnitten. Die Bedampfungsanlage bietet Platz für einen Wafer [105].

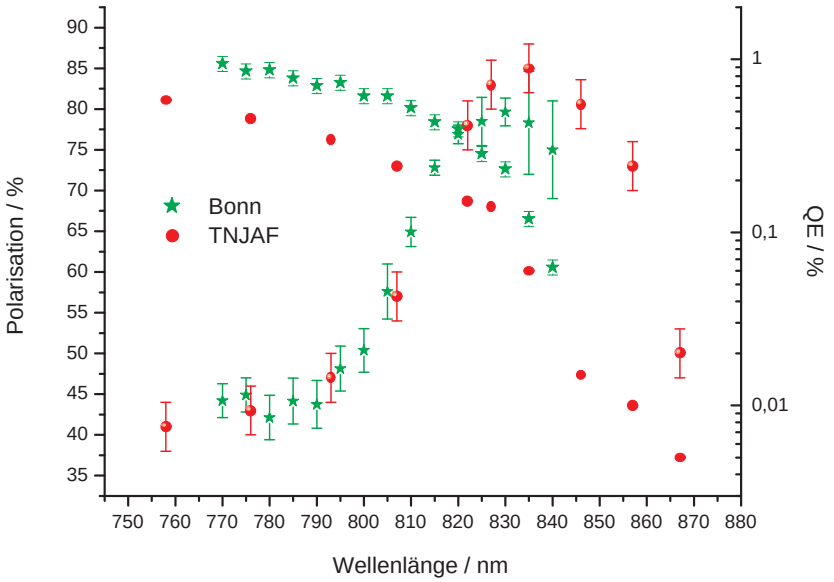


Abbildung 6.11: Daten der *Mott*-Messungen in Bonn und TJNAF.

6.2 Optimierung der Spinorientierung mittels *Møller*-Messung

Die Optimierung der Spinorientierung bei der Injektion des polarisierten Elektronenstrahls in das Synchrotron erfolgt durch Messung der Polarisation mittels *Møller*-Messung (vgl. Abschnitt 2.2.2) des aus ELSA extrahierten Strahls in Abhängigkeit des Spindrehwinkels der in der Strahlführung zwischen Deflektor und Linearbeschleuniger eingebauten Doppelsolenoide (vgl. Abschnitt 2.2.4). Die Messung wurde bei einer Extraktionsenergie des Synchrotrons von 1.2 GeV und einer Extraktionsenenergie des Stretcherrings von 1.27 GeV durchgeführt. In Abbildung 6.12 sind die Meßwerte dargestellt. Man erkennt die sinusförmige Abhängiggkeit des Polarisationsgrades vom Vordrehwinkel der Doppelsolenoide.
Die maximale Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls betrug (72.4 $\pm$ 0.6) % und wurde bei einem Vordrehwinkel von 0° erzielt. Der systematische Fehler der Messung wird im wesentlichen durch die Unsicherheit der Folienpolarisation (der *Møller*-Folien) hervorgerufen und betrug ca. 3.2 % [98]. Die gemessene Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls ist damit, unter Einbeziehung der in [14] angegebenen Depolarisation im Synchrotron von maximal 5% (vgl. Abschnitt 2.2.1), in Übereinstimmung mit den Polarisationswerten, die mittels *Mott*-Streuung vor der Strahlinjektion in den Linearbeschleuniger gemessen wurden.

6.2.1 Erreichte Polarisationsgrade

In Abbildung 6.13 sind die Ergebnisse der verschiedenen Strahlzeiten mit polarisierten Elektronenstrahlen dargestellt. Aufgetragen ist die erreichte Polarisation des aus ELSA extrahierten Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie [49]. Während der Messungen im Jahre 1997 wurde bei 1.27 GeV eine Polarisation von $(62 \pm 2)\%$ erreicht [73], wobei diese Messungen mit der 120 keV-Quelle durchgeführt wurden. Oberhalb von 2 GeV kam es aufgrund einer *intrinsischen Resonanz* zu einer starken Depolarisation [100]. Diese Resonanz konnte durch den Einsatz des Sprungquadrupolsystems [48] [100] im Jahre 1999 überwunden werden. Die Reduzierung der Depolarisation wurde weiterhin durch den Aufbau eines neuen Monitor- und Korrektorsystems, welches eine dynamische Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn während der Energierampe ermöglicht, erreicht [54]. In dieser Strahlzeit

