

# **Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen**

Dissertation

zur Erlangung des Grades  
“Doktor der Naturwissenschaften”

am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg - Universität  
in Mainz

von  
Peter Hartmann  
geb. in Mainz

Mainz, den 18. August 1997

Erster Gutachter: Prof. Dr. D. v. Harrach  
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. E. Reichert

Datum der mündlichen Prüfung: 19.02.1998

*Für Corinne und Pünktchen*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Photoemission aus Galliumarsenid</b>	<b>11</b>
2.1	Die Erzeugung des polarisierten Elektronenensembles . . . . .	12
2.2	Depolarisationsprozesse . . . . .	18
2.3	Das Spicer-Modell der Photoemission . . . . .	21
2.4	Die NEA-Oberfläche . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Der Experimentaufbau</b>	<b>29</b>
3.1	Anforderungen und Konzeption . . . . .	29
3.2	Der lichtoptische Aufbau . . . . .	31
3.3	Elektronenkanone und Strahlführung . . . . .	43
3.4	Das Spektrometer / Spindrehler . . . . .	55
3.5	Der Mottdetektor . . . . .	59
3.6	Die Hochfrequenzanlage . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Experimentiermethoden und Fehlerabschätzung</b>	<b>77</b>
4.1	Präparation der Photokathoden . . . . .	77
4.2	Phasenaufgelöste Messung des Pulsprofils . . . . .	79
4.3	Messung der Polarisation . . . . .	82
4.4	Messung der Energieverteilung . . . . .	82
4.5	Messung des transversalen Phasenraums . . . . .	84

4.6	Gepulster Einschuß in MAMI . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Experimente und Ergebnisse</b>	<b>89</b>
5.1	Pulse aus Strained Layer Photokathoden . . . . .	89
5.2	Pulse aus Bulk GaAs Photokathoden . . . . .	93
5.3	Gepulster Einschuß in MAMI . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Modellrechnungen für die gepulste Photoemission</b>	<b>111</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>119</b>
<b>A</b>	<b>Die Raumgruppe des Zinkblendegitters</b>	<b>121</b>
<b>B</b>	<b>Simulationsrechnungen</b>	<b>123</b>
B.1	Die Elektronenkanone . . . . .	123
B.2	Die Solenoidlinsen . . . . .	124
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>130</b>
	<b>Publikation</b>	<b>139</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

„Spin is in !“. Mit diesen Worten charakterisierte Bryan Montague auf dem ersten Spin-Symposium in Lausanne 1980 das wachsende Interesse am Spin in Experimenten der Mittel- und Hochenergiephysik [1].

Seither dominieren die Experimente mit spinpolarisierten Targets und spinpolarisierten Teilchenstrahlen immer mehr die Programme vieler großer Beschleunigerinstitute. Am kalifornischen Beschleuniger SLAC<sup>1</sup> wurden seit 1992 Experimente gar *ausschließlich* mit polarisiertem Strahl durchgeführt.

Eines der frühen Spin-Experimente dieses Instituts wies die Paritätsverletzung in der inelastischen Streuung polarisierter Elektronen am unpolarisierten Deuteriumkern nach [2]. Paritätsexperimente mit polarisierten Elektronenstrahlen wurden in den folgenden Jahren an verschiedenen Instituten durchgeführt [3, 4] und bestätigten das von Glashow, Weinberg und Salam entworfene Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [5].

Auch das Paritätsexperiment, welches zur Zeit von der Kollaboration A4 am Mainzer cw-Racetrack-Mikrotron MAMI aufgebaut wird, mißt die Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Proton-Streuung [6]. Durch die extrem hohe Strahlqualität des Mikrotrons hinsichtlich Halo, Emittanz und Strahlschwankungen [7], wird die Genauigkeit des Experiments so weit gesteigert, daß Aussagen über den Beitrag der Strangequarks zum elektrischen Formfaktor des Nukleons getroffen werden können. Durch den cw-Betrieb kann die für die hohe statistische Genauigkeit erforderliche Anzahl von  $10^{14}$  Streueignissen in einem Zählexperiment mit einem offenen Elektronenkalorimeter gesammelt werden.

Für jedes dieser Paritätsexperimente wurde ein durch Photoemission aus III/V-Halbleitern erzeugter polarisierter Elektronenstrahl verwendet. Die Vorteile dieser Methode liegen in der hohen Brillanz (Stromstärke pro Flächeneinheit und Raumwinkelintervall) des erzeugten Strahls und in der Möglichkeit, eine schnelle Helizi-

---

<sup>1</sup>Stanford Linear Accelerator

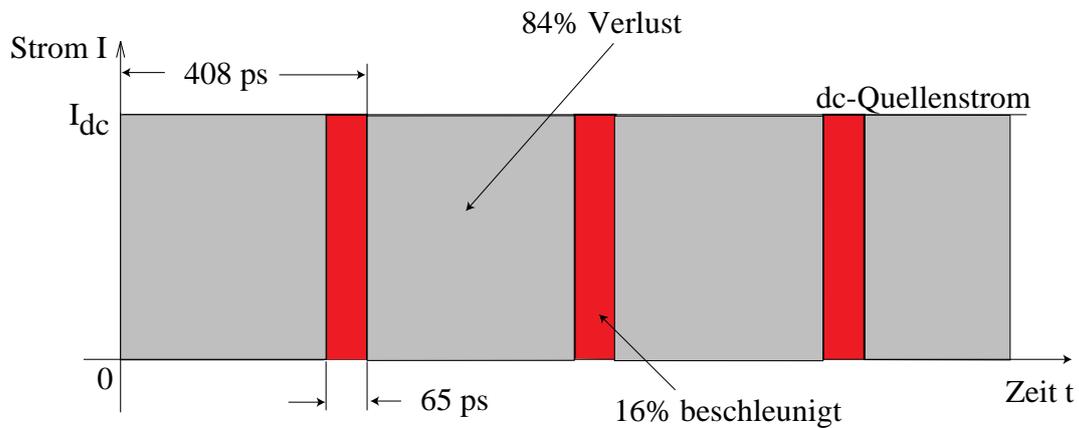
tätsumkehr durch Umschalten der Lichtpolarisation herbeizuführen.

Die Photoemission wird durch einen zirkularpolarisierten Laserstrahl angeregt, der auf die Oberfläche eines III/V Halbleiters (meist Galliumarsenid) trifft, und von diesem unter Elektronenanregung vom Valenzband ins Leitungsband absorbiert wird. Durch die Symmetrie der beteiligten Elektronenzustände ist das ins Leitungsband des Halbleiters angeregte Elektronenensemble spinpolarisiert. Bevor die Elektronen den Halbleiter verlassen können und in einer Elektronenkanone zu einem Strahl geformt werden, ist ein aufwendiger Prozeß zur Behandlung der Kristalloberfläche notwendig, um negative Elektronenaffinität (NEA) zu erzeugen [8]. Entnimmt man hohe Strahlströme, altert die Photokathode schnell und muß nach einigen Stunden durch ein frisch präpariertes Exemplar ersetzt werden. Der Alterungsprozeß ist letztendlich nicht verstanden. Jede Erhöhung des Strahlstroms resultiert in einer Verkürzung der Lebensdauer, was in der Vergangenheit zu der Schlußfolgerung führte, daß jeder Photokathode nur eine bestimmte Ladungsmenge entnehmbar sei [9].

Alle bisherigen Konzepte für polarisierte Elektronenquellen an cw-Beschleunigern nutzen einen kontinuierlichen (cw) Laserstrahl, um einen kontinuierlichen (dc) Elektronenstrahl zu erzeugen. MAMI kann, möchte man die hohen Anforderungen an die Strahlqualität erfüllen, aber nur auf ca. 2/360 der Phase überhaupt Elektronen beschleunigen. Bei 2.45 GHz, der Frequenz des MAMI-Linacs, heißt das, daß nur 0.6 % der an der Elektronenquelle erzeugten Ladung genutzt werden kann. Durch den Einbau eines Prebunchers zwischen Elektronenquelle und Beschleuniger, der den dc Elektronenstrahl zu Paketen (Bunchen) zusammenschiebt, konnte diese geringe Effizienz gesteigert werden: Im Jahre 1990 auf 16 % ([10], s. Abbildung 1.1), im Jahre 1997 auf 45 % [11]. Damit ist jedoch eine prinzipielle Grenze dieser Methode erreicht, so daß man zur weiteren Steigerung der Effizienz auf andere Methoden ausweichen muß.

Eine vollständige Nutzung der Ladung wäre über die Pulsung der Elektronenquelle durch Beleuchten des Halbleiters mit gepulstem Laserlicht im Takt der Beschleunigerhochfrequenz möglich. Elektronenpakete bis maximal 60 ps Dauer (FWHM) müßten mit einer Wiederholrate von 2.45 GHz erzeugt, und mit der richtigen Phasenlage in den Beschleuniger eingespeist werden.

Bis zum Beginn der hier beschriebenen Untersuchungen war allerdings nicht klar, ob mit Halbleiterphotokathoden, wie sie zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen verwendet werden, ausreichend kurze Pulse erzeugt werden können. Vereinzelt Experimente [12, 13, 14] konnten (unpolarisierte) Pulse mit einigen Pikosekunden Dauer aus ähnlichen Photokathoden erzeugen, während Modellrechnungen [15, 16, 17] Pulsresponsezeiten im Bereich von Nanosekunden vorhersagten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein Experiment aufgebaut, das sowohl die Erzeugung ultrakurzer polarisierter Elektronenpulse als auch deren Analyse hinsichtlich Pulsdauer, Polarisation und transversalem wie longitudinalem Phasenraum mit einer Zeitauflösung von einigen Pikosekunden erlaubt.



**Abbildung 1.1:** Die Zeitstruktur des Elektronenstrahls vor dem Einschuss in den Prebuncher von MAMI.

Nach Inbetriebnahme der Anlage konnten aus den Standardphotokathoden sehr schnell ausreichend kurze Pulse mit hoher Polarisation erzeugt werden. Die gemessenen Daten waren von hoher Qualität, so daß durch weitere Messungen Aussagen zum Prozeß der Photoemission selbst gemacht werden können.

Kapitel 2 geht deshalb etwas genauer auf den Emissionsprozeß polarisierter Elektronen aus Galliumarsenid ein. Kapitel 3 widmet sich der Beschreibung des Laboraufbaus, mit dem die in Kapitel 4 und 5 geschilderten Experimente durchgeführt wurden. Kapitel 6 beschreibt ein erweitertes Modell der Photoemission, welche die analytische Berechnung der gemessenen Kurvenformen und Pulsdauern ermöglicht, und Kapitel 7 faßt die gesamte Arbeit zusammen.



## Kapitel 2

# Photoemission aus Galliumarsenid

*„Einen polarisierten Elektronenstrahl ? Da nehmen Sie einfach einen Stern-Gerlach Magneten, schießen einen unpolarisierten Strahl ein und blenden am Ausgang einen der Teilstrahlen aus.“*

Leider funktioniert diese auf den ersten Blick so simple Methode, einen polarisierten Elektronenstrahl herzustellen, nicht. Aufgrund der Lorentzkraft, die an der Ladung des Elektrons angreift, wird im inhomogenen Magnetfeld eine Strahlenschärfe erzeugt, die groß gegen die durch den Elektronenspin verursachte Aufspaltung ist. Eine Trennung der polarisierten Teilstrahlen ist nicht möglich [18, 19].

Bis heute gibt es tatsächlich noch keinen Spinfilter, der aus einem unpolarisierten Elektronenstrahl einen polarisierten Elektronenstrahl mit einer Verlustrate von nur 50 % erzeugt.

Einzig Elektronenspeicherringe lassen sich in gewisser Weise als Spinfilter mit geringer Verlustrate auffassen. Hier kommt es durch eine kleine Asymmetrie bei der Abstrahlung von Synchrotronlicht durch den gespeicherten Elektronenstrahl zu einer Bevorzugung der energetisch günstigeren Einstellung des Elektronenspins antiparallel zum magnetischen Strahlführungsfeld (Sokolov-Ternov Effekt [20, 21]). Ausgehend von einem unpolarisierten Elektronenstrahl wird nach der Aufpolarisationszeit  $t$  eine Polarisation  $P(t) = P_o(1 - \exp(-t/\tau))$  erreicht.  $P_o$  ergibt sich aus dem Verhältnis der Spin-Flip Wahrscheinlichkeiten zu 92.4 %. Die Aufpolarisationskonstante  $\tau$  ist allerdings umgekehrt proportional zum Produkt der dritten Potenz des magnetischen Führungsfelds  $B$  und dem Quadrat der Strahlenergie  $\gamma$ .

Dieser Effekt ist daher nur an Elektronenspeicherringen nutzbar, bei denen kleine Bahnradien und hohe Strahlenergie die Aufpolarisationszeit kleiner als die Speicherzeit machen. Legt man die Daten des letzten Umlaufs von MAMI B zugrunde ( $\gamma = 1673$ ,  $B = 1.285$  T), beträgt die Aufpolarisationskonstante 761035 Jahre.

Um trotzdem Experimente mit polarisierten Elektronen durchführen zu können,

muß ein schon polarisierter Elektronenstrahl in den Beschleuniger eingeschossen werden.

Neben der vielversprechenden „Helium-Afterglow“-Methode [22], deren Beschleunigertauglichkeit zur Zeit am Institut de Physique Nucléaire d’Orsay (Frankreich) getestet wird, hat sich zur Herstellung des Strahls die Methode der *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus III/V Halbleitern* durchgesetzt. Ihre Vorteile liegen in der hohen Brillanz (Stromstärke pro Flächeneinheit und Raumwinkelintervall) des erzeugten Strahls und in der Möglichkeit, eine schnelle Helizitätsumkehr durch Umschalten der Lichtpolarisation herbeizuführen (s. Abschnitt 3.2.7).

Die erste beschleunigertaugliche GaAs-Quelle polarisierter Elektronen wurde 1976 am kalifornischen Elektronenbeschleuniger SLAC in Betrieb genommen [23, 2] und diente in den folgenden Jahren vielen anderen Instituten als Vorlage für eigene Entwicklungen.

## 2.1 Die Erzeugung des polarisierten Elektronenssembles

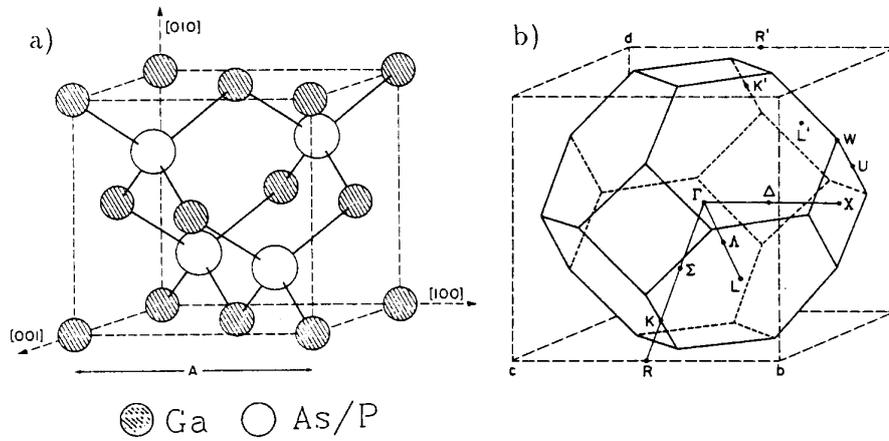
Der III/V Halbleiter Galliumarsenid bildet ein Kristallgitter aus, das dem von Gruppe IV-Halbleitern, wie Germanium, gleicht. Es wird beschrieben durch zwei kubisch flächenzentrierte (fcc) Gitter gleicher Gitterkonstante  $a$ , die um  $a(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  gegeneinander verschoben sind. Im Gegensatz zu Germanium, bei dem beide Gitter aus der gleichen Atomsorte gebildet werden (Diamantgitter), wird bei III/V Halbleitern eines der fcc-Gitter aus Atomen der Gruppe III, das andere aus Atomen der Gruppe V gebildet (Zinkblendegitter, s. Abbildung 2.1 (a)).

### 2.1.1 Die Symmetrie des Zinkblendegitters

Die Symmetrie des Zinkblendegitters kann durch eine Gruppe von Symmetrieeoperationen beschrieben werden, die als Raumgruppe des Gitters bezeichnet wird. Sie enthält Translations- und Drehoperationen, deren Anwendung das Gitter in sich selbst überführen. Die Untergruppe der Drehoperationen wird als Punktgruppe der Raumgruppe bezeichnet. Die in ihr enthaltenen Operationen können in fünf Klassen nicht äquivalenter Operationen eingeteilt werden (s. Anhang A und Referenzen [24, 25]). Es gibt daher fünf irreduzible Darstellungen der Punktgruppe, die mit  $\Gamma^1$ ,  $\Gamma^2$ ,  $\Gamma^{12}$ ,  $\Gamma^{15}$  und  $\Gamma^{25}$  bezeichnet werden [26].

Die Elektronenzustände im Kristallgitter werden durch die Schrödingergleichung

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r}) \right) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}), \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1:** (a) Der Aufbau des Zinkblendegitters und (b) die erste Brillouinzone des kubisch-flächenzentrierten (fcc) Gitters.

beschrieben, wobei das Potential  $V(\vec{r})$  invariant unter allen Symmetrieeoperationen der Raumgruppe sein muß. Die Blochfunktionen

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.2)$$

lösen diese Gleichung. Sie setzen sich zusammen aus einem Anteil  $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$  für die Translationssymmetrie, und einem Anteil  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ , der die Rotationssymmetrie des Problems beinhaltet.

Der Punkt  $\vec{k} = \vec{0}$  der Brillouinzone, der Gamma Punkt, ist ein Punkt besonderer Symmetrie. Hier geht die Schrödingergleichung über in

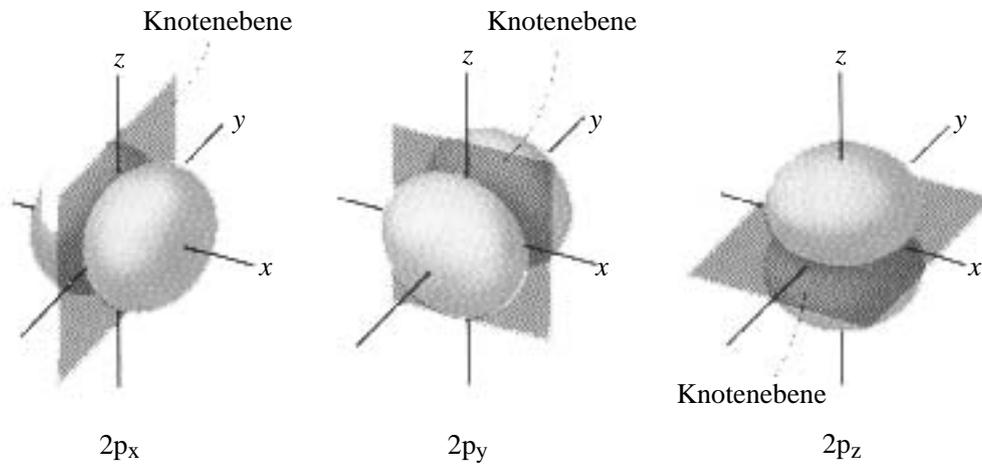
$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r}) \right) u_{\vec{0}}(\vec{r}) = E u_{\vec{0}}(\vec{r}), \quad (2.3)$$

und die Basisfunktionen der irreduziblen Darstellungen der Punktgruppe sind Lösungen. Die relevanten Darstellungen für die Photoabsorption für  $k = 0$  an der Valenzbandoberkante bzw. an der Leitungsbandunterkante transformieren sich mit  $\Gamma^{15}$  bzw. mit  $\Gamma^1$ . Als Basisfunktionen zu  $\Gamma^{15}$  werden im allgemeinen Polynome der kartesischen Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  angegeben, die sich unter den entsprechenden Symmetrieeoperationen ineinander transformieren. Auch die kartesischen Drehimpuls-Eigenfunktionen

$$p_x = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{x}{x^2 + y^2 + z^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-Y_{11} + Y_{1-1}) \quad (2.4)$$

$$p_y = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{y}{x^2 + y^2 + z^2} = \frac{i}{\sqrt{2}} (Y_{11} + Y_{1-1}) \quad (2.5)$$

$$p_z = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{z}{x^2 + y^2 + z^2} = Y_{10} \quad (2.6)$$



**Abbildung 2.2:** Die räumlichen Vorzugsrichtungen der 2p-Orbitale. Entnommen aus [27].

erfüllen diese Bedingung (s. Abb. 2.2) und können als Basisfunktionen zur Berechnung des Matrixelements verwendet werden. Einen weiteren Satz von Basisfunktionen stellen die  $Y_{1m}$  selbst dar. Man erhält sie als Linearkombination der  $p_x$ ,  $p_y$  und  $p_z$ .

Die Wellenfunktion des Leitungsbandelektrons am  $\Gamma$ -Punkt ist vollständig kugelsymmetrisch. Als Basisfunktion dient jede, von den Koordinaten unabhängige Funktion, insbesondere auch

$$Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} = \text{const.} \quad (2.7)$$

Es mag im ersten Moment überraschen, daß die Lösungen des kugelsymmetrischen Problems gleichzeitig Lösungen eines Problems mit stark eingeschränkter kubischer Symmetrie sind. Wie in Abb. 2.2 gezeigt, besitzen diese Funktionen aber keineswegs mehr die volle Kugelsymmetrie. Das ist einzusehen, wenn man berücksichtigt, daß erst die Summe über alle m-Unterzustände

$$\sum_{m=-l}^l |Y_{lm}(\theta, \phi)|^2 = \frac{2l+1}{4\pi} = \text{const.} \quad (2.8)$$

vollständig kugelsymmetrisch sein muß. Befindet sich ein Elektron im (ungestörten) Zentralpotential des Kerns, besetzt es alle m-Unterzustände zu festem  $l$  mit gleicher Wahrscheinlichkeit, da diese bezüglich der Energie exakt entartet sind. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ist daher kugelsymmetrisch. Die Messung eines m-Unterzustands des Elektrons geht immer einher mit dem Anlegen eines äußeren magnetischen oder elektrischen Feldes, welches die Entartung der Zustände aufhebt. Das Elektron befindet sich nunmehr in einem nicht-kugelsymmetrischen Potential und daher mit größerer Wahrscheinlichkeit im energetisch niedrigsten nicht-kugelsymmetrischen Zustand, der dem Potential am ehesten entspricht.