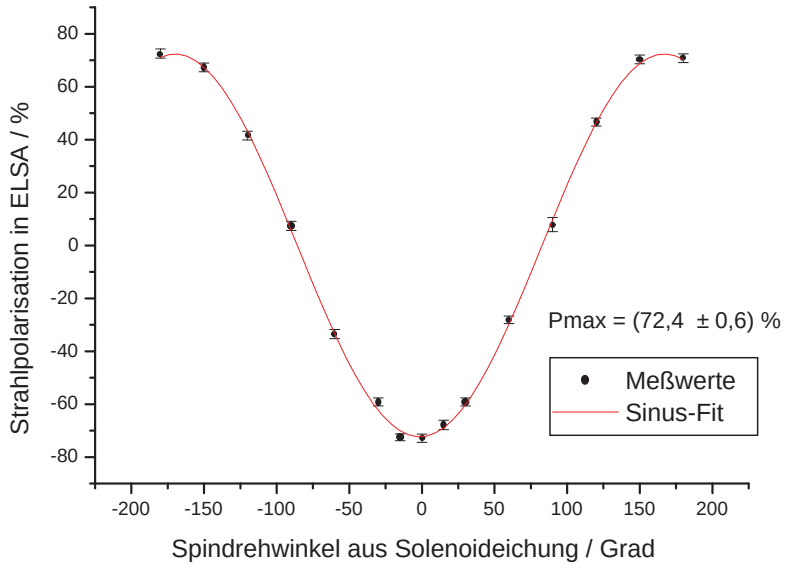


Abbildung 6.12: Abhängigkeit der transversalen Polarisation des aus ELSA extrahierten Elektronenstrahls vom Spindrehwinkel in der Strahlführung zwischen der 50 keV-Quelle und dem Linearbeschleuniger LINAC 2.

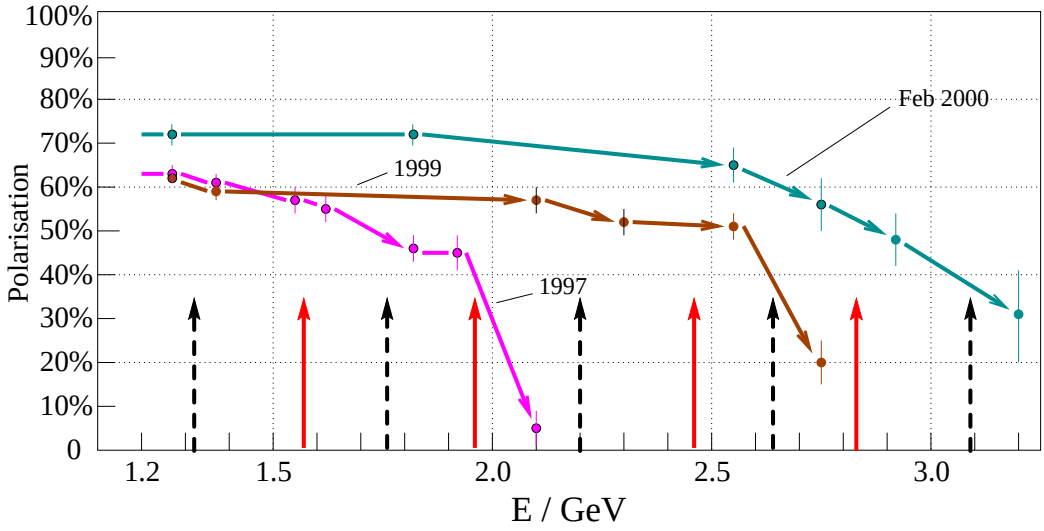


Abbildung 6.13: Erreichte Polarisationsgrade in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie des Stretcherrings [49] [50]. Die durchgezogenen Pfeile markieren die *intrinsischen Resonanzen* und die gestrichelten die *Imperfektion Resonanzen*.

wurde eine maximale Polarisation von 50% bei 2.55 GeV erreicht. Durch den Aufbau der 50 keV-Quelle wurde im Februar 2000 eine Polarisation von $(72.4 \pm 0.6)\%$ bei 1.27 GeV erreicht. Bei dieser Strahlzeit wurde bis zu 2.55 GeV ein Polarisationsverlust von weniger als 9% erzielt. Oberhalb von 2.55 GeV traten dagegen noch starke Depolaristionen auf. Diese Depolarisationen werden Gegenstand zukünftiger Strahlzeiten sein.

7 Zusammenfassung

Die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls erfolgt an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission aus GaAs-Halbleiterkristallen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die 50 keV-Quelle sowie der zur Erzeugung verwendete Laser optimiert. Es wurden systematische Untersuchungen zur spektralen Breite der Emission und zur Pulsstruktur des gepulsten Titan-Saphir-Laser durchgeführt. Durch den Einbau zusätzlicher Dispersionsprismen in den Resonator zur Wellenlängenselektion gelang eine Einengung der spektralen Breite der Emission des Lasers. Das typische *spiking* Verhalten des Lasers konnte jedoch nicht beeinflußt werden. Der für die *Mott*-Messung konzipierte Dauerstrich Titan-Saphir-Laser wurde in Betrieb genommen. Eine Durchstimmbarkeit des Lasers im Wellenlängenbereich von 710 bis 850 nm mit einer Ausgangsleistung von ca. 200 mW (bei einer Wellenlänge von 750 nm) konnte erreicht werden. Der Aufbau der Laserinfrastruktur, bestehend aus Diagnosesystemen, einer Laserdiode, zwei HeNe-Lasern, dem Lasersystem an der Ladekammer und der Strahlführung bis zur Quelle polarisierter Elektronenstrahlen wurde erfolgreich abgeschlossen. Über die Ladekammer der 50 keV-Quelle wurde ein *Strained-Superlattice*-Kristall in die Betriebskammer der Quelle eingeschleust. Der Kristall wurde für den Betrieb in der Ladekammer ausgeheizt und nach der Aktivierung mit Cäsium und Sauerstoff in die Betriebskammer eingebracht. Mit diesem Kristall wurde ein raumladungsbegrenzter Elektronenstrom von 100 mA erzeugt. Durch Variation des Kathoden-Anoden-Abstandes konnte der raumladungsbegrenzte Elektronenstrom zwischen 90 mA und 200 mA variiert werden. Der emittierte Elektronenpuls hat eine rechteckförmige Pulsstruktur. Durch die Kathodengeometrie und unter Einsatz ausreichender Laserenergie konnte somit erfolgreich das *spiking*-Verhalten des Titan-Saphir-Lasers kompensiert werden. Die Transfereffizienz des Transferkanals von der Betriebskammer der 50 keV-Quelle bis zum Linearbeschleunigger beträgt mehr als 95 %. Die Vakuumlebensdauer der Photokatode wurde zu mehr als 2000 h (bei einer Wellenlänge von 829 nm) bestimmt. Zur Bestimmung der Polarisation des niederenergetischen polarisierten Elektronenstrahls wurde eine *Mott*-Kammer in Betrieb genommen. Für die Be-InGaAs/Be-AlGaAs *Strained-Superlattice* Photokathode wurde eine Polarisation von $(80 \pm 5)\%$, mit einem einmal erreichten Maximalwert der korrespondierenden Quantenausbeute von 0.4 % bei 829 nm, bestimmt.
Für das GDH-Experiment konnte, während fünf Meßstrahlzeiten, unter Verwendung der 50 keV-Quelle ein *Nutzstrahl* hochenergetischer, polarisierter Elektronenstrahl mit einer mittleren Stromstärke von ca. 1 nA zur Verfügung gestellt werden. Die Betriebslebensdauer der 50 keV-Quelle wurde zu mehr als 2000 h bestimmt. Die Polarisation des externen Strahls wurde bei Extraktionsenergien von weniger als 1.8 GeV zu 72 %, bei weniger als 2.55 GeV zu 65 % und bei 3.2 GeV zu 30 % am Ausgang von ELSA bestimmt.

Literaturverzeichnis

[1] AHRENS, J.; ET AL.: *Helicity dependence of $\gamma p \to n\pi$ below 450 MeV and contributian to the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule*. PRL 84, 2000. 5950.