Die Kugelfunktionen  $Y_{lm}$  stellen die auf die Einheitskugel normierte Winkelverteilung eines Multipols der Ordnung  $l$  dar. Für  $l = 1$  (p-Elektron) erhält man drei linear unabhängige Eigenfunktionen, die den Potentialen eines entlang der x-, y- bzw. z-Achse ausgerichteten Dipols entsprechen (s. Abb. 2.2). Die Dipole sind gleichberechtigt und in der Energie entartet. Bei der Einbettung in einen Kristall mit kubischer Symmetrie orientieren sich die Dipole entlang der Symmetrieachsen des Kristallfelds. Wegen der völligen Gleichwertigkeit der drei Achsen gibt es keine „bevorzugte“ Einstellung für ein p-Elektron. Infolgedessen bleibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons in erster Näherung kugelsymmetrisch um den Kern verteilt und die  $p_x, p_y, p_z$  sind weiterhin ein „guter“ Satz von Basisfunktionen. Multipole höherer Ordnung besitzen eine „höhere Winkelempfindlichkeit“ und entarten bei Einbettung in das kubische Gitter.

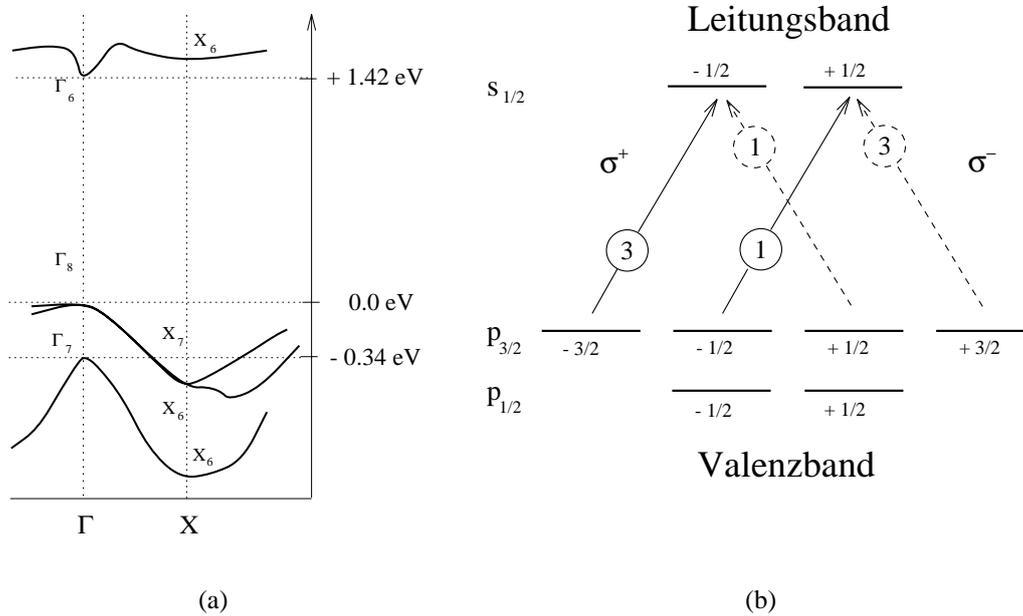
### 2.1.2 Berücksichtigung des Spins

In der bisherigen Betrachtung wurde der Spin des Elektrons nicht berücksichtigt. Seine Einführung ändert an den grundlegenden Überlegungen nichts. Ein Unterschied ergibt sich allerdings dadurch, daß nun die Wellenfunktionen erst bei Drehungen um  $4\pi$  wieder in sich selbst übergehen. Diesem Umstand wird dadurch Rechnung getragen, daß man so tut, als ginge auch der Kristall erst bei Drehungen um  $4\pi$  wieder in sich selbst über. Dann definiert man ein neues Gruppenelement  $R$ , die Drehung um  $2\pi$ , und ergänzt die Drehgruppe um die Elemente, die aus der Multiplikation mit  $R$  aus ihnen entstehen [24]. Die erweiterte Gruppe (Doppelgruppe) umfaßt nun mehr, aber nicht doppelt so viele Klassen, als die einfache Gruppe. Jedes Element der einfachen Gruppe wird nun durch zwei Matrizen dargestellt (Drehung um  $\phi$  und Drehung um  $2\pi + \phi$ ). Die Drehgruppe wird um die drei Darstellungen  $\Gamma^6$ ,  $\Gamma^7$  und  $\Gamma^8$  erweitert.

Die Leitungsbandunterkante wird durch  $\Gamma^6$  beschrieben (s. Abbildung 2.3). Als Basisfunktion kann die Wellenfunktion eines  $s_{1/2}$  Zustands dienen. Die Valenzbandoberkante spaltet, ganz analog zum p-Zustand des Wasserstoffatoms in zwei Zustände auf, wovon der energetisch niedrigere durch  $\Gamma^7$  und der energetisch höhere durch  $\Gamma^8$  beschrieben wird. Für  $\Gamma^8$  können die Wellenfunktionen eines  $p_{3/2}$  Zustands als Basisfunktionen verwendet werden.

### 2.1.3 Die Berechnung der Polarisation

Sobald man die Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}$  als Wellenfunktionen verwenden kann, gestaltet sich die Berechnung von Matrixelementen einfach. Das Wigner-Eckart-Theorem erlaubt es, ein Übergangsmatrixelement als Produkt eines Clebsch-Gordan-Koeffizienten und eines „reduzierten Matrixelements“ zu schreiben. Der



**Abbildung 2.3:** (a) Die Bandstruktur von GaAs bei Zimmertemperatur. (b) Durch optisches Pumpen wird im Leitungsband ein spinpolarisiertes Elektronenensemble erzeugt.

Clebsch-Gordan Koeffizient ist nur von der Orientierung des gewählten Koordinatensystems der beiden Zustände abhängig, während das reduzierte Matrixelement die physikalische Symmetrie des Übergangs enthält, und vom Koordinatensystem - und damit von der Richtungsquantenzahl  $m$  - unabhängig ist. Bei der Berechnung der Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten bei der Photoanregung von Elektronen kürzt sich das reduzierte Matrixelement heraus.

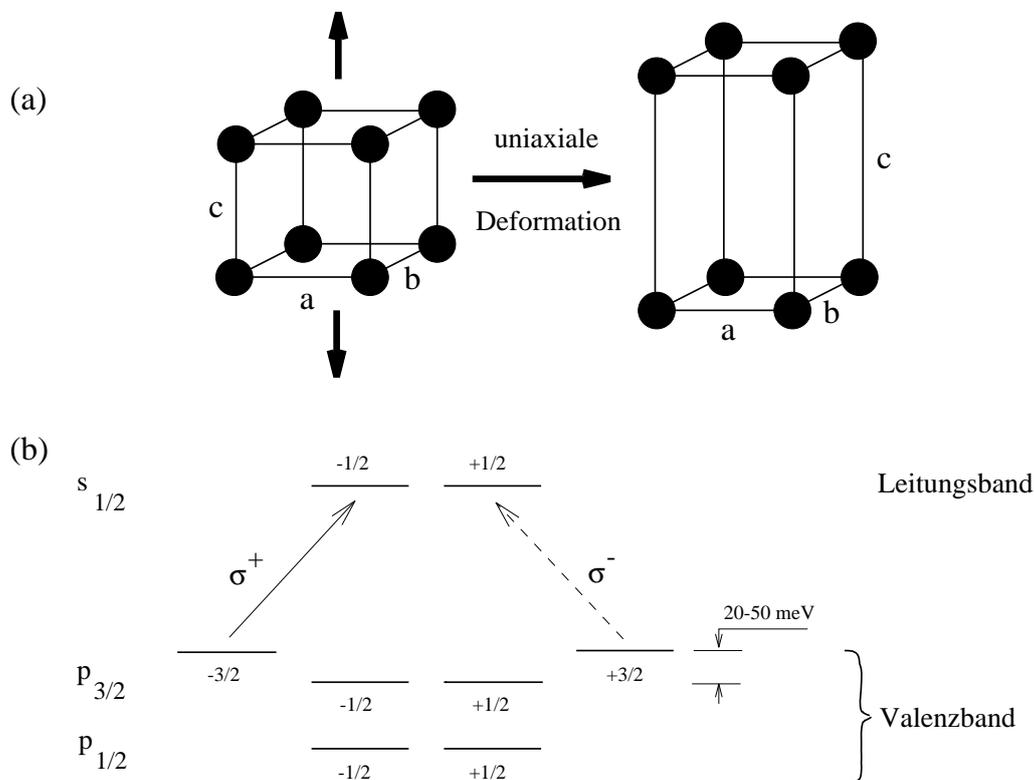
Die Spinpolarisation des Elektronenensembles im Leitungsband bei Einstrahlung von  $\sigma^+$  Licht ergibt sich zu

$$P = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} = \frac{|\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | H_D | \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \rangle|^2}{|\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | H_D | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle|^2} = -\frac{1}{2}. \quad (2.9)$$

Quantisierungsachse ist die Helizitätsachse der eingestrahlteten Photonen. Bei senkrechter Einstrahlung von zirkularpolarisiertem Licht ist der erzeugte Elektronenstrahl longitudinal polarisiert.

### 2.1.4 Höhere Polarisationsgrade

Aus experimentellen Gründen ist eine Steigerung der durch die Entartung des  $\Gamma^8$ -Niveaus bedingten maximalen Polarisation von 50 % wünschenswert. Alle heutigen Ansätze versuchen dieses durch die Brechung der kubischen Symmetrie des Kristallaufbaus zu erreichen. Verzerrt man die Einheitszelle entlang einer Kristallachse, erhält man eine tetragonale Struktur. Die Darstellungen der tetragonalen Drehgruppe sind maximal zweidimensional, daher existieren höchstens zweifach entartete Elektronenzustände. Die Aufspaltung der p-Terme stimmt für  $l=1$  vollkommen mit der gewöhnlichen Starkeffektaufspaltung im homogenen Feld überein [24]. Neben der Störung der Symmetrie durch Erzeugung eines Übergitters



**Abbildung 2.4:** (a) Die Verzerrung des Gitters entlang der  $c$ -Achse und (b) die daraus resultierende Aufspaltung der Valenzbandzustände.

(Superlattice) aus verschiedenen Materialien gleicher Gitterkonstante (z. B. GaAs und AlGaAs [28]) können auch Halbleiter verwendet werden, die von sich aus schon tetragonale Einheitszellen besitzen (Chalkopyrite) [29].

Die heute am weitesten entwickelte Technik der *Strained Layer* Photokathoden [30, 31] beruht auf dem epitaktischen Aufbringen einer 100 bis 200 nm starken

Halbleiterschicht mit kubischer Einheitszelle auf ein dickes Substrat, welches ebenfalls eine kubische Einheitszelle, allerdings mit unterschiedlicher Gitterkonstante, besitzt. Ist die aufgedampfte Schicht dünn, paßt sich die Gitterkonstante der Schicht an die Gitterkonstante des Substrats an. Über die elastischen Konstanten des Kristalls führt eine Verkleinerung der Grundfläche der Einheitszelle zu einer Verlängerung der c-Achse. Der Kristall wird tetragonal. Es kommt zur Aufhebung der vierfachen Entartung des  $p_{3/2}$  Niveaus, ähnlich dem Stark-Effekt (gleiche Beträge von  $m_j$  wandern in die gleiche Richtung) entlang der c-Achse. Bei den hier verwendeten Kristallen beträgt die energetische Aufspaltung zwischen den Zuständen ca. 20 - 50 meV, was bei 850 nm in etwa einer Bandbreite von 30 nm entspricht. Der Übergang kann also problemlos auch mit einem Puls laser selektiv angeregt werden. Die Bandbreite eines Laserpulses von 100 fs Pulsdauer (bandbreitenbegrenzt,  $\text{sech}^2$ -Profil,  $\lambda_0 = 850 \text{ nm}$ ) beträgt 7.6 nm.

## 2.2 Depolarisationsprozesse

Die durch den optischen Pumpvorgang erzeugte Spinpolarisation des Elektronenensembles im Leitungsband des Halbleiters ist nicht statisch gleichbleibend, sondern verringert sich exponentiell mit der Zeit. Heute kennt man fünf verschiedene Prozesse, die zur Depolarisation beitragen. Eine Zusammenfassung der ersten vier Prozesse gibt Ref. [32].

- **Elliott-Yafet-Prozeß (EY)**

Die Bloch-Wellenfunktionen  $\psi_{\vec{k}\pm}$  sind wegen der Spin-Bahn-Wechselwirkung im allgemeinen keine reinen Spinzustände. Die Mischung der Spinzustände im  $\Gamma_1$  Leitungsband kann als proportional zu  $k$  angenommen werden [33]. Eine Spinrelaxationszeit, verursacht durch elastische Streuung an einem Störpotential  $U(\vec{r})$ , wurde von Elliott [34] und Yafet [35] angegeben. Das Störpotential  $U(\vec{r})$  wird bei hochdotierten Kristallen durch ionisierte Verunreinigungen des Kristalls verursacht.

- **Hyperfein-Wechselwirkung**

Ein weiterer Depolarisationsprozeß ist die Wechselwirkung des polarisierten Elektrons mit dem Kernspin der Gitterionen. Die Spinflip-Amplitude wird aus der Hamiltonfunktion

$$H_{HFS} = A_{HFS} V \vec{I} \cdot \vec{S} \delta(\vec{r}) \quad (2.10)$$

( $A_{HFS}$ : Amplitude,  $V$ : Potential,  $\vec{I}$ : Kernspin,  $\vec{S}$ : Elektronenspin) unter der Annahme eines nichtentarteten Halbleiters und reiner Spinzustände bei  $\vec{k} = 0$  berechnet.

- **D'Yakonov - Perel Prozeß (DP)**

Im Gegensatz zum Diamantgitter, bei dem alle Gitterplätze von der gleichen Atomsorte besetzt sind, fehlt dem Zinkblendegitter ein Inversionszentrum. Das Fehlen der Inversionssymmetrie führt zur Aufhebung der zweifachen Spin-Entartung an der Leitungsbandkante. Zur Hamiltonfunktion muß eine Störung von der Form

$$H'(\vec{k}) = \hbar\omega(\vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (2.11)$$

addiert werden [33], wobei  $\omega(\vec{k})$  als Spinpräzessionsvektor um ein  $\vec{k}$ -abhängiges, effektives magnetisches Feld interpretiert werden kann. Durch Kollisionen mit dem Gitter unterliegt  $\omega(\vec{k})$  statistischen Variationen sowohl in Richtung als auch in Amplitude, was zur Spinrelaxation führt. Rechnungen von D'Yakonov und Perel [36] ergeben für die Spinrelaxationszeit  $T_1$ :

$$\frac{1}{T_1(\varepsilon)} = \frac{2}{3}\omega^2(\varepsilon)\tau_c(\varepsilon). \quad (2.12)$$

$\omega^2(\varepsilon)$  mittelt  $\omega(\vec{k})$  über alle Richtungen von  $\vec{k}$  bei der Energie  $\varepsilon$  und  $\tau_c(\varepsilon)$  bezeichnet die Impulsrelaxationszeit in Abhängigkeit von dem im speziellen Kristall dominanten Streumechanismus.

- **Bir-Aronov-Pikus Prozeß (BAP)**

Der für die Anwendung wichtigste Relaxationsprozeß resultiert aus der Austauschwechselwirkung von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband des Halbleiters [37]. Die Löcherdichte im Valenzband wird hauptsächlich durch die p-Dotierung des Halbleiters ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) bestimmt. Sie ist selbst im Pulsbetrieb groß gegen die Löcherdichte, die durch Photoanregung von Elektronen verursacht wird ( $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Da die effektive Masse  $m^*$  der Löcher im Leitungsband wesentlich höher ist als die Masse der Elektronen, kann der Stoßprozeß als elastisch angesehen werden. Ganz analog zur Hyperfein-Wechselwirkung lautet der Hamiltonoperator

$$H_{exch} = A_{exch}V\vec{J} \cdot \vec{S}\delta(\vec{r}) \quad (2.13)$$

Die reziproke Relaxationszeit ergibt sich zu [32]

$$\frac{1}{T_1(\varepsilon)} = N_h\sigma_1v \quad (2.14)$$

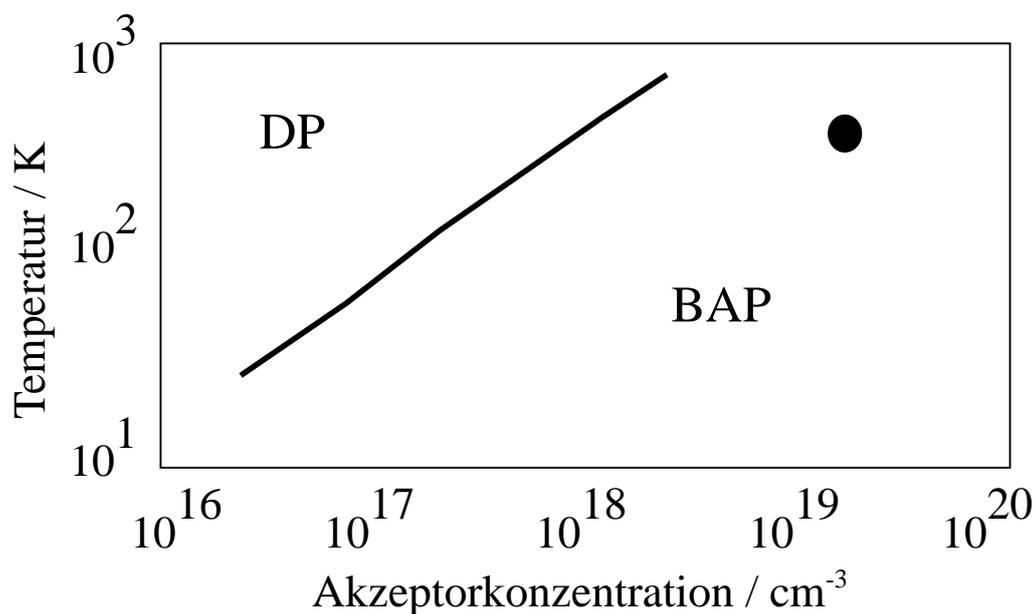
wobei  $N_h$  die Löcherdichte und  $v$  die mittlere Elektronengeschwindigkeit bezeichnen. Der Spinflip-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_1$  liegt in der Größenordnung  $10^{-16} \text{ cm}^2$ .

- **Radiation Trapping**

Zolotorev et al. [38] schlagen einen Spinrelaxationsprozeß durch Einfang von

Rekombinationsstrahlung vor. Hierbei wird das bei der radiativen Rekombination freiwerdende Photon zur Erzeugung eines neuen Elektron-Loch Paares verwendet. Da das neue Elektron nicht den Spinzustand des rekombinierten Elektrons besitzen muß, führt dieser Prozeß zur Spinrelaxation.

Experimentelle Untersuchungen [32, 39, 40] ergaben, daß der D'Yakonov-Perel Prozeß und der Bir-Aronov-Pikus Prozeß je nach Dotierung und Temperatur der Kristallproben maßgeblich zur Depolarisation beitragen (s. auch Abbildung 2.5). Der fünfte Prozeß kann zumindest bei Zimmertemperatur vernachlässigt werden,



**Abbildung 2.5:** Dominanter Depolarisationsprozeß in Abhängigkeit von Dotierung und Temperatur. Die Linie trennt die in Ref. [39] bestimmten Bereiche, in denen der DP- bzw. der BAP-Prozeß die Spinrelaxation dominiert. Die Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Bulk-GaAs-Kristalls sind mit einem Punkt markiert.

da seine Depolarisationszeitkonstante durch die Strahlungsrekombination bestimmt wird, deren Zeitkonstante bei 300 K mit 200-300 ps [41, 42] lang ist, gegen die Zeitkonstanten des BAP bzw. des DP Prozesses.