[2] AHRENS, J.; ET AL.: *First measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn integral for ^1H from 200 to 800 MeV*. PRL 87, 2001. 022003.

[3] ALBERS, P.; ET AL.: *Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3 (1986)(1) 134.

[4] ALLEY, R.; ET AL.: *The Stanford linear accelerator polarized electron source*. *Nucl. Instrum. Methods*, 365 (1995) 1.

[5] ALTHOFF, K.-H.; ET AL.: *The 2.5 GeV electron synchrotron of the university of Bonn*. *Nucl. Instrum. Methods*, 61 (1968) 1.

[6] ANTON, G.; ET AL.: *Proposal to measure the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*. Internal Report, Physikalisches Institut der Uni Bonn, 1992.

[7] AULENBACHER, K.; ET AL.: *The MAMI source of polarized electrons*. *Nucl. Instrum. Methods A*, 391 (1997) 498.

[8] AULENBACHER, K.; ET AL.: *New results from the Mainz polarized electron facilities*. In: *Spin 2000 Proc.*, 570. AIP, 2000.

[9] BAGDASAROV, K. S.; ET AL.: *Broad-band tuning of Ti^{3+}:Al_2O_3 laser radiation using electrooptic filter*. *Sov. J. Quantum Electron*, 19 (1989)(9) 1173.

[10] BAUM, G.; ET AL.: *A source of electrons*. *Nucl. Instr. Meth.*, 71 (1969) 189.

[11] BERNHARD HALLE NACHFL. GMBH: *Katalog*, 1999.

[12] BICKEL, W. S.; ET AL.: *Stokes vectors, Mueller matrices, and polarized scattered light*. *Am. J. Phys.*, 53 (1985) 468.

[13] BONGARTZ, H.: *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2001.

[14] BREFELD, W.; ET AL.: *Measurement of the polarization degree of accelerated polarized electrons at the 2.5 GeV synchrotron in Bonn for energies between 0.85 and 2 GeV*. *Nucl. Instrum. Methods*, 228 (1985) 228.

[15] BÜHRING, W.: *An approximate phase shift formula applied to elastic scattering of electrons by mercury atoms*. *Z. Phys.*, 317 (1984) 241.

[16] CARSLAW, H. S.: *Conduction of heat in solids*. Oxford University Press, 1948.

[17] CLENDENIN, J.; ET AL.: *A modell for surface activation of GaAs-photocathodes*. Stanford Linear Accelerator Center, SLC-POL- SOURCE-96-07, 1996.

[18] COURANT, E.; ET AL.: *Theory of the alternating-gradient synchrotron. Ann. Phys.*, 3 (1958)(1) 1.

[19] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993.

[20] DOLL, D.: *Das Compton-Polarimeter an ELSA*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998. BONN-IR-98-08.

[21] DRACHENFELS V. W.; ET AL.: *A pulsed source for polarized electrons with high repetition rate. Nucl. Instr. Meth.*, 140 (1977) 47.

[22] DRELL, S.; HEARN, A.: *Exact sum rule for nucleon magnetic moments. Phys. Rev. Lett.*, 16 (1966)(20) 908.

[23] DUREK, D.: *Untersuchung des Einflusses von Gasen auf die Photoemission an Galliumarsenid-Kristallen*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998. BONN-IR-98-07.

[24] DUTZ, H.: *Persönliche Mitteilung*. Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2001.

[25] EICHLER, J. H.: *Laser*. Springer, Berlin, 1990.

[26] FANO, U.: *Spin orientation of photoelectrons ejected by circularly polarized light. Phys. Rev.*, 178 (1969) 131.

[27] FARKHONDEH, M.; ET AL.: *New results from the MIT-Bates polarized source and the test beam setup*. In: *Spin 2000 Proc.*, 570. AIP, 2000.

[28] FISHMAN, G.; LAMPEL, G.: *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. Phys. Rev. B*, 16 (1977) 820.

[29] FLETCHER, G. D.; ET AL.: *New insights into Mott-scattering electron polarimetry. Phys. Rev. A*, 34 (1986)(2) 911.

[30] GAY, T. J.; ET AL.: *Extrapolation procedures in Mott elekctron polarimetry. Rev. Sci. Instrum.*, 63 (1992) 114.