### 2.2.1 Verweilzeit im Halbleiter und effektive Strahlpolarisation

Die effektive Polarisation  $P$  eines emittierten Elektronenensembles kann in Abhängigkeit von der mittleren Verweilzeit der Elektronen im Halbleiter  $\tau_e$  und der

Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  berechnet werden [43]. Je länger die Elektronen vor ihrer Emission im Halbleiter verweilen, desto stärker werden sie depolarisiert. Unter stationären Bedingungen gelten folgende Ratengleichungen für die Anzahl der Up ( $\uparrow$ ) und Down ( $\downarrow$ ) Elektronen im Leitungsband [43]:

$$\frac{dN^\uparrow}{dt} = C^\uparrow - \frac{1}{2} \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{\tau_s} - \frac{N^\uparrow}{\tau_e} = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{dN^\downarrow}{dt} = C^\downarrow - \frac{1}{2} \frac{N^\downarrow - N^\uparrow}{\tau_s} - \frac{N^\downarrow}{\tau_e} = 0, \quad (2.16)$$

wobei  $C^\uparrow$  und  $C^\downarrow$  die Produktionsraten für Up und Down Elektronen bezeichnen. Für die Anfangspolarisation  $P_0$  erhält man

$$P_0 \equiv \frac{C^\uparrow - C^\downarrow}{C^\uparrow + C^\downarrow} = \frac{\frac{1}{2} \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{\tau_s} + \frac{N^\uparrow}{\tau_e} - \frac{1}{2} \frac{N^\downarrow - N^\uparrow}{\tau_s} - \frac{N^\downarrow}{\tau_e}}{\frac{N^\uparrow}{\tau_e} + \frac{N^\downarrow}{\tau_e}} \quad (2.17)$$

$$= \frac{(N^\uparrow - N^\downarrow) \left( \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_e} \right)}{(N^\uparrow + N^\downarrow) \frac{1}{\tau_e}} \quad (2.18)$$

Hieraus resultiert die Polarisation  $P$  des emittierten Ensembles

$$P = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_e} P_0 \quad (2.19)$$

Beträgt die Spinrelaxationszeit beispielsweise 56 ps und die mittlere Rekombinationszeit 8 ps, so ergibt sich die Strahlpolarisation aus einem nicht deformierten GaAs Kristall zu

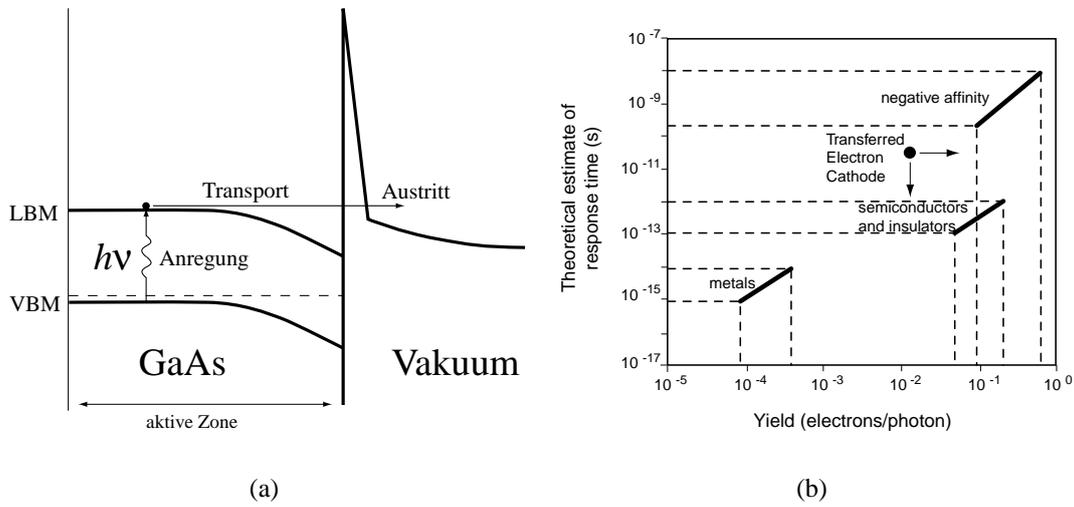
$$P = \frac{56}{56 + 8} \cdot 0.5 = 0.4375 \quad (2.20)$$

Ausschlaggebend für eine hohe *Strahlpolarisation* ist nur, daß Elektronen, die sehr lange im Halbleiter verweilen und deshalb stark depolarisiert sind, nicht mehr zur Emission gelangen und die Strahlpolarisation vermindern.

## 2.3 Das Spicer-Modell der Photoemission

Obwohl die Quantentheorie der Photoemission bereits 1905 publiziert wurde [44], faßte man sie bis in die fünfziger Jahre als reinen Oberflächeneffekt auf. Erst Spicers Drei-Stufen-Modell erklärte die Photoemission als Volumeneffekt, der sich aus Photoanregung im Volumen, Elektronentransport zur Oberfläche und anschließende Emission zusammensetzt [45, 16, 46].

Die Elektronenkonzentration  $c(r, t)$  am Ort  $r$  zur Zeit  $t$  wird durch eine Diffusions-



**Abbildung 2.6:** (a) Spicers Modell beschreibt die Photoemission als Drei-Stufen-Prozeß : Photoanregung-Transport-Emission (b) Spicers Abschätzung für die Antwortzeit  $\tau$  verschiedener Photoemitter. Entnommen aus [16].

gleichung mit drei Termen beschrieben

$$\frac{\partial c(r,t)}{\partial t} = g(r,t) - \frac{c(r,t)}{\tau} + D \nabla^2 c(r,t). \tag{2.21}$$

Der erste Term

$$g(r,t) = \begin{cases} \alpha I_0 (1 - R) \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau_0}\right)^2\right) \exp(-\alpha z) & \text{für } z \leq \text{aktiveZone} \\ 0 & \text{für } z > \text{aktiveZone} \end{cases} \tag{2.22}$$

beschreibt die Teilchenerzeugung durch Photoanregung von Elektronen ins Leitungsband: Ein gaußförmiger Lichtpuls der Breite  $\tau_0$ , von dem der Bruchteil  $R$  durch Reflektion an der Kristalloberfläche verlorengeht, wird in der aktiven Zone ( $\infty$  bei Bulk-Kathoden) mit dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  durch Photoanregung absorbiert.

Ein Lebensdauerterm  $c(r,t)/\tau$  beschreibt die Verringerung der Leitungsbandelektronenkonzentration durch Rekombination mit Valenzband-Löchern.

Die Bewegung der Teilchen beschreibt der Diffusionsterm  $D \nabla^2 c(r,t)$  mit der Diffusionskonstanten  $D$ . Alle drei Konstanten  $\alpha$ ,  $\tau$  und  $D$  hängen von der Dotierung und der Temperatur des Halbleiters ab.

Spicer schätzt die „Antwortzeit“  $\tau$  eines Halbleiters mit

$$\tau = \frac{L_D^2}{D} \tag{2.23}$$

ab. Die hier relevante Abschätzung ist in Abbildung 2.6 (b) mit „negative affinity“ bezeichnet.  $L_D$  stellt hier die Diffusionslänge der Elektronen dar, der Diffusionskoeffizient  $D$  wird mit der Einstein-Relation  $D = (\mu kT)/q$  aus der meßbaren Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  abgeschätzt.

## 2.4 Die NEA-Oberfläche

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Photoabsorption führt zur Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenensembles im Leitungsband des Halbleiters. Um einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen, müssen die Elektronen dazu gebracht werden, den Halbleiter zu verlassen. Da zur Überwindung der Elektronenaffinität (Zur Definition der Terme siehe Abbildung 2.7) nicht genügend Energie zur Verfügung steht, werden besondere Verfahren zur Oberflächenbehandlung der Kristalle angewendet, um die Elektronenaffinität zu verringern. Scheer und van Laar [8] erzeugten 1965 erstmals Photoemission aus Halbleitern mit negativer Elektronenaffinität (NEA). Die Prozesse, die zur Erzeugung negativer Elektronenaffinität führen, sind bis heute nicht vollständig verstanden. Im allgemeinen werden zwei Prozesse für die Erzeugung negativer Elektronenaffinität verantwortlich gemacht:

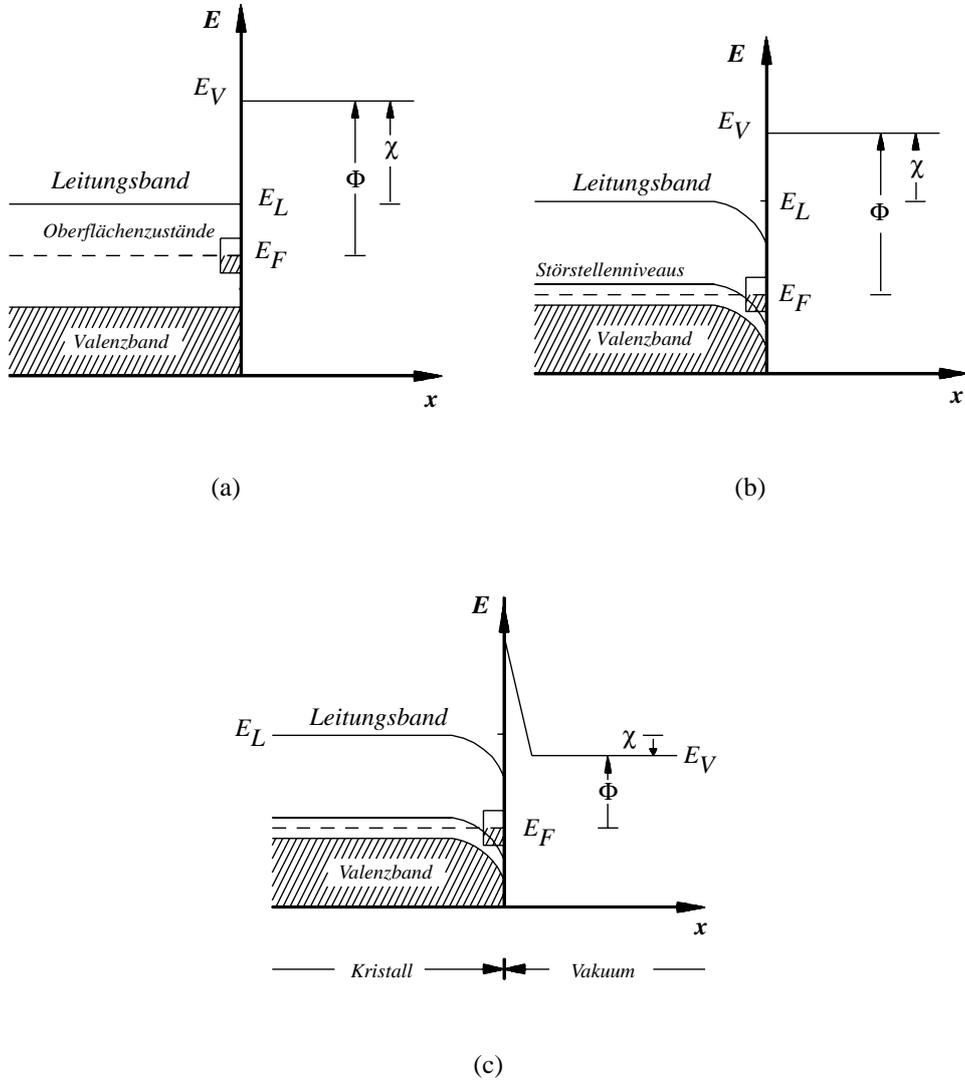
### 2.4.1 Die Bandbiegungszone

Durch den Abbruch des idealen Gitteraufbaus an der Kristalloberfläche werden, ähnlich wie durch den Einbau von Störstellen im Halbleitervolumen, Elektronenzustände in der verbotenen Zone (Energilücke) erzeugt [47]. Da diese Zustände an der Oberfläche lokalisiert sind, spricht man von Oberflächenzuständen (s. Abbildung 2.7 (a)–(c)). Sie sind bis zur Fermienergie<sup>1</sup> mit Elektronen besetzt [15].

Durch p-Dotierung werden weitere Elektronenzustände innerhalb der Energilücke nahe des Valenzbandmaximums erzeugt. Im Inneren des Halbleiters bewegt sich dadurch die Fermienergie in Richtung des Valenzbands. An der Oberfläche wird es zu einer Abwanderung der Elektronen aus den Oberflächenzuständen in die energetisch niedrigeren Akzeptorzustände kommen. Wegen der hohen Dichte der Oberflächenzustände wird sich dadurch die Fermienergie an der Oberfläche aber nur wenig verändern. Man spricht vom Fermi-Level-Pinning. Durch die Abwanderung aus

---

<sup>1</sup>Im Gegensatz zu Metallen kann im Halbleiter durch die Existenz der Energilücke die Fermienergie nicht durch die Sprungstelle der Besetzungswahrscheinlichkeit bei  $T=0$  definiert werden. Nichtsdestotrotz stellt die Fermienergie eine gute Definition des chemischen Potentials des Halbleiters dar (Vgl. [48]), wenn sie beim undotierten Halbleiter in die Mitte der Energilücke gelegt wird. Ihre Lage kann sich dann aber durch äußere Einflüsse, wie Temperaturänderung oder Dotierung, ändern.



**Abbildung 2.7:** Die Potentialverhältnisse an der Kristalloberfläche (a) undotiert, (b) p-dotiert und (c) mit Cäsium bedampft. Die Austrittsarbeit  $\Phi$  des Halbleiters wird als die Potentialdifferenz zwischen Fermienergie und Vakuumpotential definiert, die Elektronenaffinität als die Potentialdifferenz zwischen Leitungsbandkante und Vakuumpotential an der Oberfläche des Kristalls. Beim Auftreten einer Bandbiegung kommt es zu einer Verringerung der Potentialdifferenz zwischen Leitungsbandkante im Inneren des Halbleiters und dem Vakuumpotential, ohne daß sich die Elektronenaffinität verändert. Man definiert die für den Photoemissionsprozeß relevante Größe der „effektiven Elektronenaffinität“  $\chi$  als die Potentialdifferenz zwischen Leitungsbandkante im Inneren des Halbleiters und Vakuumpotential und läßt im folgenden Sprachgebrauch den Term „effektive“ weg.

den Oberflächenzuständen kommt es zur Ausbildung einer positiven Raumladungszone an der Kristalloberfläche, die zu einer Absenkung von Valenz- und Leitungsbandkante führt. Die Breite dieser Bandbiegungszone (BBR) wird umso geringer, je höher die Dotierung ist, da die freien Ladungsträger die Oberflächenladung abschirmen. Bei einem Dotierungsgrad von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  beträgt die Breite der BBR ungefähr 10 - 15 nm, ist also klein gegen die reziproke Absorptionskonstante des Laserlichts ( $1/\alpha \approx 1 \mu\text{m}$  [49, 41]) und die Diffusionslänge freier Elektronen ( $L_D \approx 1.6 \mu\text{m}$  [50]). Sie hat daher wenig Einfluß auf die Prozesse im Inneren des Halbleiters. Innerhalb der Bandbiegungszone gewinnt das Elektron durch die Beschleunigung zur Oberfläche hin jedoch Energie. Übersteigt diese den Schwellenwert von 36 meV, so kann das Elektron durch Wechselwirkung mit optischen Phononen Energie abgeben. Für die Diffusionskonstante muß jetzt der Wert für „heiße Elektronen“ angenommen werden, der in Ref. [51] mit 3.5 nm angegeben wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron die Bandbiegungszone ohne Energieverlust durchquert ist daher sehr gering. Hat es erst einmal Energie verloren, kann es nicht mehr ins Innere des Kristalls zurückkehren. Es fällt durch weitere Stöße mit Phononen immer tiefer in die Bandbiegungszone, bis es unter die Emissionsschwelle rutscht und schließlich durch Oberflächenrekombination aus dem Leitungsband verschwindet.

Die Tiefe der Bandbiegung wird mit ca. 0.9 eV angegeben [51]. Ein Elektron müßte im Mittel 25 Stöße mit jeweils 36 meV Energieverlust erleiden, um die Emissionsschwelle zu unterschreiten. Bei einer mittleren Stoßzeit von 0.3 ps [32] wären dazu 7-8 ps notwendig.

Andere Autoren erklären das Auftreten der Bandbiegungszone erst durch das Zusammenspiel mit einem Oberflächenadsorbat [52, 53, 54].

Die Existenz einer Bandbiegungszone beim NEA-aktivierten Halbleiter gilt jedoch grundsätzlich als gesichert und wird von keinem Autor bestritten.

### 2.4.2 Aufdampfen von Cäsium

Eine weitere Verringerung der Elektronenaffinität kann durch die Anlagerung eines Adsorbats auf der Halbleiteroberfläche erzielt werden. Als besonders effektiv erweist sich die Verwendung von Cäsium, was durch dessen geringes Ionisierungspotential [27] (Energiebetrag, der zur Ionisierung eines Atoms benötigt wird) erklärt wird. Die Cäsiumatome geben bei Anlagerung an die Halbleiteroberfläche ein Bindungselektron ab, was bei flächiger Bedampfung zur Ausbildung einer Dipol-schicht führt. Hierdurch wird das Vakuumniveau bis unter die Leitungsbandkante im Inneren des Halbleiters abgesenkt. Negative Elektronenaffinität ist erreicht. Die verbleibende Potentialspitze (s. Abb.2.6 (a)) kann von den Leitungsbandelektronen im Halbleiter durchtunnelt werden.

### 2.4.3 Anwendung eines Oxidationsmittels

Zusätzlich zu Cäsium kann ein Oxidationsmittel wie Sauerstoff oder Stickstofftrifluorid zur Präparation der Oberfläche verwendet werden. Empirisch zeigt sich, daß eine YoYo-Präparation (s. Kapitel 4.1.4) mit Cäsium und Sauerstoff oder auch deren gleichzeitige Anwendung [55] die erzielbare Quantenausbeute bei GaAs um einen Faktor 10 bis 20 steigern kann. Neuere Experimente führen zu einem Erklärungsversuch durch die Bildung einer GaAs-O-[Cs] Schicht, gefolgt von einer Lage  $[\text{Cs}^+]\text{-O}^{-2}\text{-Cs}^+$  [56]. Dieses Modell führt zu dem in Abbildung 2.6 (a) dargestellten Potentialverlauf. Die eingehenden experimentellen Fakten sind:

- Bei einer schockartigen Erhitzung des aktivierten Kristalls wird Sauerstoff erst desorbiert, nachdem die Desorption von Cäsium abgeschlossen ist [57].
- Durch eine Zwei-Stufen-Aktivierung (YoYo-Präparation – Heizen zur Desorption des Cäsiums – erneute YoYo-Präparation) kann die Quantenausbeute nochmals um ca. 30 % gesteigert werden [58].
- Die Adsorptionswahrscheinlichkeit für Sauerstoff an die GaAs-Oberfläche wird durch eine Monolage Cäsium um einen Faktor  $10^7$  gesteigert [56].

### 2.4.4 Zeitliche Abnahme der Quantenausbeute

Der Zustand maximaler Quantenausbeute bleibt nach der Kristallpräparation nicht erhalten. Die Quantenausbeute sinkt mit der Zeit ab, wobei die Zeitkonstanten je nach Umgebungsbedingungen variieren. Die Abnahme der Quantenausbeute kann je nach Kristall und Umgebungsbedingungen linear [59], exponentiell [60] oder auch superexponentiell [61] erfolgen. Dabei wird die Lebensdauer als die Zeit definiert, nach der die Quantenausbeute auf ihren e-ten Teil abgesunken ist. Typische Lebensdauern liegen zwischen einigen Minuten und mehreren hundert Stunden. Sie scheint hauptsächlich vom Restgasdruck und vom Cäsium- und Sauerstoffanteil des Restgases abzuhängen. Ein Cäsiumanteil scheint die Lebensdauer zu verlängern, während ein Sauerstoffanteil die Lebensdauer verkürzt. Sauerstoff kann durch elektronenstimulierte Desorption von den Metallwänden einer Hochvakuumapparatur in das Restgas eingebracht werden. Daß die Abnahme der Quantenausbeute nicht mit dem Abdampfen von Cäsium zusammenhängt, konnte von H. Fischer [61] durch XPS<sup>2</sup>-Messungen nachgewiesen werden. Er stellte im Gegenteil sogar eine Zunahme der Cäsiummenge auf der Kristalloberfläche fest. Allerdings beobachtete er auch das Entstehen einer neuen Sauerstofflinie im Zusammenhang mit sinkender Quantenausbeute, was auf eine Umbildung der Cäsium-Sauerstoff-Verbindungen

---

<sup>2</sup>X-ray photoelectron spectroscopy

schließen läßt.

Aulenbacher und Mitarbeiter [62] stellten beim Hochstrombetrieb ( $50 \mu\text{A}$  über 20 Stunden) der 100 kV Kanone an MAMI eine lokale Abnahme der Quantenausbeute am Ort des Laserstrahlflecks fest. Sie erklären diesen Effekt mit der Rückbeschleunigung von ionisierten Restgasatomen, die beim Auftreffen auf die Kristalloberfläche deren Struktur zerstören. Aus ihren Untersuchungen resultiert die Annahme, daß ein Kristall unter den gegebenen Bedingungen nur eine bestimmte Ladungsmenge emittieren kann. Hieraus ergäbe sich bei gegebenem Strahlstrom eine vorhersagbare Lebensdauer.

Für Beschleunigeranwendungen ist das Verständnis der Oberflächenphänomene von allergrößtem Interesse. Eine der wichtigsten Maßnahmen zur Verlängerung der Lebensdauer scheint eine weitere Reduzierung des Restgasdrucks in der Kanone zu sein.

### 2.4.5 Charge limit

Beim Auftreten hoher Photoemissionsstromdichten im gepulsten Strahlbetrieb wird ein kurzzeitiges Absinken der Quantenausbeute beobachtet [63]. Das sogenannte „Charge limit“ wurde erstmals am kalifornischen Beschleuniger SLAC nachgewiesen und wird heute mit einem Auffüllen der Oberflächenzustände durch Photoelektronen und einem daraus resultierenden Verschwinden der Bandbiegung erklärt [64, 46]. Die als Charge limit angegebenen Stromdichten von  $5 \cdot 10^{10}$  Elektronen pro  $\text{cm}^2$  in einem 2 ns Puls bei 10 % Quantenausbeute [65] ergeben umgerechnet auf einen Emissionsfleck von 0.3 mm Durchmesser und 10 ps lange Pulse eine Pulsladung von 28.3 fC. Diese Pulsladung entspricht bei 2.45 GHz Pulswiederholrate einem mittleren Strom von  $69 \mu\text{A}$ .