[31] GELLRICH, A.; KESSLER, J.: *Precision measurement of the Sherman asymmetry function for electron scattering from gold. Phy. Rev. A*, 43 (1991)(1) 204.

[32] GENTNER, M.: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1999. BONN-IR-99-01.

[33] GERASIMOV, S. B.: *A sum rule for magnetic moments and the damping of the nucleon magnetic moment in nuclei. Sov. J. Nucl. Phys.*, 2 (1966)(4) 430.

[34] GÖTZ, T.: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsmodus bis 3.5 GeV*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995. BONN-IR-95-03.

[35] GOWIN, M.: *Analyse alternativer Lasersysteme zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998. BONN-IB-98-14.

[36] GUSINOW, M. A.; ET AL.: *Near uv spectral efficiency of high-current xenon flashlamps*. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 11 (1975) 929.

[37] HANKE, W.: *Aufbau eines Mottpolarimeters für die Bonner Quelle spinpolarisierter Elektronen*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995. BONN-IB-95-33.

[38] HARTMANN, P.: *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Mainz, 1998.

[39] HERRMANNSFELDT, W. B.: *EGUN, an electron optics and gun design programm*. SLAC-PUB 331 UC28, 1988.

[40] HILLERT, W.: *Persönliche Mitteilung*. Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1997.

[41] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitationsschrift: Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2000.

[42] HILLERT, W.: *Persönliche Mitteilung*. Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2001.

[43] HILLERT W., GOWIN M. UND NEFF B.: *A 50 kV inverted polarized gun*. In: *Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop*. St. Petersburg, 1998.

[44] HILLERT W., GOWIN M.UND NEFF B.: *The 50 kV inverted source of polarized electrons at ELSA*. In: *Spin 2000 Proc.*, 570. AIP, 2000.

[45] HILLERT W., GOWIN M.UND NEFF B.: *A new injector for polarized electrons at ELSA*. In: *Proc. GDH 2000*. World Scientific, Singapur, 2000.

[46] HODGE, L. A.; ET AL.: *Mott electron spin polarization analysis system of novel design*. *Rev. Sci. Instrum.*, 5 (1979) 50.

[47] HOFFMANN, J.: *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Universität Mainz, 1998.

[48] HOFFMANN, M.: *Bau und Test gepulster Quadrupole zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998. BONN-IB-98-10.

[49] HOFFMANN, M.: *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2001.

[50] HOFFMANN M.,V. DRACHENFELS W., FROMMBERGER F., GOWIN M., HELBING K., HILLERT W., HUSMANN D., KEIL J., MICHEL T., NAUMANN J., SPECKNER T., ZEITLER T.: *The polarized electron beam at ELSA*. In: *Spin 2000 Proc.*, 570. AIP, 2000.

[51] HUSMANN, D.; ET AL.: *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*. *Phys. Blätter*, 2 (1988)(44) 40.

[52] H.W.KOGELNIK; ET AL.: *Astigmatically compensated cavities for dye lasers*. *IEEE J. Quantum Electron.*, 8 (1972)(3) 373.

[53] JOHNSON, C. D.: *The development and use of alumina ceramic flourescent screens*. Techn. Ber. CERN/PS/90-42(AR), CERN, Genf, 1990.

[54] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2000. BONN-IR-2000-09.

[55] KESSLER, J.: *Polarized Electrons*. Springer Series, 2 Aufl., 1985.

[56] KIEL, B.: *Ein Møllerpolarimeter für das Experiment zur Verifizierung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel an ELSA*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[57] KLEEN, W.: *Laser*. Springer, 1969.

[58] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.

[59] KOGELNIK, H. W.; ET AL.: *Laser beams and resonators*. *Appl. Opt.*, 5 (1966)(10) 1550.

[60] KOLENDA, J.: *Anwendungen des blitzlampengepumpten Titan:Saphir Lasers in der Lidar-Technik*. Dissertation, Universität Berlin Fachbereich Physik, 1993.

[61] KOWALCZYK, S. P.; ET AL.: *Protection of molecular beam epitaxy grown $Al_xGa_{1-x}As$ epilayers during ambient transfer*. *J. Vac. Sci. Techn.*, 19 (1981) 255.