# Kapitel 3

## Der Experimentaufbau

### 3.1 Anforderungen und Konzeption

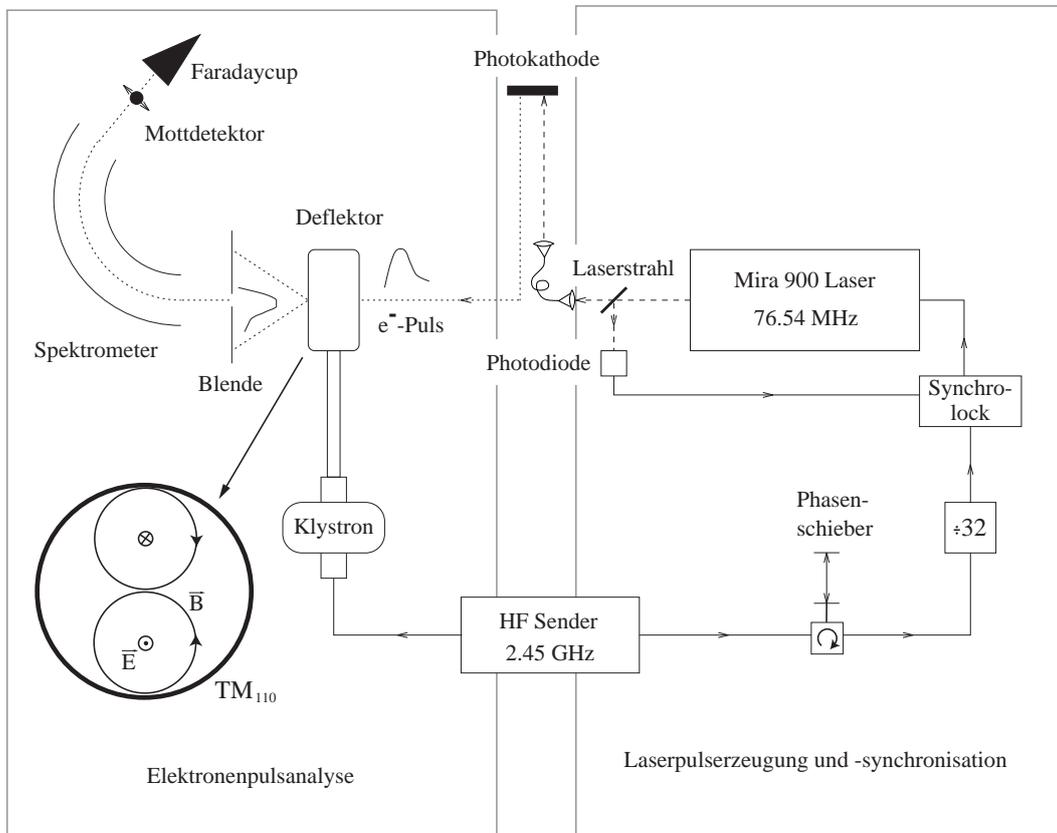
Durch die Beleuchtung einer GaAs Photokathode mit gepulstem Laserlicht sollen ultrakurze, polarisierte Elektronenpulse erzeugt werden. Diese müssen in einer Elektronenkanone beschleunigt und zu einer Pulsanalysestation transportiert werden. Hier sollen die Elektronenpulse auf Pulsdauer, Energiebreite und Spinpolarisation hin untersucht werden.

Zusätzlich soll die Elektronenkanone eine möglichst exakte Kopie der Produktionskanone sein. An ihr sollen Untersuchungen für den Strahlbetrieb mit polarisierten Elektronen an MAMI durchgeführt werden, ohne diesen zu beeinträchtigen oder gar zu gefährden.

Vereinzelte experimentelle Arbeiten berichten von der Erzeugung kurzer Elektronenpulse mit Pulsdauern zwischen 8 und 71 ps [12, 13, 14]. Die gemessenen Pulsdauern stimmen nicht mit Modellrechnungen [15, 16, 17] überein, die auf Diffusionsmodellen beruhen und Antwortzeiten zwischen 100 ps und 10 ns vorhersagen. Zum Vergleich mit Kurvenformen aus Modellrechnungen stehen bisher keine ausreichend exakten Meßdaten zur Verfügung. In keinem der angeführten Experimente wurde die Polarisation der erzeugten Pulse untersucht.

Der in dieser Arbeit beschriebene Versuchsaufbau wurde deshalb für die möglichst exakte Messung des Intensitätsverlaufs eines kurzen Elektronenpulses mit einer Pulsdauer zwischen 10 und 100 ps FWHM konzipiert. Bei der Realisierung des Projekts wurde versucht, weitgehend auf im Haus vorhandene Technologie zurückzugreifen. Die Anlage bleibt dadurch wartbar.

Abbildung 3.1 zeigt eine Prinzipskizze der Pulsanalyse. Ein auf die zweiunddreißigste Subharmonische der MAMI-Hochfrequenz synchronisierter Pulslaser erzeugt in der Elektronenkanone einen gepulsten Elektronenstrahl. Dieser wird durch die Strahlführung zu einem Deflektorresonator geleitet, der den Strahl mit der Hoch-



**Abbildung 3.1:** Prinzipskizze der Pulsanalyse. Der auf die 32. Subharmonische der Hochfrequenz synchronisierte Laser erzeugt mit der Photokathode einen gepulsten Elektronenstrahl, der von einem  $TM_{110}$ -Deflektorresonator über den Eintrittsblende des Spektrometers gewedelt wird. Durch Verschieben der Phase zwischen Laser und Resonator und die Messung des durch die Blende transmittierten Stroms kann das räumliche Bild des Pulsprofils abgetastet werden.

frequenz über den schmalen Eintrittspalt eines Spektrometers wedelt. Da der Elektronenstrahl auf die Hochfrequenz synchronisiert ist, entsteht auf der Blende ein stehendes räumliches Bild der zeitlichen Intensitätsverteilung der Elektronenpulse. Dieses Pulsprofil kann durch Verschieben der Phase zwischen Laser und Deflektor und durch Analyse des durch die Blende transmittierten Strahlstroms abgetastet werden.

Die gewählte Methode stellt zusätzlich die Möglichkeit zur Verfügung, die Spinpolarisation des Elektronenpulses zeitaufgelöst zu vermessen.

## 3.2 Der lichtoptische Aufbau

Der lichtoptische Aufbau besteht aus einem  $\text{Ar}^+$ -Ionenlaser, dem modegelockten Titan-Saphir-Laser<sup>1</sup> (Ti:Sp) und zwei optischen Bänken, die durch eine Singlemode Lichtleiterfaser (Eigenschaften s. Tab. 3.2) miteinander verbunden sind.

### 3.2.1 Auswahl des Pulslasers

Um pulsverlängernde Einflüsse des Lasers auf die zu messenden Elektronenpulse klein zu halten, soll der Laser Pulse von weniger als 2 ps Dauer mit einer Repetitionsrate von 2.45 GHz erzeugen. Die mittlere Lichtleistung auf dem Kristall sollte 50 - 100 mW betragen, um auch bei kleinen Quantenausbeuten noch phasenaufgelöste Messungen machen zu können. Bei der an den Produktionsquellen vorhandenen Anordnung kann eine Transmission von ca. 10 % durch das optische System angenommen werden. Daher ist am Laser eine Ausgangsleistung von 500 mW bis 1 W erforderlich. Die Laserpulse sollen auf die MAMI-Hochfrequenz oder eine Subharmonische synchronisiert werden.

Ein Laser, der alle o. g. Anforderungen erfüllt, stand derzeit nicht zur Verfügung. Zur Auswahl standen zwei kommerzielle Titan-Saphir-basierte Systeme, eine aktiv modegelocktes, das im Laserresonator einen optischen Modulator benötigt, und ein passiv modegelocktes, das mit einer Schlitzblende im Resonator auskommt. Beide Systeme erfüllten die Anforderungen an Pulsdauer und Leistung, ihre Pulswiederholrate liegt aber bei 80 MHz. Beide Systeme können für die Pulsuntersuchungen verwendet werden. Für den Betrieb an MAMI ist die Pulswiederholrate allerdings zu niedrig.

Die zur Zeit in der Entwicklung befindlichen Diodenlaser-basierten Systeme [66, 67] eignen sich wegen der typischen Pulsdauern von 30-80 ps nicht für Pulsuntersuchungen von Photokathoden. Auch für den Einsatz an MAMI eignen sie sich wegen ihrer begrenzten Ausgangsleistung von typ. 100-300 mW nur, wenn keine hohen Elektronenströme produziert werden müssen.

In einer weiteren Dissertationsarbeit [68, 69] wird deshalb ein Titan-Saphir-Laser entwickelt, dessen Pulswiederholrate durch die Verkürzung des Laserresonators auf ca. 6 cm auf 2.45 GHz erhöht wird. Für diese Entwicklung scheint sich aktives Modelocking wegen der Notwendigkeit, einen optischen Modulator in dem ohnehin schon kurzen Laserresonator unterbringen zu müssen, weniger zu eignen. Wegen der zu erwartenden Erfahrungen für die Eigenentwicklung des kurzen Lasers wurde deshalb dem passiv modegelockten kommerziellen System für die Pulsuntersuchungen der Vorzug gegeben.

---

<sup>1</sup>Mira 900 D, Coherent GmbH, Dieburg

### 3.2.2 Der Puls laser

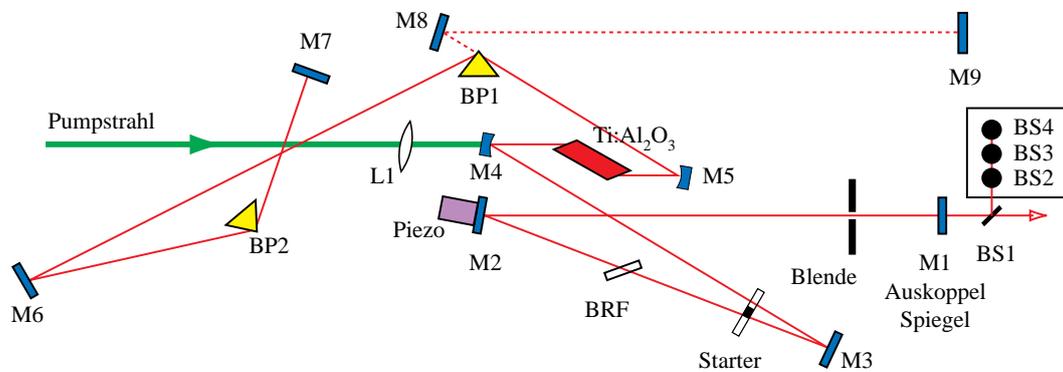


Abbildung 3.2: Der Resonator des Mira-Lasers im Femtosekunden-Modus.

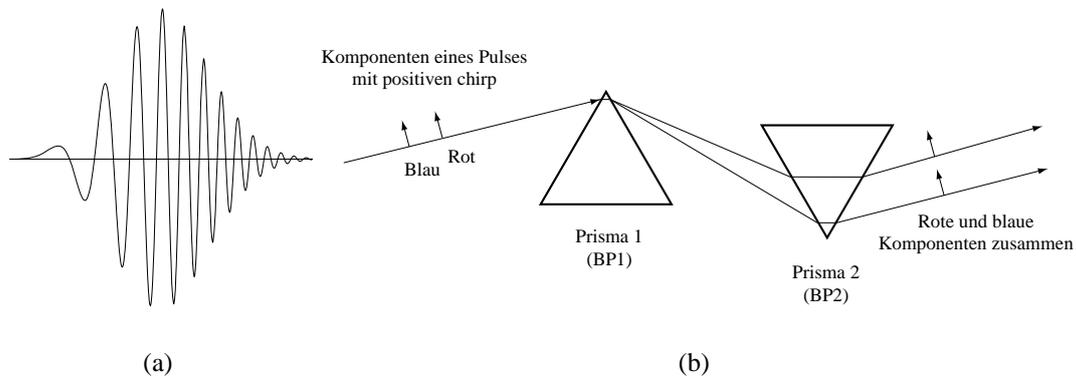
Der als Pumplaser eingesetzte  $\text{Ar}^+$ -Ionenlaser wird mit einer Ausgangsleistung von 8.5 W betrieben. Sein Strahl wird über mehrere Umlenkspiegel auf den Ti:Sp-Kristall des Puls lasers gerichtet. Die Linse L1 in Abb. 3.2 fokussiert den grünen Pumpstrahl durch den für grünes Licht durchlässigen Laserspiegel M4 in das Zentrum des im Brewsterwinkel geschnittenen Titan-Saphir-Kristalls. Die Brennweite ist so gewählt, daß der Pumpstrahl gut mit der Strahltaille (waist) der  $\text{TEM}_{00}$  Mode des Resonators überlappt.

Der Mira Resonator wird von dem Auskoppelspiegel M1 und dem Endspiegel M7 gebildet. Vor M1 befindet sich die für das Kerr-Lens-Modelocking notwendige Blende. Der optische Kerr-Effekt sorgt dafür, daß der Strahlwaist auf der Blende im Pulsbetrieb kleiner ist, als im cw Modus (s. Abbildung 3.4(a)). Die Spaltbreite wird so eingestellt, daß im cw Betrieb Leistung „abgestreift“ wird. Dadurch wird der Pulsbetrieb gegenüber dem cw Betrieb bevorzugt. Befindet sich der Laser einmal im Pulsbetrieb, wird er nicht mehr in den cw Betrieb zurückspringen.

Zum Initiieren des Pulsbetriebs muß im Resonator ein Puls hoher Intensität erzeugt werden, der sich dann über mehrere Resonatorumläufe gegenüber dem cw-Betrieb durchsetzt. Das wird durch einen Startermechanismus erreicht. Er erlaubt in Verbindung mit M3 eine ruckartige Veränderung der Resonatorlänge. Dadurch schwingen kurzzeitig mehr Moden im Resonator an, die durch zufällige Interferenz einen Puls hoher Intensität ausbilden können [70].

Die beiden sphärischen Faltspiegel M4 und M5 erzeugen eine Strahltaille im Laserkristall und kompensieren durch ihre schräge Aufstellung gleichzeitig die durch die Brewsterfenster des Kristalls hervorgerufene Strahlasymmetrie.

Die Pulsverlängerung aufgrund von Gruppengeschwindigkeitsdispersion und Selbstphasenmodulation [71] im Laserkristall wird durch die beiden Prismen BP1 und BP2 in Verbindung mit dem Endspiegel M7 kompensiert (s. Abb. 3.3(b)). M6 dient als Faltspiegel. Der Strahlteiler BS1 zweigt einen Teil der Strahlintensität laserintern auf eine Reihe von Photodioden ab. Das Signal einer dieser Photodioden



**Abbildung 3.3:** (a) Laserpuls nach Durchlaufen eines dispersiven Mediums. (b) Prismenanordnung zur Kompensation des durch Gruppengeschwindigkeitsdispersion verursachten „Chirps“.

kann am Laser abgegriffen werden. Abbildung 3.4(b) zeigt die auf die 32. Subharmonische der Hochfrequenz (unten) synchronisierten Laserpulse (oben). Der Strahlwaist des Laser liegt auf dem Auskoppelspiegel M1. Einige Betriebsdaten des Lasers sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

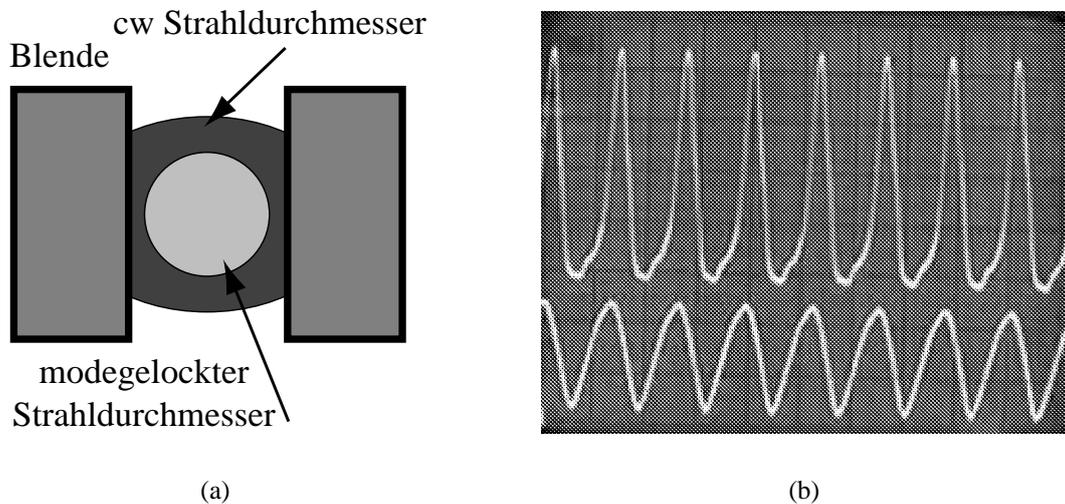
Eigenschaft		Eigenschaft	
Pumpleistung	8 W	Mittl. Ausgangsleistung	0.5 - 1.1 W
Pulsdauer	90 - 150 fs	Peakleistung	50 kW
Mode	TEM <sub>00</sub>	Polarisation	horizontal
Strahlwaistdurchmesser am Auskoppler	0.8 mm	Strahldivergenz	1.4 mrad
Pulswiederholrate	76.5 MHz	Abstimmbereich	790 - 910 nm

**Tabelle 3.1:** Betriebsdaten des Lasers.

### 3.2.3 Die Pulssynchronisation

Die Synchronisation der Laserpulse auf eine vorgegebene Frequenz erfolgt mit Hilfe der Synchrolock-Einheit (s. Abbildung 3.5) über die Variation der Resonatorlänge des Lasers [72]. Die Ansteuerung erfolgt in drei Stufen:

- Großer Hub, niedrige Grenzfrequenz:  
Ansteuerung eines motorgetriebenen Justiertisches, der den Auskoppelspiegel M1 trägt.



**Abbildung 3.4:** (a) Strahlwaist im cw- und im Pulsbetrieb. (b) Auf die 32. Subharmonische der Hochfrequenz (unten) synchronisierte Laserpulse (oben). Die Pulsdauer ist durch die Bandbreite des Oszilloskops vergrößert.

- Mittlerer Hub, mittlere Grenzfrequenz:  
Ansteuerung des Startermechanismus
- Kleiner Hub, hohe Grenzfrequenz:  
Ansteuerung eines Piezo-Aktuators, auf dem der Faltspiegel M2 sitzt.

Der Phasenjitter soll nach Herstellerangaben 2 ps rms betragen. Eine Abschätzung über die Meßfehler der Pulsmessung ergibt 3.3 ps (rms) Phasenjitter für das Gesamtsystem.

Zur Erzeugung der 32. Subharmonischen der Hochfrequenz wird ein Festfrequenzteiler<sup>2</sup> verwendet, welcher in ein mit SMA Steckern versehenes Metallgehäuse eingesetzt wurde. Der Laser erzeugt einen Pulszug der auf die 32. Subharmonische der Hochfrequenz (76.54 MHz) synchronisiert werden kann. Die Pulsdauer kann durch Verschieben des Prismas BP2 von 90 - 150 fs eingestellt werden. Abbildung 3.8 (b) zeigt die Autokorrelation eines Pulses von 105 fs. Unter der Annahme eines Gaußförmigen Pulsprofils beträgt seine Bandbreite 7.2 nm.

Die Kontrolle des Synchrolock-Moduls erfolgt über einen Personal Computer unter dem Betriebssystem OS/2. Ein Programm namens „Synchrolock control“ erlaubt die Einstellung der Parameter.

Ein Blockschaltbild der Synchrolock-Steuerung zeigt Abb. 3.5.

<sup>2</sup>Plessey SP 8803

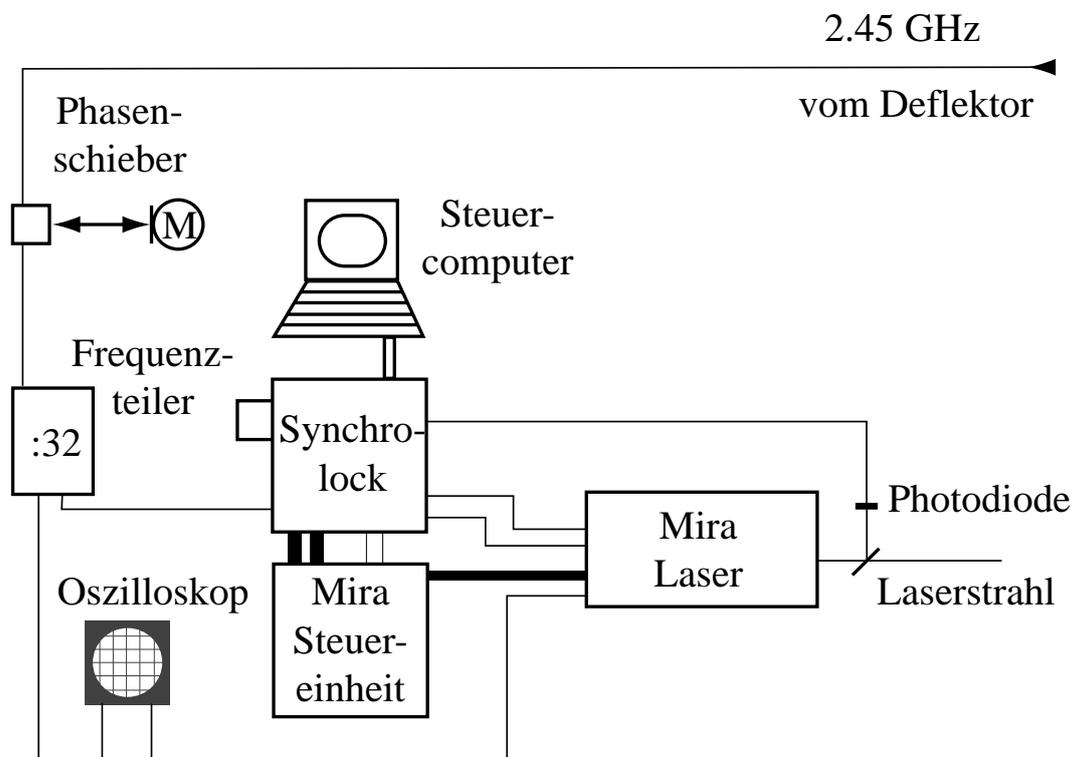
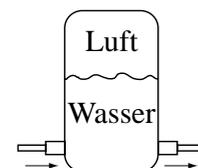


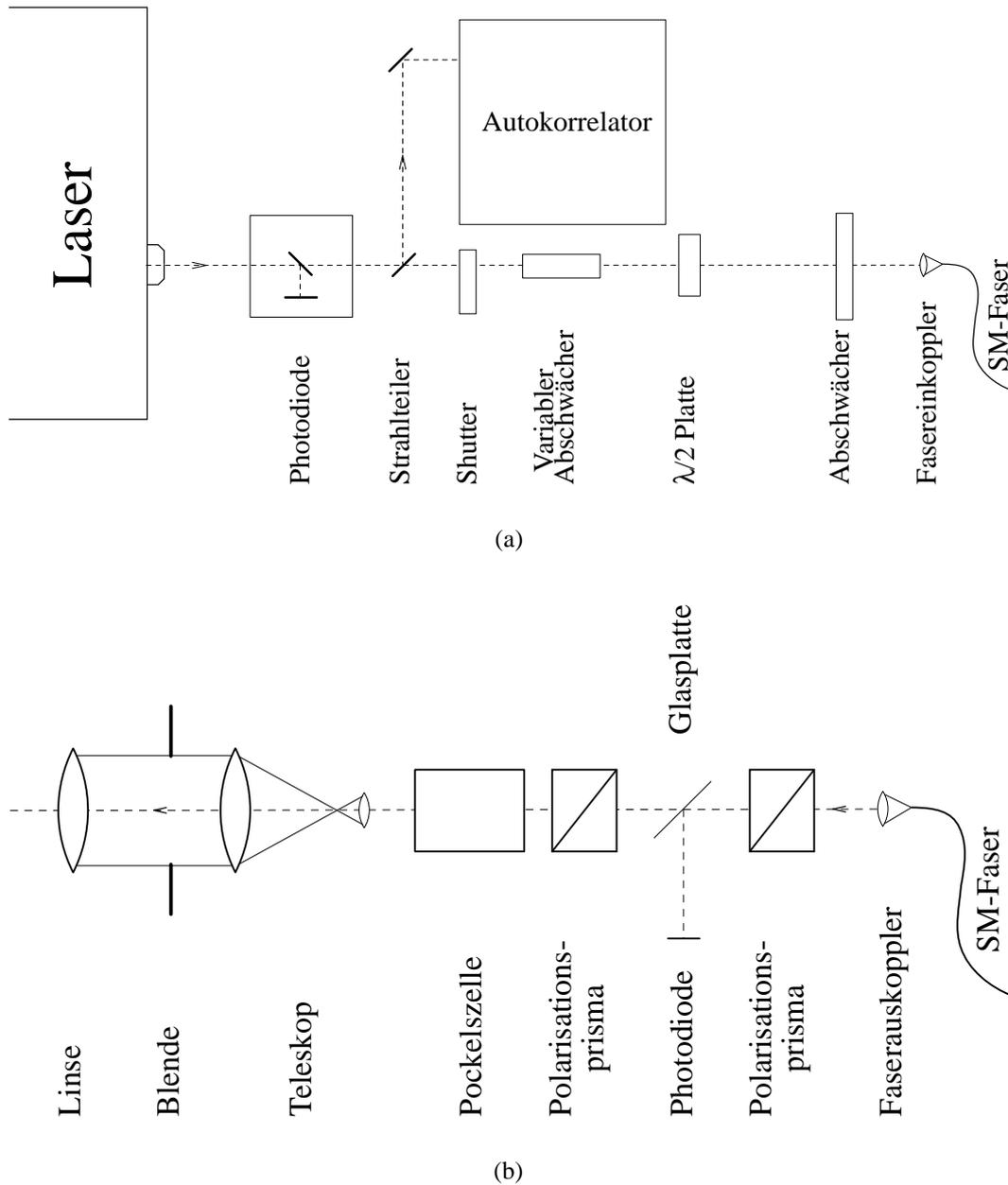
Abbildung 3.5: Blockschaltbild der Lasersynchronisation.

### 3.2.4 Phasenjitter und Frequenzstabilität

Der Phasenjitter zwischen Referenzsignal und Laserpulsen kann durch die Synchrolock-Einheit nicht vollständig beseitigt werden. Äußere Einflüsse tragen zu einer Vergrößerung des Phasenjitters bei. Bisher konnten folgende Quellen von Phasenjitter eliminiert werden:

- Ein durchstimmbarer Sender zur Erzeugung der Hochfrequenz konnte wegen eines Frequenzrauschens von 4 kHz rms nicht verwendet werden. Nach dem Austausch gegen einen Festfrequenzsender mit 200 Hz Bandbreite wurde eine erhebliche Verminderung des Phasenjitters festgestellt.
- Die Kühlwasserpumpe des Lasers erzeugt mechanische Schwingungen, welche über die Wassersäule in den Kühlwasserschläuchen auf den Laserkristall übertragen werden. Diese Schallwellen sorgen für eine Modulation der optischen Länge des Laserresonators. Sie konnten durch den Einbau eines Puffergefäßes (s. Abbildung) in die Vorlaufleitung der Laserkühlung unterdrückt werden.





**Abbildung 3.6:** (a) Aufbau der optischen Bank hinter dem Laser. Der Laserstrahl wird in eine Singlemode-Faser eingekoppelt und zur optischen Bank (b) unter der Elektronenkanone transportiert.

- Eine weitere Verminderung des Phasenjitters konnte durch die Auskoppelung der Hochfrequenz direkt am Deflektorresonator erreicht werden. Durch den Regelkolben des Deflektors werden Phasenschwankungen zwischen Deflektor-HF und Klystron-Referenz erzeugt. Da der Laser auf die Phase des Deflektors synchronisiert werden muß, führte die Verwendung der Klystronphase zu Phasenjitter bei der Pulsmessung.

Als Diagnosesignal zur Detektion des Phasenjitters erwies sich das Steuersignal des M2-Piezo-Aktuators (s. Abb. 3.2) als brauchbar. Es wird von der Synchrolock-Einheit in der Mitte des Regelbereichs (0-140 V) bei 70 V gehalten. Zieht man das Steuerkabel des Startermechanismus ab, kann durch Verstimmen der Senderfrequenz das Verhalten des Piezos untersucht werden.

Die Abhängigkeit der Pulswiederholrate von der Piezospannung wurde zu 175 Hz/V bestimmt. Der gemessene Fangbereich des Piezos beträgt  $\pm 10$  kHz.

### 3.2.5 Strahltransport

Um den Laserstrahl vom Laser zur Elektronenkanone zu transportieren, wird eine Singlemode-Glasfaser benutzt, deren Eigenschaften in Tabelle 3.2 beschrieben werden. An beiden Enden der Faser befindet sich jeweils eine optische Bank, die Elemente zur Leistungsregelung, Erzeugung der Zirkularpolarisation und Fokussierung des Strahls enthält.

Nach Verlassen des Lasers passiert der Strahl ein Glasplättchen, welches einen kleinen Teil der Laserleistung auf eine weitere schnelle Photodiode lenkt. Diese Photodiode erzeugt das für die Phasensynchronisation notwendige Rückkopplungssignal des Lasers (s. Abbildung 3.6 (a)). Ein weiteres Glasplättchen zweigt Leistung zur Messung der Pulsdauer mit einem Autokorrelator ab. Der nachfolgende magnetische Shutter wird über das Kontrollsystem gesteuert. Er dient dazu, den Strahl im Bedarfsfall zu unterbrechen. Die Laserleistung kann, ebenfalls über einen vom Kontrollsystem ansteuerbaren variablen Abschwächer, gesteuert werden. Seine Funktion basiert auf der Polarisationsdrehung durch Flüssigkristalle und ist in Referenz [73] beschrieben. Man erreicht einen Kontrast von ca. 1:200.

Die anschließende  $\lambda/2$ -Platte dient zur Optimierung der Transmission des linear polarisierten Lichts durch die Singlemode-Faser und den darauf folgenden Polarisator.

Um die Laserintensität weiter abzuschwächen, können Graufilter in den Strahlengang gebracht werden. Mit ihnen kann die Laserleistung zusätzlich in festen Stufen auf 1:2, 1:10, 1:100 und 1:1000 gedämpft werden. Den Abschluß des optischen Aufbaus hinter dem Laser bildet ein Fasereinkoppler<sup>3</sup>. Durch Berechnung des konfo-

---

<sup>3</sup>Martock Mod. 96318

kalen Parameters des Strahls [74] und Anpassen der Einkoppellinse konnten Transmissionsgrade von  $> 70\%$  durch eine 2.5 m lange Faser erreicht werden. In der

Thorlabs SM-780	
Cutoff	780 nm
Faserdurchmesser	125 $\mu\text{m}$
Kerndurchmesser	4.3 $\mu\text{m}$
Modenfelddurchmesser	5.5 $\mu\text{m}$

**Tabelle 3.2:** Kenndaten der verwendeten Singlemode-Faser.

Faser findet ein durch Gruppengeschwindigkeitsdispersion und Selbstphasenmodulation verursachtes Auseinanderdriften der Pulsanteile statt, was zu einer Pulsverlängerung und -deformierung führt [71]. Bei Faserlängen unter 10 m kann der Puls aber noch mit einer Gaußfunktion beschrieben werden.

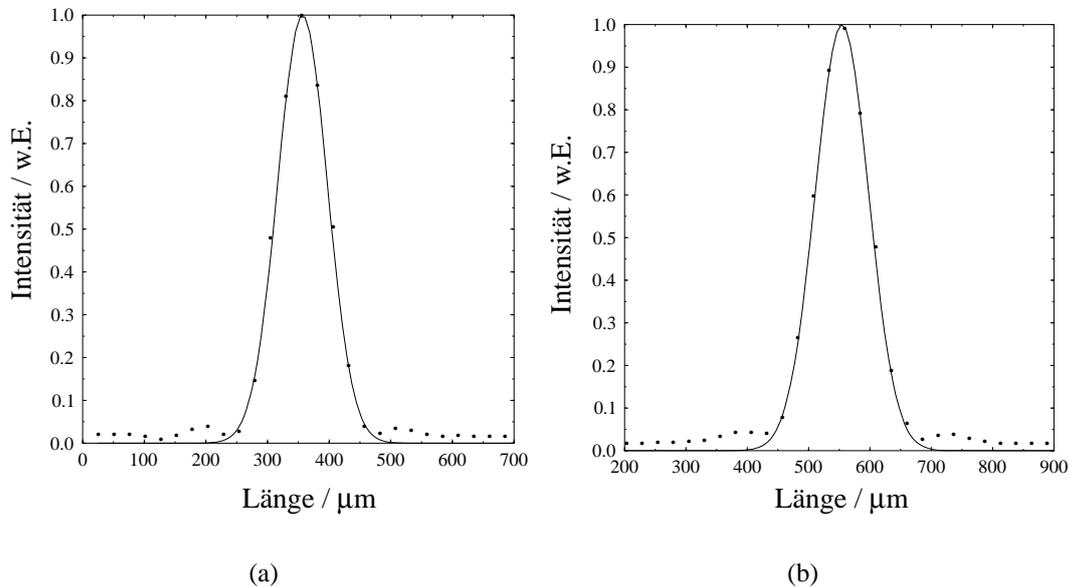
Bei Verwendung einer 2.5 m langen Faser erhält man am Ausgang der Faser eine Pulsdauer von 5 ps FWHM. Durch die Dispersionseffekte verändert sich die instantane Frequenz über den Puls. Abbildung 3.3(a) zeigt einen Puls mit positivem „Chirp“. Die langwelligeren Pulsanteile befinden sich am Pulsanfang, die kurzwelligeren am Pulsende (normale Dispersion).

Das Ende der Faser klemmt in der Halterung eines Faserauskopplers. Ein Auskopelobjektiv erzeugt einen annähernd parallelen Lichtstrahl. Das folgende Polarisationsprisma legt die Richtung der linearen Polarisation in der optischen Bank fest. Zur Kontrolle der Strahlintensität wird ein Teil der Leistung durch eine Glasplatte auf eine großflächige Photodiode abgelenkt, deren Ausgangssignal über einen Strom-Frequenz-Wandler von einem CAMAC-Zähler ausgelesen wird. Die aktuelle Laserleistung wird am Bedienpult angezeigt. Das folgende Polarisationsprisma definiert die Polarisationsebene für die in Abschnitt 3.2.7 beschriebene Pockelszelle.

Um am Ort des Halbleiterkristalls einen Strahldurchmesser von  $< 300\ \mu\text{m}$  zu erhalten, muß der beugungsbegrenzte Laserstrahl nach der Pockelszelle zuerst mittels eines Teleskops<sup>4</sup> aufgeweitet werden. Die nachfolgende Blende definiert einen sauber ausgeleuchteten Strahlfleck. Durch Beugung an dieser Blende kommt es zu den in Abbildung 3.7 sichtbaren Beugungsmustern [75]. Ihr Vorteil liegt in der Vermeidung von Lichtreflexen durch Reflektionen an den metallischen Oberflächen im Inneren des Strahlrohrs.

Eine achromatische Linse ( $f=1330\ \text{mm}$ ) großer Apertur, die wegen ihrer konstruktionsbedingten geringen sphärischen Aberration ausgewählt wurde, fokussiert den Laserstrahl durch das Vakuumfenster auf den Halbleiterkristall. Zur Bestimmung des Strahlfleckdurchmessers auf der Photokathode wurde der Strahl vor dem Eintritt in die Vakuumkammer mit einem Prisma abgelenkt. In einem dem Ort der Photokathode entsprechenden Abstand von der Linse wurde der Strahlfleck mit einer

<sup>4</sup>Spindler & Hoyer, 15-fach



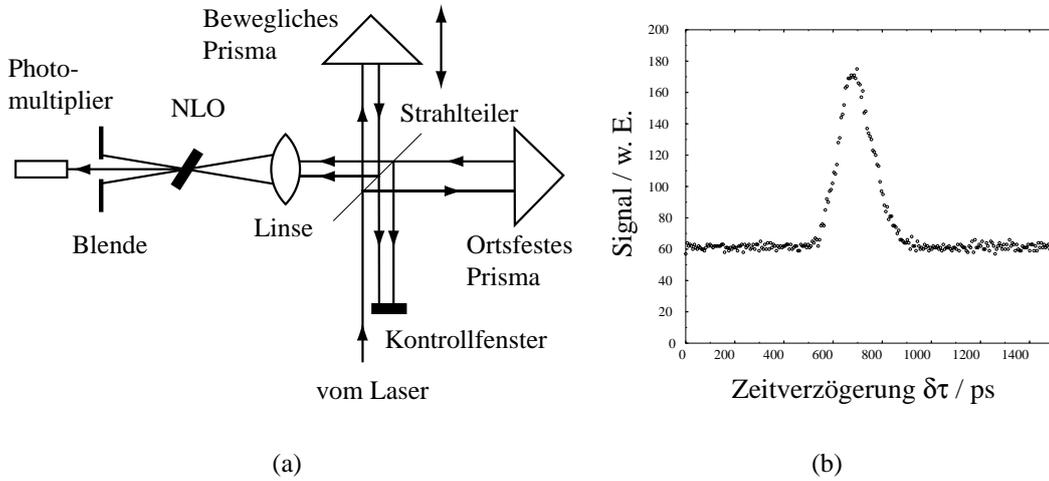
**Abbildung 3.7:** Strahlprofil in x- und y-Richtung am Ort des Kristalls. Die Beugungsmuster kommen von der Einschränkung des beugungsbegrenzten, gaußförmigen Strahlprofils durch die kreisförmige Blende [75]. Zum Vergleich wurde eine Gaußkurve mit  $\sigma = 43 \mu\text{m}$  Breite eingezeichnet.

Lochblende von  $25 \mu\text{m}$  Durchmesser abgetastet. Abbildung 3.7 zeigt das Intensitätsprofil.

### 3.2.6 Autokorrelator

Eine Messung der Pulsdauer unterhalb des durch schnelle Photodioden zugänglichen Bereichs ( $< 10 \text{ ps}$ ) kann mit mehreren Methoden durchgeführt werden. Während Streak-Kameras [76] Aussagen über Pulsform und -dauer machen, gestattet der hier eingesetzte Autokorrelator nur unter Annahme einer Pulsform eine Aussage über die Pulsdauer.

Ein Autokorrelator besteht im allgemeinen aus einem Michelson-Interferometer, in dem der zu messende Puls in zwei Teilpulse gleicher Intensität aufgespalten wird. Die beiden Teilpulse durchlaufen unterschiedliche Arme des Interferometers und werden nach Reflektion an einem Prisma von der Linse zur Überlagerung gebracht. Durch Verändern der Länge  $\delta l$  des einen Arms kann eine Zeitverzögerung  $\delta\tau = \delta l/c$  erzeugt werden ( $c$ : Lichtgeschwindigkeit). Um eine zur Intensität der überlagerten Teilpulse proportionale Größe (und nicht die zeitliche Kohärenzlänge) zu messen, fokussiert die Linse die beiden Teilpulse auf einen nichtlinearen optischen Kristall,



**Abbildung 3.8:** (a) Skizze des Autokorrelators. In dieser Anordnung wird eine untergrundfreie Autokorrelation gemessen (b) Kollineare Autokorrelation eines Laserpulses von 105 fs Dauer. Das Verhältnis 2:1 von Peakhöhe zu Untergrund ergibt sich aus Gleichung 3.1.

der zur Frequenzverdoppelung dient. Die Intensität der 2. Harmonischen

$$I_{2f}(\delta\tau) \propto \langle I^2(t) \rangle_{t_0} + \langle I^2(t + \delta\tau) \rangle_{t_0} + \langle 4I(t)I(t + \delta\tau) \rangle_{t_0} \quad (3.1)$$

wird mit einem langsamen Photomultiplier nachgewiesen, der über die Zeit  $t_0$  mittelt. Die Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung ist immer symmetrisch und sagt nichts über die Pulsform aus. Geht man von einer vorgegebenen Pulsform aus, kann die Breite des Pulses aus der Breite der Autokorrelationsfunktion errechnet werden. Tabelle 3.2.6 gibt Konstanten zur Berechnung der Pulsdauer bei verschiedenen Pulsformen an.

Der vorhandene Autokorrelator<sup>5</sup> gestattet drei Arten der Autokorrelationsmessung:

Funktion	$I(t)$	$\tau_p / \tau_{ac}$	$\Delta\nu\tau_{ac}$	$\Delta\nu\tau_p$
Rechteck	$I(t) = \begin{cases} 1; &  t  \leq \tau_p/2 \\ 0; &  t  > \tau_p/2 \end{cases}$	1	1	1
Gaußform	$I(t) = \exp\left(-\frac{4(\ln 2)t^2}{\tau_p^2}\right)$	0.707	0.624	0.441
Sekans hyperbolicus	$I(t) = \operatorname{sech}^2\left(\frac{1.76t}{\tau_p}\right)$	0.648	0.486	0.315

$\tau_p$  : FWHM der Pulsintensität in Sekunden.  
 $\tau_{ac}$  : FWHM der Autokorrelationsfunktion.  
 $\Delta\nu$  : FWHM des Leistungsspektrums in Hz.

<sup>5</sup>APE GmbH, 12489 Berlin

- **Kollineare Autokorrelation:**  
Beide Teilpulse werden coaxial überlagert, der Photomultiplier mißt  $I^{2f}(\delta\tau)$ . Das Intensitätsverhältnis Puls zu Untergrund dient zur Unterscheidung einer Pulsmessung (2:1) von einer Rauschmessung (1:1). Abbildung 3.8 (b) zeigt die Autokorrelationsfunktion eines 105-fs Pulses.
- **Untergrundfreie Autokorrelation:**  
Die beiden Teilpulse laufen mit unterschiedlichen Ablagen parallel zur Achse. Sie werden von der Linse im NLO-Kristall zur Überlagerung gebracht. Wegen der Impulserhaltung wird der frequenzverdoppelte Untergrund in eine andere Richtung emittiert als das Signal und kann ausgeblendet werden.
- **Interferometrische Autokorrelation:**  
Mit einem schnellen Photomultiplier und bei kurzer Pulsdauer kann die Interferenz der beiden Teilpulse beobachtet werden. Da die Zentralwellenlänge des Pulses bekannt ist, kann die Pulsdauer durch Abzählen der Interferenzmaxima bestimmt werden.

Das bewegliche Prisma ist auf einem Schlitten positioniert, welches von einem magnetischen Antrieb gewobbelt wird. Der Hub kann am Gerät zwischen 100 fs und 50 ps eingestellt werden. So können Pulsdauern zwischen 20 fs und 20 ps FWHM direkt auf dem Oszilloskop sichtbar gemacht werden. Längere Pulsdauern als 20 ps können per Hand mittels der Verstellerschraube des Wobbeltisches vermessen werden.

### 3.2.7 Die Pockelszelle und deren Ansteuerelektronik

Zur Herstellung der Zirkularpolarisation des Laserlichts wird eine longitudinale Pockelszelle<sup>6</sup> verwendet. Sie ist über eine freie Apertur von 17 mm homogen und besitzt eine Kapazität von 8 pF. Die Viertelwellenspannung für 850 nm, bei der eine Phasenverschiebung um  $\lambda/4$  stattfindet, beträgt 3.4 kV. Die Belastbarkeit wird vom Hersteller mit  $>500 \text{ MW/cm}^2$ , die Extinktion mit  $<1:1000$  angegeben. Ein- und Austrittsfenster sind entspiegelt.