[62] KRANEFELD, G.: *Erste Messungen mit einer Apparatur für Doppelpolarisationsexperimente in Bonn*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1994. BONN-IR-94-14.

[63] LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen, Bd 2, Gruppe 3*. Neue Serie Springer-Berlin, 1969.

[64] LAPOSTOLLE, P.: *Linear Accelerators*. North-Holland, Amsterdam, 1970.

[65] LIN, S. R.; ET AL.: *Elastic electron scattering by sceened nuclei*. *Phys. Rev.*, 4 (1963) 133.

[66] LUTZ, Y.: *Charakterisierung von Kaliumniobat als Frequenzverdoppler eines gepulsten Titan-Saphir-Lasers*. Dissertation, Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis, 1997.

[67] MACFARLANE, R. M.; ET AL.: *Dynamic Jahn-Teller effect in octahedrally coordinated d^1 impurity systems*. *Phys. Rev.*, 166 (1968) 250.

[68] MACLEOD, H. A.: *Thin-film optical filters*. Macmillan, New York, 1986.

[69] MCCLURE, D. S.; ET AL.: *Optical spectra of transition-metal ion*. *J. Chem. Phys.*, 36 (1962) 2757.

[70] MILITSYN, B.; ET AL.: *Pulsed polarized electron source for nuclear physics experiments at NIKHEF. Current status*. In: *Proc., Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg*, 98. LE98, 1998.

[71] MOTT, N. F.: *The scattering of fast electrons by atomic nuclei*. *Proc. Roy. Soc. (London)*, 124 (1929) 425.

[72] MOULTON, P. F.; ET AL.: *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al_2O_3*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3 (1986)(1) 125.

[73] NAKAMURA, S.: *Production and acceleration of polarized electrons at ELSA*. Dissertation, Nagoya University, 1998.

[74] NAKAMURA, S.; ET AL.: *Polarized electron source at Bonn*. In: *Proc., 12th International Symposium on High Energy Spin Physics*, 709. World Scientific, Singapur, 1997.

[75] NAKANISHI, T.: *Persönliche Mitteilung*. Nagoya University, 2000.

[76] NAKANISHI, T.; ET AL.: *Developement of polarized electron source of GaAs-AlGaAs source*. In: *Proc. High Energy Spin Physics 2*, S. 10. Springer Verlag, Berlin, 1990.

[77] NAKANISHI, T.; ET AL.: *Highly polarized electrons from superlattice photocathodes*, 1997. To be published.

[78] ORTEC: *Software User Manual, Software Version 5*. Ortec GmbH, 1998.

[79] ORTEC GMBH: *Katalog*, 1997.

[80] PHILLIPPS, G.; ET AL.: *NaCl color center laser with birefringent tuning*. *Appl. Phys. B*, 47 (1988) 127.

[81] PHYSIKALISCHES INSTITUT: *Jahresbericht 1998-99*. Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2000.

[82] PICARD, M.: *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsmodus bis 3.5 GeV*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995. BONN-IR-95-01.

[83] PIERCE, D. T.; ET AL.: *Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs*. *Phys. Rev. B*, 13 (1976)(12) 5848.

[84] PIERCE, J. R.: *Theorie and design of electron beams*. D. van Nostrand Comp., New York, 2nd ed., 1954.

[85] POELKER, M.; ET AL.: *Polarized source performance and developments at Jefferson Lab*. In: *Spin 2000 Proc.*, 570. AIP, 2000.

[86] RAECKE, K.: *Messung kleiner Emittanzen an Linearbeschleunigern*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1997. BONN-IB-97-27.

[87] RAPOPORT, W. R.; ET AL.: *Titanium sapphire laser characteristics*. *Appl. Opt.*, 27 (1988)(13) 2677.

[88] RICHTER, W.; ET AL.: *Kogelniksche Formeln - Verallgemeinerung und Programme*. *Optik*, 4 (1992) 142.

[89] RICHTER, W.; ET AL.: *Optimale Fokussierung von Laserbündeln*. Optik-Bauelemente und Baugruppen, Carl Hanser Verlag, München, 1994.

[90] ROSS, A. W.; ET AL.: *Atomic scattering factor and spin - polarization calculation*. *Phys. Rev. Ins.*, 38 (1988) 6055.