Um einen hohen Grad an Zirkularpolarisation zu erzielen, muß die Pockelszelle im Strahlengang sorgfältig justiert werden. Dabei ist zu beachten, daß der Lichtstrahl die Pockelszelle achsenparallel und zentrisch durchläuft. Eine praxisorientierte Justageprozedur findet man z. B. in Ref. [77]. Zum Abschluß der Justage muß für jede Polarität die Viertelwellenspannung gefunden werden. Dazu wird hinter der Pockelszelle ein drehbares Polarisationsfilter und ein Photodetektor angebracht. Für verschiedene angelegte Spannungen bestimmt man nun durch Drehen des Polarisationsfilters die maximale und minimale Lichtintensität  $I_{max}$  und  $I_{min}$ . Der Grad der

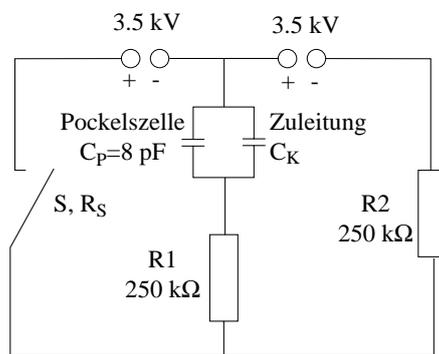
---

<sup>6</sup>LM17 IM, Gsänger Optoelektronik GmbH, 82152 Planegg

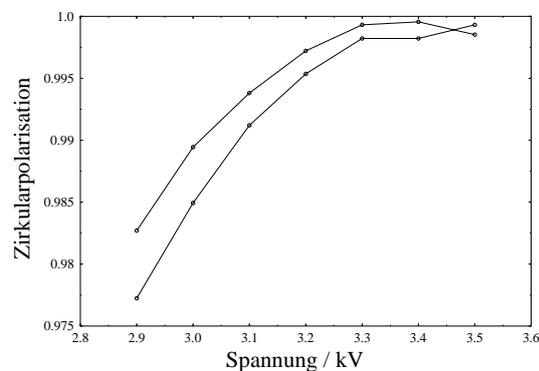
Zirkularpolarisation ergibt sich zu

$$P = \frac{2\sqrt{I_{max} \cdot I_{min}}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.2)$$

Man erhält so eine Kurve, die die Zirkularpolarisation in Abhängigkeit der an den beiden Netzgeräten eingestellten Spannungen darstellt (s. Abb. 3.9(b)). Die beiden Netzgeräte werden nun so eingestellt, daß die maximale, für beide Polaritäten gleiche Zirkularpolarisation erzeugt wird. Das von der Kollaboration A4 an MA-



(a)



(b)

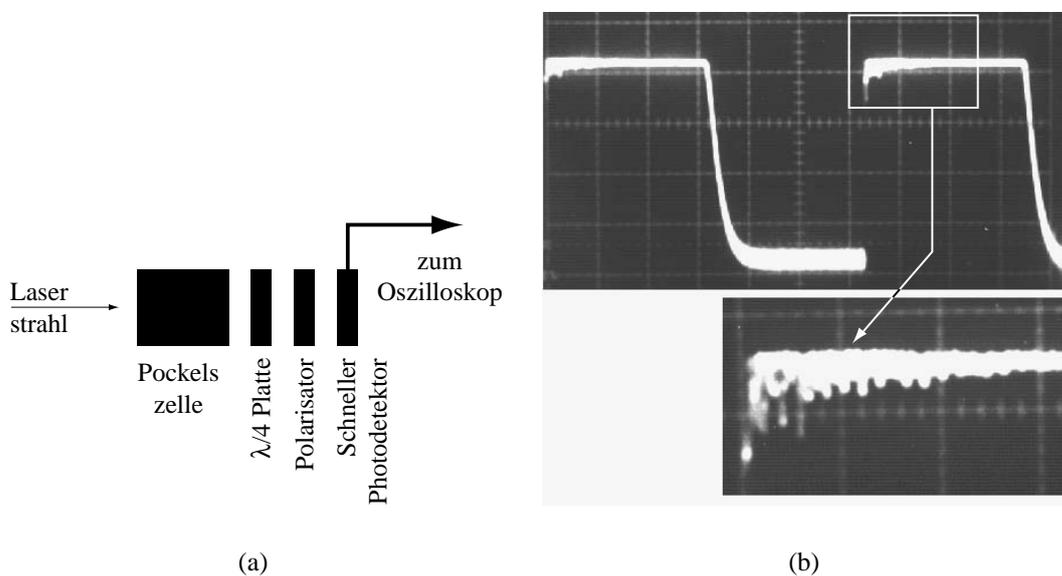
**Abbildung 3.9:** (a) Schaltung zur Ansteuerung der Pockelszelle. (b) Zirkularpolarisation des Laserlichts nach der Pockelszelle für beide Polaritäten.

MI geplante Experiment zur Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Proton-Streuung verlangt Umschaltfrequenzen der Helizität des Elektronenstrahls von bis zu einem Kilohertz. Um die Strahlzeitverlängerung durch den Umschaltvorgang möglichst klein zu halten soll dieser innerhalb von  $10 \mu\text{s}$  beendet sein.

Diese Anforderungen erfüllt die in Abb. 3.9(a) skizzierte Schaltung. Sie besteht aus zwei stabilisierten 3.5 kV/40 mA Hochspannungsnetzgeräten, einem schnellen Hochspannungstransistorschalter<sup>7</sup>  $S$ , zwei Hochspannungswiderständen und der Pockelszelle. Ist der Schalter  $S$  geöffnet, fällt über die Pockelszelle die Spannung des rechten Netzgeräts ab. Schließt der Schalter, wird die Pockelszelle über  $R_2$  auf die Spannung des Spannungsteilers  $U_2 \cdot R_2/R_S$  umgeladen und invertiert die Helizität des Laserlichts. Die beiden Umschaltvorgänge sind durch die Zeitkonstanten  $\tau_1 = (R_1 + R_2) \cdot (C_P + C_K)$  und  $\tau_2 = (R_1 + R_S) \cdot (C_P + C_K)$  bestimmt.  $C_P$  bezeichnet die Kapazität der Pockelszelle,  $C_K$  die des Zuleitungskabels. Beide Zeitkonstanten bleiben unter der geforderten Grenze von  $10 \mu\text{s}$ , falls  $C_K$  klein ist. Deshalb darf als Zuleitung *kein Koaxialkabel* mit ca. 100 pF/m Kabelkapazität verwendet werden, sondern z. B. zwei getrennte Kfz-Zündkabel.

<sup>7</sup>HTS 81, Behlke Electronic GmbH, 60089 Frankfurt

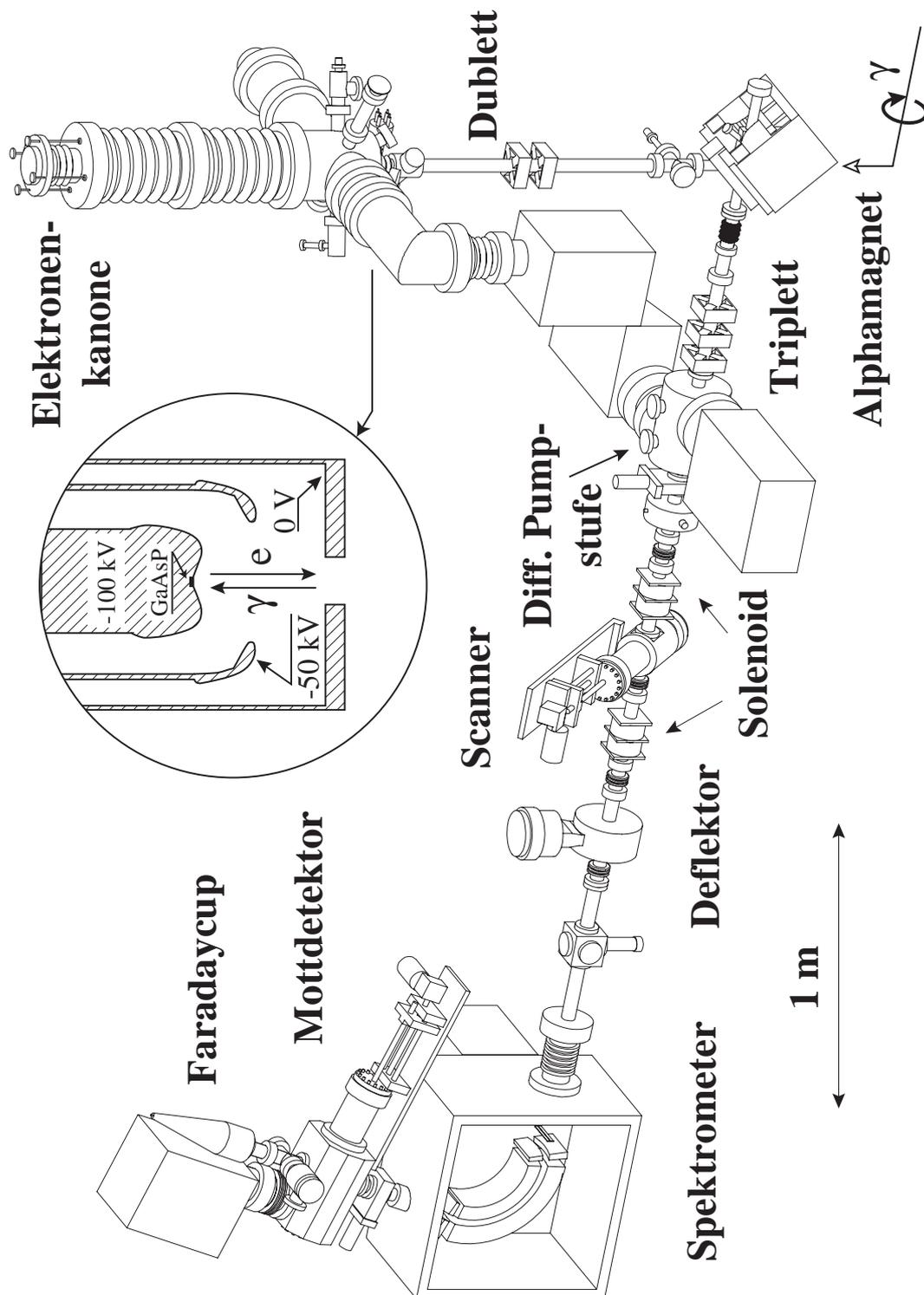
Der Widerstand R1 mußte wegen des mit dem Pockelseffekt einhergehenden Piezoelektrischen Effekts eingeführt werden. Ohne R1 kommt es durch die nur durch  $R_S$  begrenzte steile Entladeflanke zu mechanischen Nachschwingungen der Pockelszelle. Deren Auswirkungen auf die Zirkularpolarisation sowie einen Aufbau zur Messung dieses Effekts zeigt Abb. 3.10. Das von der Pockelszelle zirkular polarisierte Licht wird von einer  $\lambda/4$ -Platte wieder linear polarisiert und von einem Polarisationsfilter analysiert. Schwingt die Pockelszelle, werden die linearen Anteile des Lichts hinter der Pockelszelle durch die Anordnung transmittiert und können mit einer Photodiode auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht werden.



**Abbildung 3.10:** (a) Aufbau zur Messung des Schaltverhaltens der Zirkularpolarisation, (b) Zirkularpolarisation des Laserlichts nach der Pockelszelle. Der Pfeil bezeichnet die durch den Piezoelektrischen Effekt verursachten Nachschwinger.

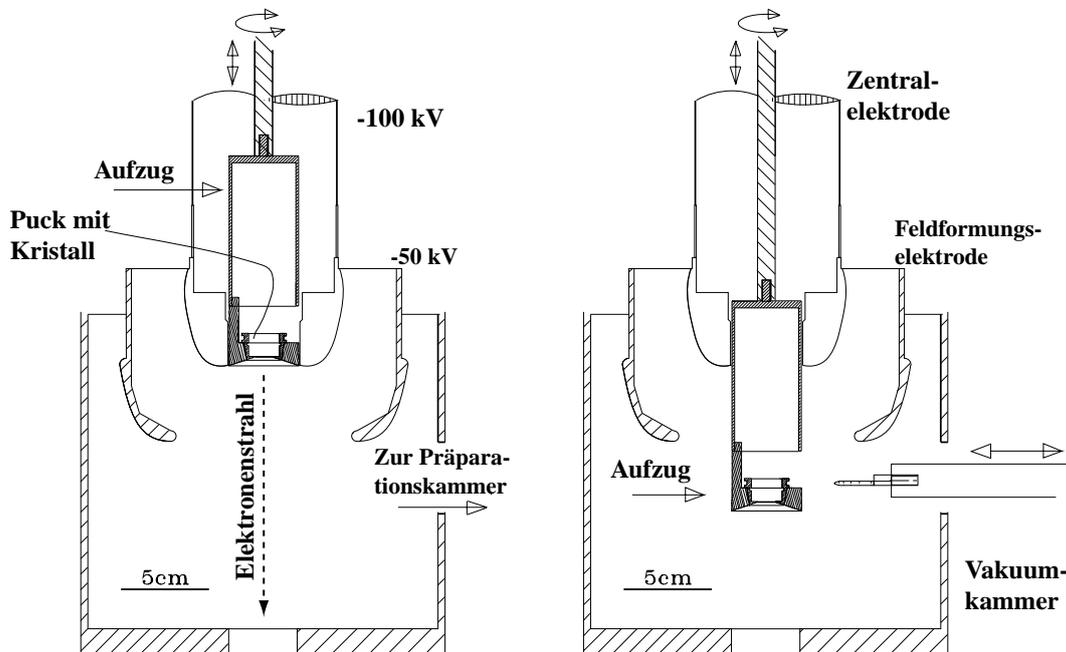
### 3.3 Elektronenkanone und Strahlführung

Abbildung 3.11 zeigt den Aufbau des elektronenoptischen Teils der Apparatur. Sie besteht aus einer Elektronenkanone, rechts im Bild, einem Strahltransportsystem und einer Anordnung zur Elektronenpulsanalyse bestehend aus Scanner, Deflektor, Spektrometer, Mottdetektor und Faradaycup. Die Hochfrequenzanlage, die Ultrahochvakuumschleuse und das Lasersystem sind nicht dargestellt.



**Abbildung 3.11:** Der Aufbau des Experiments. Hochfrequenzanlage, Schleuse und Laser-system sind in dieser Abbildung nicht dargestellt.

## 3.3.1 Die Elektronenkanone



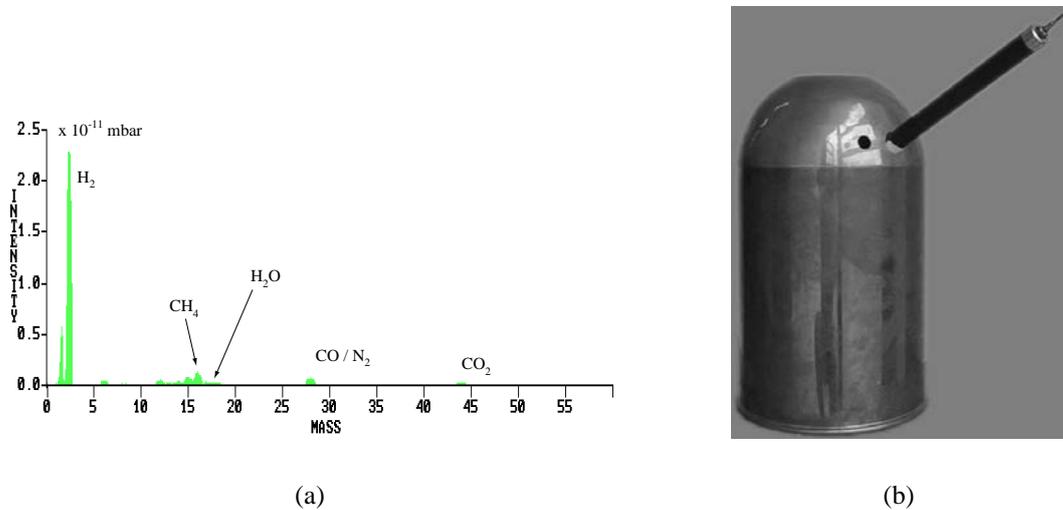
**Abbildung 3.12:** Skizze des inneren Aufbaus der Elektronenkanone mit dem Übergabemechanismus der UHV-Schleuse. Der GaAs Kristall befindet sich in einem Kristallhalter, dem *Puck*, und kann mit diesem aus der Kanone in die Präparationskammer transportiert werden. Entnommen aus [59].

Die Elektronenkanone besteht aus Hauptvakuumkammer als Anode, Mittelelektrode und Zentralelektrode (s. Abbildung 3.12).

Eine detaillierte Beschreibung des ursprünglichen Designs der Elektronenkanone findet man in Ref. [9]. Modifikationen, die den Einbau des Schleusensystems betreffen, sind in Ref. [78] beschrieben.

Die Beschleunigungshochspannung von -100 kV wird von einem hochstabilisierten Netzgerät erzeugt, und der Zentralelektrode über ein Koaxialkabel zugeführt. Der Photostrom wird mit einem zwischengeschalteten Ampèremeter gemessen, das in die Korona-Abschirmung der Kanone integriert ist. Die Spannung der Mittelelektrode kann über einen hochohmigen Spannungsteiler von 38 kV bis 62 kV variiert werden. Die Hauptvakuumkammer, an der Pumpen, Restgasanalysator, Dispenserofen und UHV-Schleuse angeflanscht sind, befindet sich auf Erdpotential. Ein Restgaspektrum der Kanone zeigt Abbildung 3.13 (a). Es wird dominiert von Wasserstoff, dessen Partialdruck den aller anderen Gase um eine Größenordnung übersteigt.

Kurz nach der Aufbauphase traten in der Kanone heftige Hochspannungsüberschläge auf, die zur Zerstörung der Photokathoden führten. Sie konnten durch den Einbau eines hochspannungsfesten Widerstands zwischen Koaxialkabel und Zentralelektrode (s. Abbildung 3.13 (b)) in ihrer Intensität stark vermindert werden. Es hatte



**Abbildung 3.13:** (a) Das Massenspektrum des Restgases in der Elektronenkanone nach dem Ausheizen (b) Korona-Abschirmung mit Hochspannungswiderstand.

sich gezeigt, daß die Hauptleistung des Überschlags durch die Entladung der Kapazität des Hochspannungskabels zustandekommt. Durch den Widerstand von  $10 \text{ k}\Omega$  wird der auf die Zentralelektrode fließende Strom auf maximal  $10 \text{ A}$  begrenzt. Der dadurch auftretende Spannungsabfall bei  $100 \mu\text{A}$  Strahlstrom beträgt  $1 \text{ V}$  und kann gegen die Restwelligkeit des Netzgeräts vernachlässigt werden. Seit dem Einbau des Widerstands trat kein heftiger Hochspannungsüberschlag mehr auf.

### 3.3.2 Simulationsrechnungen

Zur Modellierung des Elektronenstrahls in der Kanone wurden Simulationsrechnungen mit dem Code MAFIA durchgeführt [79]. Dieses Programmpaket besteht aus mehreren Modulen, die untereinander über eine Datei Daten austauschen. Für die Simulationen der Elektronenkanone wurden die drei Module *m* (Erzeugung von Gitter und Objekten), *s* (Berechnung der statischen Felder und Potentiale) und *ts2* (Zweidimensionale Teilchensimulation) benutzt. Zur Einsparung von Computerressourcen wurde nur eine Hälfte der Kanone in *r-z*-Geometrie berechnet. Das Programm berücksichtigt die Rotationssymmetrie um die *z*-Achse.

Abbildung 3.14 zeigt das Ergebnis einer Feldberechnung mit dem Modul *s*. Bereiche sehr hoher und sehr niedriger Feldstärke sind dunkel schattiert. Man erkennt die an der Unterkante und an der Seite der Zentralelektrode (Pfeile) befindlichen Zonen größter Feldstärke. Bei der Wartung der Kanone wurden Spuren der Überschläge jedoch nur im seitlichen Bereich der Zentralelektrode (unterer Pfeil) festgestellt. Weitere Ergebnisse der statischen Feldberechnungen sind in Anhang B.1

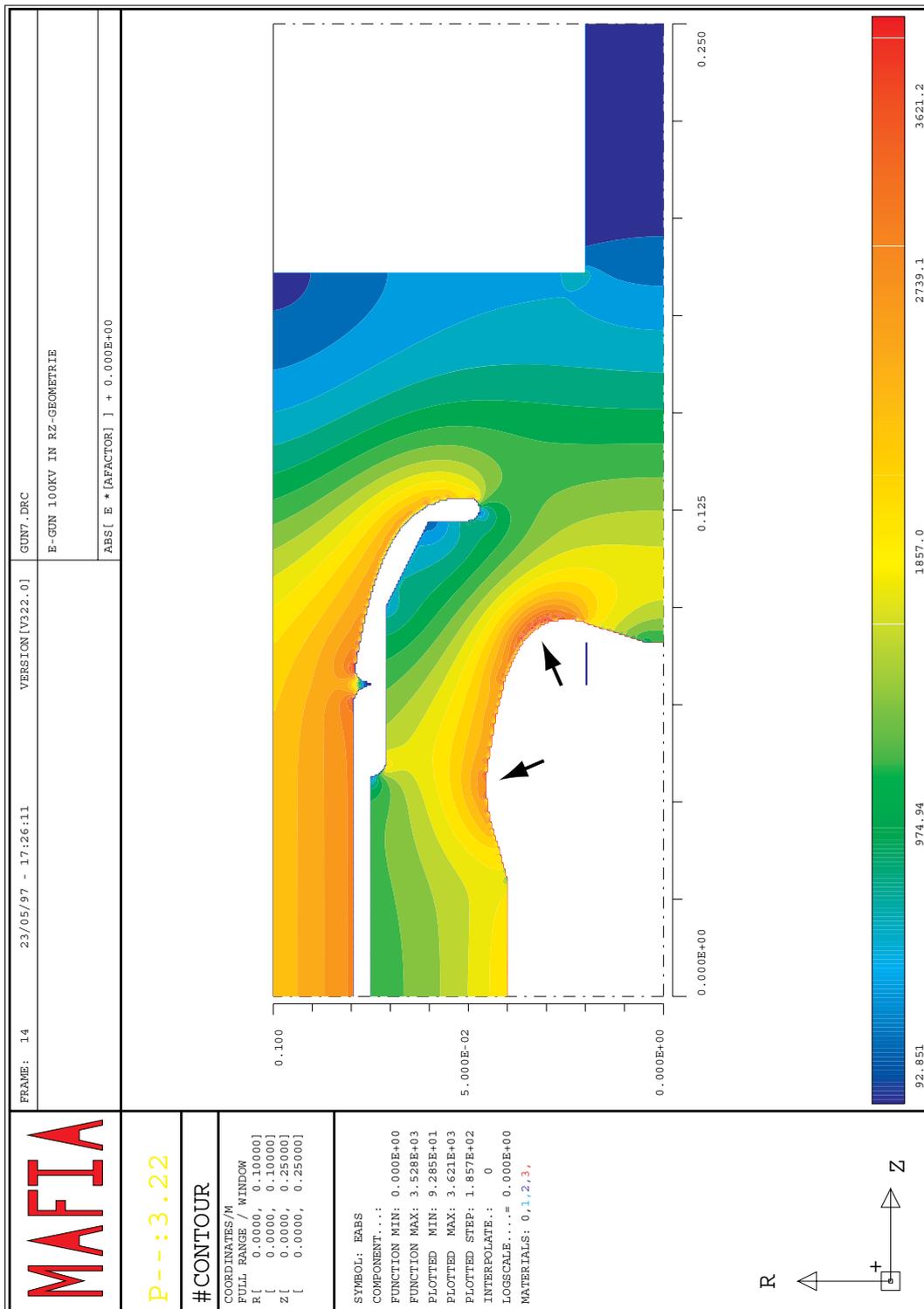


Abbildung 3.14: Der Betrag der elektrischen Feldstärke in der Kanone. Die Bereiche höchster Feldstärke an der Zentralelektrode sind mit Pfeilen markiert.

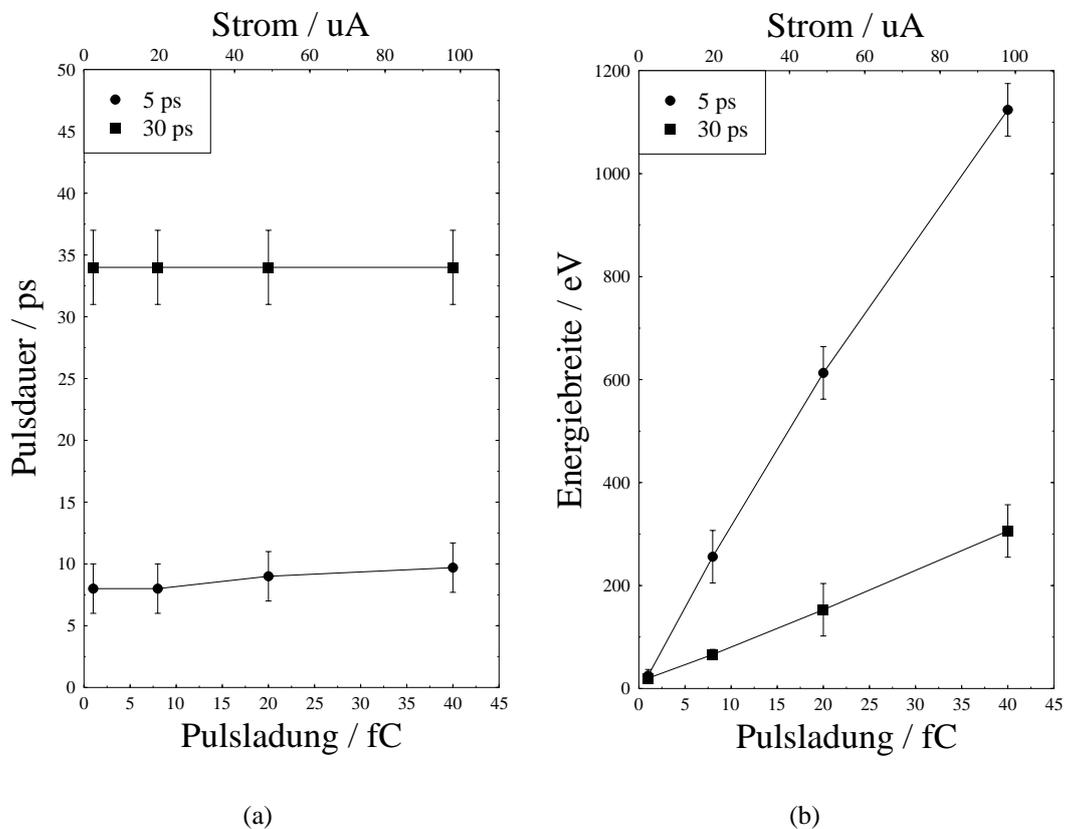
dargestellt.

Zum Verständnis der Eigenschaften der von der Elektronenkanone erzeugten Teilchenpakete wurden Rechnungen mit dem Modul ts2 durchgeführt. Die Elektronenpulse werden in der Photokathode generiert und dann mit ihrer Anfangsgeschwindigkeitsverteilung über die Grenzfläche Photokathode-Beschleunigungsraum hinausgeschoben. Während der Simulation werden der Lorentzfaktor  $\gamma$  und die Teilchenparameter Ort und Impuls notiert und können am Ende des Programmlaufs ausgewertet werden. Die Startparameter der Teilchensimulation mit dem Modul ts2 sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Weil das Verhältnis aus Gitterabstand in r-Richtung

Parameter	Verteilung	Mittelwert	Breite ( $\sigma$ )
Azimuthwinkel	gaußförmig	0	$4.3^\circ$
Polarwinkel	konstant		
Lorentzfaktor $\gamma$	gaußförmig	1.000001 (0.5eV)	0.0000005 (0.25eV)
Zeit	Rechteck	5, 30 ps	
Radius	gaußförmig	0	1.5 mm
Ladung		1, 8, 20, 40 fC ( $\cdot 4.64$ )	

**Tabelle 3.3:** Startwerte für die Simulation der Elektronenpakete mit dem Programm MA-FIA.

und Gitterabstand in z-Richtung bei Feldberechnungen 10:1 nicht überschreiten soll, für die Berechnung der Raumladung aber immer noch genügend Stützpunkte innerhalb des Pulses vorhanden sein müssen, wurden Pulse von 1.5 mm Radius berechnet, was etwa dem zehnfachen des tatsächlichen Strahlradius entspricht. Um die abstoßenden Potentiale zwischen den Teilchen richtig zu berechnen, muß die so verursachte Vergrößerung des mittleren Abstands der Teilchen durch eine Erhöhung der Teilchenladung kompensiert werden. Der mittlere Abstand der Teilchen wächst mit der dritten Wurzel aus dem Bunchvolumen, das selbst proportional zum Quadrat des Laserfleckradius' ist. Die Vergrößerung des Laserflecks um den Faktor 10 wurde deshalb durch eine Erhöhung der Pulsladung um den Faktor  $\sqrt[3]{10^2} \approx 4.64$  kompensiert. Die Energiebreite der Pulse und die Pulsdauer am Ausgang der Kanone wurden für vier verschiedene Pulsladungen berechnet, die bei 2.45 GHz Puls-wiederholrate Strahlströmen von 2.5, 20, 50 und 100  $\mu\text{A}$  entsprechen. Abbildung 3.15 zeigt die Pulsdauer und die Energiebreite der Elektronenpulse am Ausgang der Kanone. Während die Pulsdauer am Ausgang der Kanone kaum zugenommen hat, zeigt die Energiebreite eine starke, bei hoher Pulsladung nichtlineare Abhängigkeit von der Pulsladung. Je kürzer die initiale Pulsdauer ist, desto höher ist die durch Raumladung erzeugte Energiebreite. Bei der Erzeugung von Elektronenpulsen zum Einschub in MAMI sollte deshalb die Laserpulsdauer so lang wie möglich sein, um ein Auseinanderlaufen der Elektronenpulse auf dem Weg von der Kanone zum Injektor zu verhindern. Werden Laserpulse von mehr als 30 ps Dauer verwendet, sollten beim Einschub in MAMI auch bei 100  $\mu\text{A}$  mittlerem Strahlstrom (40 fC Pulsladung) keine Raumladungsprobleme auftreten.



**Abbildung 3.15:** (a) Pulsdauer und (b) Energiebreite der Elektronenpulse am Ausgang der Elektronenkanone für initiale Pulsdauern von 5 und 30 ps.

Ein Vergleich der berechneten Energiebreiten mit Meßwerten wird in Abschnitt 5.1 auf Seite 89 durchgeführt. Weitere Simulationsergebnisse befinden sich in Anhang B.1.

### 3.3.3 Die UHV-Schleuse

Da an der Testquelle Experimente mit unterschiedlichen Kristallsorten in möglichst kurzer Zeit durchgeführt werden sollen, wurde eine Ultrahochvakuumschleuse angebaut. Dadurch verringert sich die zum Auswechseln der Kristalle benötigte Zeitspanne von zwei Wochen auf zwei Stunden und die Kontamination der Kanonenelektroden mit Cäsium wird verringert. Diese Kontamination hatte in der Vergangenheit regelmäßig durch Absenken der Austrittsarbeit der Metalloberflächen zu Hochspannungsüberschlägen in der Elektronenkanone geführt. Die Kristallpräparation, die bisher in der Kanone stattfand, kann nun in der Präparationskammer der Schleuse vorgenommen werden. In der Kanone wird Cäsium nur noch in geringen

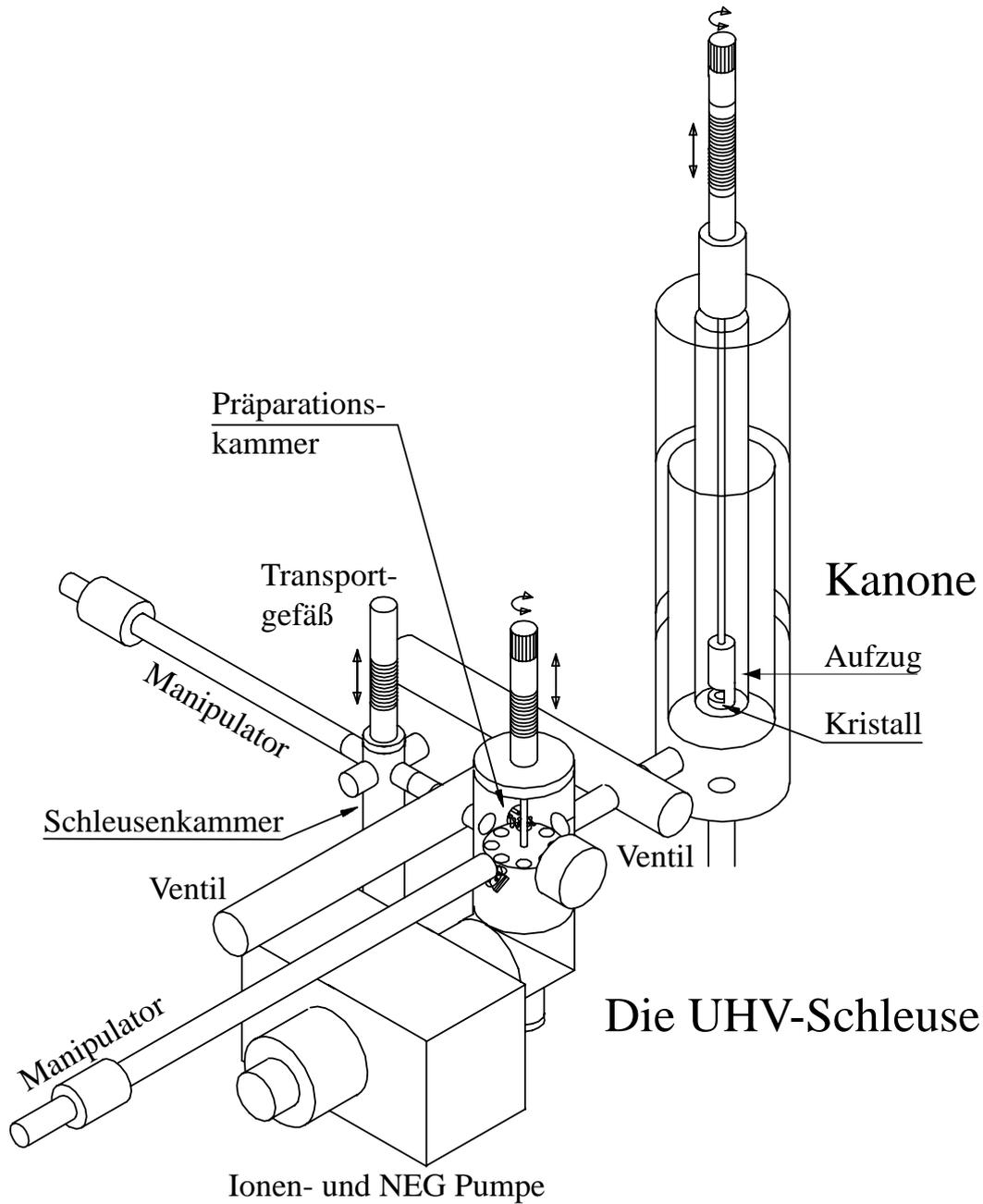
Mengen zum Nachbehandeln der Kristalle verwendet.

Die Ultrahochvakuumchleuse besteht aus einem Transportgefäß für Kristalle, einer Schleusenkammer und einer Präparationskammer (s. Abb. 3.16). Ein ausheizbares Ganzmetallventil trennt Elektronenkanone und Präparationskammer sowie Präparationskammer und Schleusenkammer. Das Transportgefäß wird auf die Schleusenkammer aufgef lanscht. Der Kristall befindet sich in einer speziellen Molybdänhalterung, dem *Puck*, innerhalb des Transportgefäßes, wo er mit einer Wolframfeder an seinem Platz gehalten wird (s. auch Abbildung 3.12). Die Schleusenkammer ist mit einer 64 l/s Turbomolekularpumpe und einem Penning-Ionisationsmanometer ausgestattet. Nach Öffnen des Transportgefäßes wird der Druck in der Schleusenkammer auf  $10^{-7}$  mbar abgesenkt. Der Puck mitsamt Kristall und Wolframfeder wird mit Hilfe eines magnetischen Manipulators aus dem Transportgefäß entnommen. Nach Verschließen des Transportgefäßes und Öffnen des Ganzmetallventils wird der Puck in die Präparationskammer befördert und in das dort befindliche Kristallrad eingesetzt. Das Vakuum der Präparationskammer erhöht sich während dieses Vorgangs auf  $10^{-9}$  mbar, sinkt aber nach Zurückziehen des Manipulators und Schließen des Ventils schnell wieder auf seinen ursprünglichen Wert von  $2 \cdot 10^{-11}$  mbar. Die hierzu erforderliche Pumpleistung wird von einer Ionengetterpumpe mit 120 l/s Saugleistung und einer NEG-Pumpe mit 350 l/s Saugleistung bereitgestellt. Das Vakuum in der Präparationskammer wird von einem Sensorlab-Meßkopf überwacht. Die Restgaszusammensetzung ähnelt derjenigen in der Kanone (s. Abb. 3.13 (a)).

Das Kristallrad besitzt 8 Aufnahmepositionen für Pucks, von denen eine mit einem Referenzpuck belegt ist, der ein Thermoelement zur Eichung der Kristallheizung enthält. Die Achse des Kristallrads ist an einem Manipulator am Deckelflansch des Rezipienten aufgehängt, der eine Rotations- sowie eine vertikale Translationsbewegung zuläßt. Die Kristalle werden durch Bewegen des Kristallrads zur Ausheizposition, zur Cäsierposition und zu den beiden Entnahmepositionen bewegt. Die vertikalen Einstellwerte für die Präparationskammer und die Kanone sind in Tabelle 3.4 aufgetragen.

Zum Ausheizen der Kristalle sind auf einer 4-fach Stromdurchführung an der Innenseite des Rezipienten zwei Heizwendeln aus 4mm starkem Wolframdraht angebracht. Im allgemeinen genügt die durch Strahlung übertragene Heizleistung, um den Puck auf über  $600^{\circ}\text{C}$  zu erwärmen. Zusätzlich kann die Wendel auf ein positives Potential bzgl. des Pucks gelegt werden, so daß ein Heizstrom von der Wendel zum Puck fließt.

In Abbildung 3.17 (b) ist die Eichkurve dargestellt, die die Temperatur des Referenzpucks in Abhängigkeit von der Heizleistung der Wendel zeigt. An der Cäsierposition befinden sich unterhalb des Kristallrads zwei Cäsiumdispenser und eine Ziehanode. Zur Kristallpräparation werden Dispenser und Ziehanode nach Abb. 3.17 (a) beschaltet. Zur Kontrolle des Photostroms wird der Kristall mit einem Helium-Neon-Laser durch ein Fenster an der Unterseite des Rezipienten beleuchtet. Nach



**Abbildung 3.16:** Skizze der Ultrahochvakuumschleuse. Man erkennt das Transportgefäß, mit dem die Kristalle in die Schleusenkammer eingebracht werden. Nach dem Einschleusen in die Präparationskammer kann der Kristall gereinigt und mit Cäsium und Sauerstoff präpariert werden.

Aktion	Vert. Position Kristallrad	Vert. Position Aufzug
Übergabe	42 mm	72 mm
Aufnahme	30 mm	62 mm
Elektronenstrahl		0 – 1 mm
Ausheizen	9.5 mm	
Cäsieren	25 mm	

**Tabelle 3.4:** Vertikale Positionierung des Kristallrads in der Präparationskammer bzw. des Aufzugs in der Kanone.

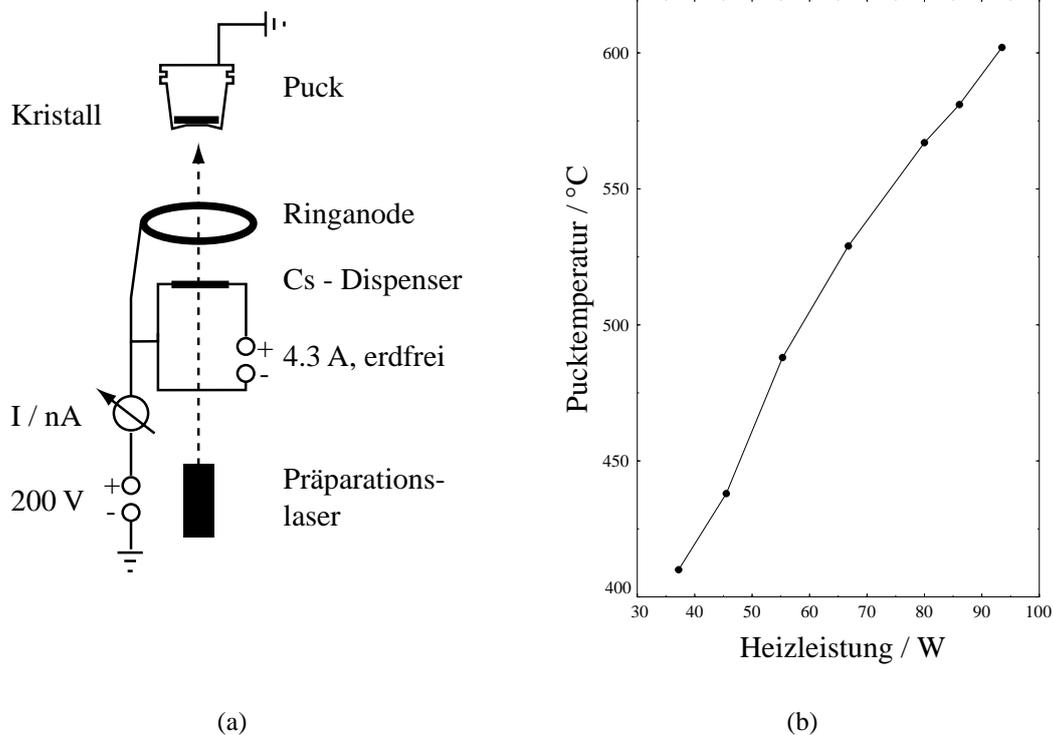
der Präparation kann der Puck mit dem magnetischen Manipulator gegen den Puck in der Kanone ausgetauscht werden (s. Abb. 3.12).

### 3.3.4 Die Strahlführung

Das Transportsystem für den Elektronenstrahl besteht aus fünf Quadrupolen, einem Alphamagneten und zwei Doppelsolenoiden (s. Abb. 3.11 und 3.18). Der Elektronenstrahl wird von einem Quadrupol-Dublett in der vertikalen Strahlführung auf den Alphamagneten fokussiert und um  $270^\circ$  in die Horizontale abgelenkt. Mit einem Quadrupol-Triplett wird der von Dublett und Alphamagnet erzeugte Astigmatismus korrigiert. Ein Doppelsolenoid (DS1) überfokussiert den Strahl, um im zweiten Doppelsolenoiden (DS2) einen Strahldurchmesser von 8mm zu erreichen. Dieser Strahldurchmesser ist notwendig, um mit dem zweiten Doppelsolenoiden am Eingangspalt des Spektrometers den für die Phasenauflösung notwendigen Strahldurchmesser von 0.5 mm zu erzeugen. Im Fokus von DS1 befindet sich ein Linear-scanner (vgl. Abschnitt 3.3.5) zur Bestimmung der transversalen Emittanz.

Die Quadrupole konnten aus den Restbeständen der 100 keV-Strahlführung der Produktionsquelle entnommen werden. Der Alphamagnet wurde nach den Angaben in Referenz [80] gebaut. Entwurf und Simulationsrechnungen für die Doppelsolenoiden befinden sich in Anhang B.2.