[91] SCHAEFER, R.: *Bau und Test einer Mott-Streuapparatur*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1976.

[92] SCHÄFER, F. P.: *Principles of dye laser operation*. In: *Topics in Applied Physics: Dye Lasers* (Herausgeber SCHÄFER, F. P.), Bd. 1. Springer, 1973.

[93] SCHANTZ, G.: *Konstruktion einer Mott-Apparatur*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1994.

[94] SCHOTT: *Katalog: Optisches Glas*. Schott GmbH, 1999.

[95] SCHULER, J.: *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Universität Mainz, 2001.

[96] SHERMAN, N.: *Coulomb scattering of relativistic electrons by point nuclei*. *Phys. Rev.*, 103 (1956) 1601.

[97] SIEGMAN, A. E.: *Lasers*. University Science Books, Mill Vally, CA 1986, 1986.

[98] SPECKNER, T.: *Persönliche Mitteilung*. Universität Erlangen-Nürnberg, 2001.

[99] STEFFENS, K.-H.: *Konzeption und Optimierung eines 100kV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Mainz, 1993.

[100] STEIER, C.: *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1999. BONN-IR-99-07.

[101] STEIGERWALD, M.: *Polarisationsanalyse des Elektronenstrahls der Mami-Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott-Streuung*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Mainz, 1994.

[102] STEIGERWALD, M.: *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Mainz, 1998.

[103] STEIGERWALD, M.; ET AL.: *Status of the MAMI-source of polarized electrons*. In: *Spin 96 Proceedings*. World Scientific, 1996.

[104] TANG, H.; ET AL.: *Experimental studies of the charge limit phenomenon in NEA photocathodes*. In Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference (EPAC94), 1994.

[105] TOGAWA: *Persönliche Mitteilung*. Nagoya University, 2000.

[106] TOGAWA, K.; ET AL.: *Surface charge limit in NEA-superlattice-photocathode of polarized electron source*. *Nucl. Instrum. Methods A*, 414 (1998) 429.

[107] TURNBULL, A. A.; ET AL.: *Photoemission from GaAs-Cs-O*. *J. Phys. D*, 2 (1968) 155.

[108] UEBERHOLZ, B.: *Ein kompakter Titan-Saphir-Laser für Lichtkraftmessungen*. Diplomarbeit, Institut für angewandte Physik der Universität Bonn, 1995.

[109] WADA, T.; ET AL.: *Influence of Exposure to CO, CO_2 and H_2O on the Stability of GaAs Photocathodes*. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29 (1990)(10) 2087.

[110] WEGENER, H.: *Mott-Streuung an Streufolien endlicher Dicke*. *Z. Phys.*, 151 (1958) 252.

[111] WESTERMANN, M.: *Konzept und Bau einer Laserstrahlführung und Laserpulsmodulation für eine Quelle spinpolarisierter Elektronen*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995.

[112] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1992.

[113] WIND RIVER SYSTEMS INC.: *VxWorks Manual*, 1993.

[114] YU, A.; ET AL.: Opt. Tech, 1970.

[115] ZIMMERMANN, C.; ET AL.: *Design of a compact tunable Ti:Sapphire Laser*. *Opt. Lett.*, 20 (1995)(3) 297.

[116] ZOLOTOREV, M.: *Effect of radiation trapping on polarization of photoelectrons from semiconductors*. Stanford Linear Accelerator Center, 1993.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Michael Gowin
Anschrift:	Am Kurfürstenkreuz 12 53127 Bonn 0228-299351 (priv.) 0228-733215 (dienstl.)
Geburtsdatum:	18.01.70
Familienstand:	verheiratet, ein Kind
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schulausbildung:

August 1980 - Juni 1989:	Aloisiuskolleg in Bonn Abschluß: *Abitur* im Mai 1989

Universitätsausbildung:

Juni 1998 - heute:	Promotionsstudium der Physik an der Universität Bonn
Oktober 1992 - April 1998:	Studium der Physik an der Universität Bonn Abschluß: *Diplom* im Fach Physik im April 1998 Diplomarbeit: Analyse alternativer Lasersysteme zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA
Oktober 1989 - Oktober 1992:	Studium der Elektrotechnik an der RWTH Aachen