Als Richtwerte für die Brennweiten können Datensätze verwendet werden, die aus Simulationen mit dem Programm „beam-optik“ hervorgingen, und im Experiment weiter optimiert wurden. Das Kontrollsystem erlaubt die Abspeicherung und das Wiedereinladen dieser Datensätze. Da sich die Werte für die vor und hinter jedem fokussierenden Element befindlichen Wedler nicht genau reproduzieren lassen, muß die gesamte Strahlführung vor der Messung „schlagfrei“ gemacht werden, d. h. , der Strahl muß achsenparallel und zentrisch durch die optischen Elemente geführt werden. Hierbei ist besonders darauf zu achten, daß der Strahl auch achsenparallel und zentrisch durch den Deflektorresonator geführt wird, da es andernfalls durch das elektrische Hochfrequenzfeld zur Aufmodulation eines Netto-Energiebetrags



**Abbildung 3.17:** (a) Schaltung zur Präparation der Kristalle in der Präparationskammer (b) Eichkurve der Kristallheizung. Aufgetragen ist die Summe aus Thermoelementanzeige und Raumtemperatur gegen die elektrische Heizleistung der Wendel.

kommt (siehe dazu auch Abschnitt 4.4). Aufgrund der Spektrometerdispersion wirkt sich diese Energiezu- oder -abnahme auf die Strahlage beim Einschub in den Faradaycup aus und kann zur Verfälschung der Messung führen.

Da die elektrische Feldstärke im Deflektor beim Durchgang des Pulses durch die Schlitzblende ihr Maximum erreicht, genügt es zu kontrollieren, ob der Strahlfleck bei ausgeschalteter Hochfrequenz über dem Schwerpunkt des Strahlflecks bei eingeschalteter Hochspannung zu liegen kommt. Ist das nicht der Fall, muß die Strahlage im Deflektor korrigiert werden.

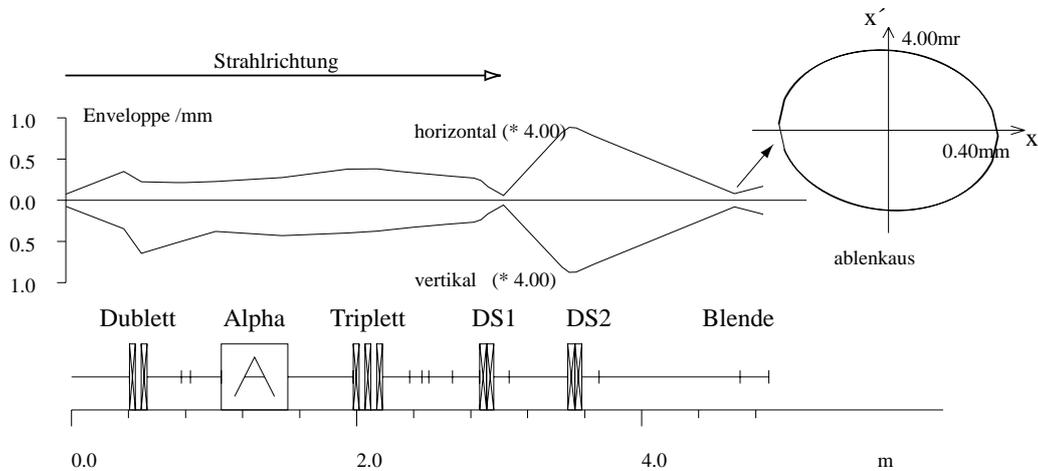
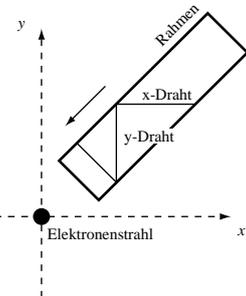


Abbildung 3.18: Simulationsrechnung für die Strahloptik der Testquelle, gerechnet mit dem Programm „beam-optik“ [80].

### 3.3.5 Der Scanner

Ein wichtiges Utensil zur Beurteilung der Strahlqualität ist der Linearscanner, welcher zwischen den beiden Doppelsolenoiden in die Strahlführung integriert wurde (s. Abb. 3.11). Er ist mit zwei Leuchtschirmen, einem Faradaybecher zur Messung des Strahlstroms und drei Wolframdrähten zur Abtastung des Strahlprofils bestückt. Weitere Details des Aufbaus und der Anbindung an das Kontrollsystem können Referenz [81] entnommen werden. Eine Beschreibung der Messung des transversalen Phasenraumvolumens befindet sich in Kapitel 4.5.



### 3.3.6 Der Faradaycup

Zur Messung des durch die Strahlführung transmittierten Stroms wird der von J. Hoffmann konstruierte Faradaybecher [82] am Ende der Strahlführung verwendet. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.19 skizziert. Er erlaubt eine sehr genaue Messung des Strahlstroms, da die Rückstreuung von Sekundärelektronen durch seine Konstruktion unterdrückt wird. Er wird mit einem Pikoampèremeter über einen Analog-Digital-Konverter vom Kontrollsystem ausgelesen.

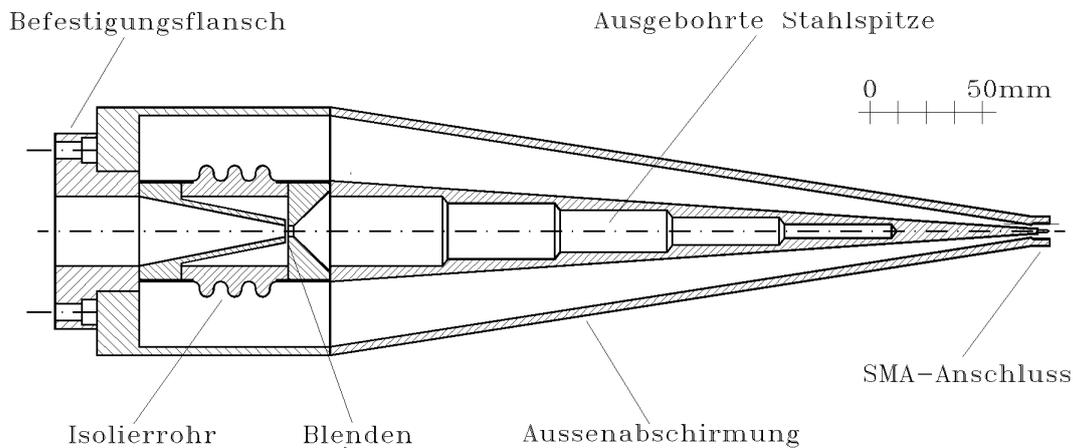


Abbildung 3.19: Der Faradaybecher (entnommen aus [82]).

## 3.4 Das Spektrometer / Spindreher

Die Analysemöglichkeiten der Testquelle werden hauptsächlich von den beiden im folgenden beschriebenen Geräten, dem Spindreher/Spektrometer und dem Mottdetektor, getragen. Ihre Funktionalität kann nicht getrennt betrachtet werden. Daher konnten Dispersion und Energieauflösung des Spektrometers erst nach Fertigstellung des Mottdetektors bestimmt und mit den berechneten Werten verglichen werden.

### 3.4.1 Konzeption

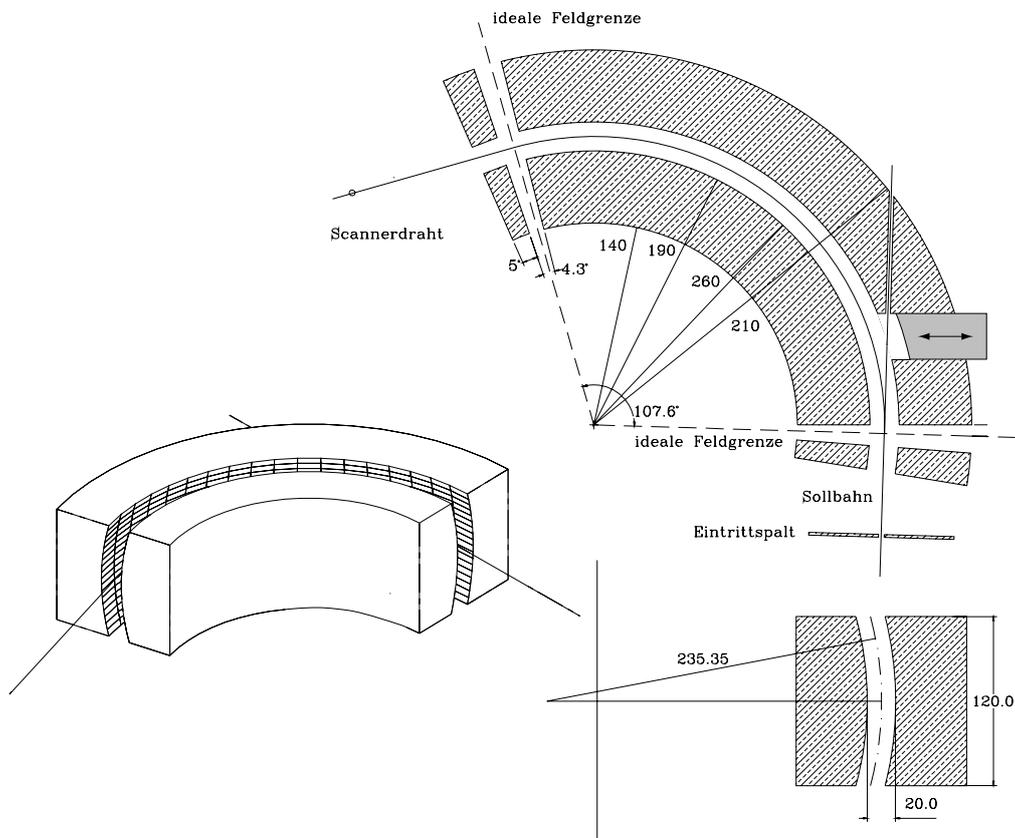
Zur Analyse der Strahlpolarisation der 100 KeV Elektronenkanone hat sich an MAMI die Mottstreuung an dünnen Goldfolien bewährt. Wegen der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung hat diese Methode allerdings nur für Polarisationsanteile senkrecht zur Streuebene eine von Null verschiedene Analysierstärke. Daher muß die durch die Photoemission aus GaAs erzeugte longitudinale Strahlpolarisation so gedreht werden, daß der Polarisationsvektor senkrecht auf der Impulsrichtung des Elektronenstrahls steht.

In Anlehnung an den Spinrotator des MAMI-Injektionssystems [80] wurde dazu von S. Köbis ein elektrostatischer Toruskondensator aufgebaut [83]. Mit dem von Bargman, Michels und Telegdi hergeleiteten Ausdruck für die Spinpräzession in makroskopischen elektromagnetischen Feldern [84] berechnet man den erforderliche Ablenkwinkel für einen 100 keV Elektronenstrahl zu  $107.7^\circ$ . Der Polarisationsvektor präzediert gleichzeitig nur um  $17.7^\circ$ , so daß er hinter dem Toruskondensator senkrecht zur Impulsrichtung steht.

Gleichzeitig nutzt man die Dispersion des Aufbaus, um die longitudinale, kinetische Energieverteilung des Elektronenstrahls zu messen. Dazu wird die Eintrittsblende

des Kondensators in die Folienebene des Mottscanners abgebildet, und dort mit einem Scannerdraht abgetastet.

### 3.4.2 Mechanischer Aufbau



**Abbildung 3.20:** Aufbau des Toruskondensators (Entnommen aus [83]).

Der Toruskondensator besteht aus zwei ineinandergesetzten Ringsegmenten aus OFHC<sup>8</sup>-Kupfer, deren toroidal geformte Oberflächen sich im Abstand von 20 mm gegenüberliegen. Aus der Forderung, eine Punkt zu Punkt Abbildung des Eintrittspalts zu erzeugen, ergab sich das Radienverhältnis des Torus zu 0.85. Die Ringsegmente sind in einer Vakuumkammer isoliert aufgehängt und werden über ein Netzgerät auf  $\pm 9.29$  kV gelegt. Der Potentialnullpunkt liegt aus prinzipiellen Gründen um  $160 \pm 5 \mu\text{m}$  neben der Mitte zwischen den Kondensatorplatten, was bei den

<sup>8</sup>Oxygen Free High Conducting

Bezeichnung	Symbol	Berechnet	Gemessen
Sollbahnradius	$r_0$	200 mm	
Radienverhältnis	n	0.8498	
Gegenstandsweite	g	70 mm	
Bildweite	l	424.67 mm	
Eintrittspalt, Breite	$s_i$	10 $\mu\text{m}$	
Max. Winkeldivergenz	$2\alpha_0$	$0.4^\circ = 7.0 \text{ mrad}$	
Eintrittspalt, Höhe	$h_i$	1.5 mm	
Max. Winkeldivergenz	$2\beta_0$	$1.0^\circ = 17.5 \text{ mrad}$	
Vergrößerung	M	2:1	
Dispersion	D	6.8 $\mu\text{m}/\text{eV}$	$6.94 \pm 0.01 \mu\text{m}/\text{eV}$
Aberration	$A_{ij}$	$\approx 10^{-4}$	
Auflösung	R	$\approx 1.3 \cdot 10^4 (7.7 \text{ eV})$	15 eV

**Tabelle 3.5:** Technische Daten des Spektrometers/Spindrehlers.

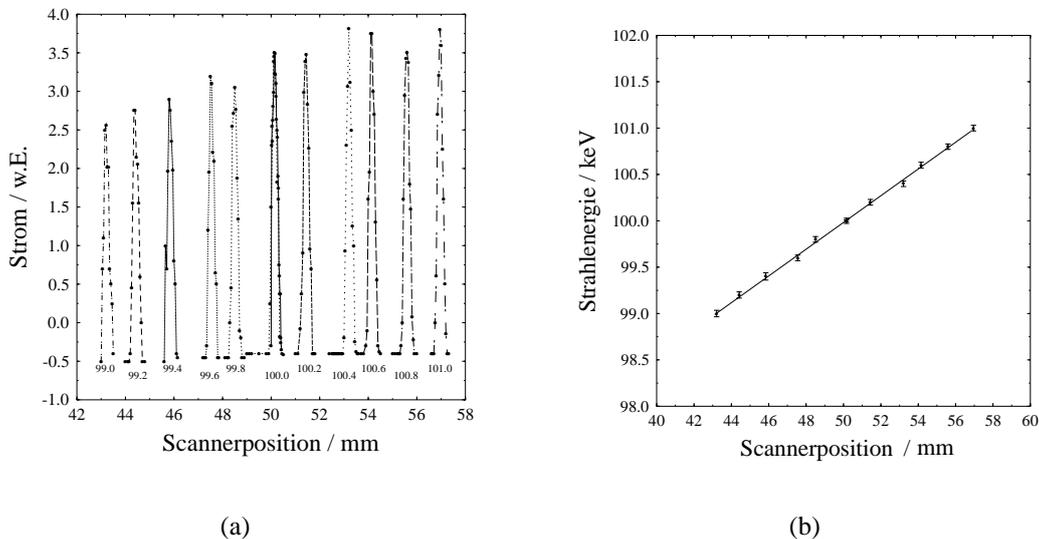
beschriebenen Messungen unberücksichtigt blieb. Zur Begrenzung der Randfelder wurden am Ein- und Austritt des Spektrometers Herzogblenden angebracht. Der Eintrittspalt kann mit Hilfe eines Motors aus dem Strahlengang gefahren werden. Ein Stopfenmechanismus gibt bei abgeschalteter Spektrometerspannung den Weg in Geradeausrichtung durch die äußere Kondensatorplatte frei, um nach Fertigstellung der restlichen Strahlführung in den Beschleuniger einschließen zu können. Die technischen Daten des Spektrometers befinden sich in Tabelle 3.5.

### 3.4.3 Messung von Dispersion und Auflösungsvermögen

Zur Bestimmung der Dispersion des Spektrometers wurde ein gepulster Elektronenstrahl mit 50 nA Strahlstrom erzeugt. Die Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls wurde in 200 V Schritten um die Soll-einstellung von 100 keV variiert, und die Lage des Spaltbildes mit dem Scannerdraht des Mottscanners abgetastet. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 3.21. Aus den Messungen ergibt sich die Dispersion des Spektrometers zu  $6.94 \pm 0.01 \mu\text{m}/\text{eV}$ .

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers ist durch mehrere fest vorgegebene Parameter limitiert:

- Die Restwelligkeit des 100 kV Netzgeräts wird mit  $10^{-4}$  angegeben, die Reproduzierbarkeit des eingestellten Werts mit  $10^{-4}$ . Dadurch ergibt sich eine Begrenzung der Auflösung auf 10 eV.
- Die Reproduzierbarkeit der Positionierung der Eintrittsblende wird mit  $10 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Über den Vergrößerungsfaktor der Abbildung ergibt sich eine



**Abbildung 3.21:** (a) Ergebnisse der Dispersionsmessung (s. Text). (b) Eichgerade für die Dispersion des Spektrometers. Die Messungen bei 99.6 kV und 100.4 kV zeigten nach der Datennahme eine vom Einstellwert abliegende Spannung. Aufgetragen ist die Strahlenergie gegen die Schwerpunkte der Kurven aus (a) und deren Fehler. Als Fitkurve ergibt sich:  $U(x) = (0.144 \pm 0.002) \text{ kV/mm} \cdot x + (92.773 \pm 0.112) \text{ kV}$ .

Limitierung der Reproduzierbarkeit einer Messung der Strahlenergie auf  $21 \mu\text{m}$  (ca. 3 eV).

- Die Einstellgenauigkeit des Mottscanners wird alleine durch Steigungsfehler der Antriebsspindel mit  $0.7 \mu\text{m}$  pro mm Fahrweg angegeben [81]. Bei 160 mm Fahrweg ergibt sich hieraus eine maximale Absolutgenauigkeit von  $112 \mu\text{m}$ , Relativmessungen können eine Größenordnung genauer sein. Zusätzlich limitiert die Genauigkeit des Endschalters die Absolutpositionierung des Scannerdrahts. Sie wird mit ca.  $100 \mu\text{m}$  abgeschätzt [85].
- Der Abbildungsfehler des Spektrometers wurde von S. Köbis zu 7.7 eV berechnet, und kann sich durch Toleranzen beim mechanischen Aufbau des Spektrometers nur verschlechtern.

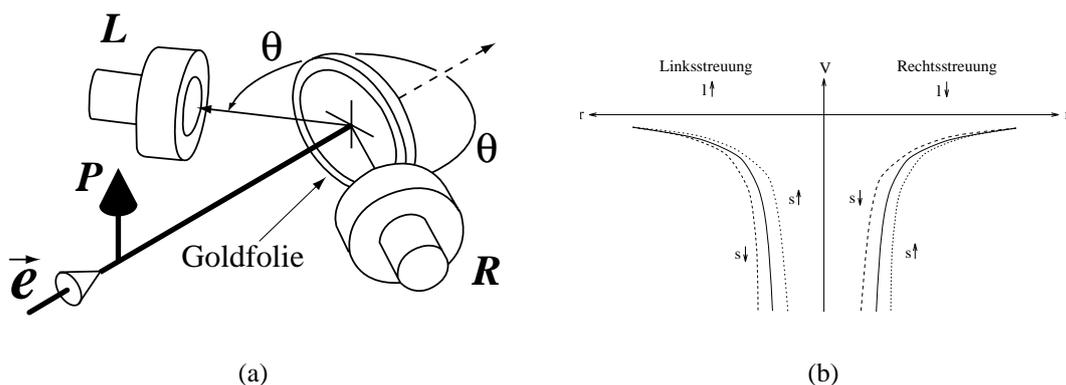
Aufgrund der oben genannten Ungenauigkeiten ergibt sich mit der Dispersion eine maximale Genauigkeit für die Absolutmessung eines Energiewerts von ca. 15 eV ( $100 \mu\text{m}$ ). Auch durch eine alternative Meßmethode: Scannerdraht an eine feste Position – Elektronenstrahl durch Variieren der Spektrometerspannung über den Scannerdraht wedeln, kann keine Steigerung der Auflösung erzielt werden.

Zur experimentellen Bestimmung der Auflösung wurde ein d.c. Elektronenstrahl

mit 50 nA Strahlstrom erzeugt. Die Verteilung der kinetischen Energie wird hier hauptsächlich durch die NEA der Photokathode ( $\leq 1$  eV) und die Restwelligkeit der Beschleunigungshochspannung ( $\approx 10$  eV) bestimmt. Um die Reproduzierbarkeit der Beschleunigungshochspannung (10 V) zu verbessern, wurde zwischen den 0V-Ausgang des Netzgeräts und das Erdpotential ein weiteres Netzgerät mit einer Reproduzierbarkeit von  $< 1$  V geschaltet. Die Beschleunigungshochspannung wurde dann ausschließlich durch Variation des Niederspannungsnetzgeräts in 1 V Schritten durchgeführt. Die Energieverteilung wurde mit dem Scannerdraht vermessen. Bei einer Spannungsänderung von 15 V konnten zwei Peaks anhand des Rayleigh-Kriteriums getrennt werden. Für die Energieauflösung des Spektrometers kann deshalb der Wert von 15 eV angenommen werden, was gut mit einer Faltung der Restwelligkeit des Netzgeräts und dem Abbildungsfehler des Spektrometers übereinstimmt.

### 3.5 Der Mottdetektor

Zur Analyse des Polarisationsgrads des erzeugten 100 keV-Elektronenstrahls wird das Standardverfahren der Mott-Analyse verwendet. Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Hintergründe gibt Referenz [19]. Der in dieser Arbeit verwendete Detektor wurde im Rahmen der Diplomarbeit von J. Bermuth [86] aufgebaut und kalibriert. Die Mott-Analyse beruht auf der Streuung eines polarisierten



**Abbildung 3.22:** (a) Die Streuebene wird durch die Strahlachse und den unter gleichem Winkel aufgestellten Detektoren  $L$  und  $R$  definiert. (b) Streupotential für Up- und Down-Elektronen.

Elektronenstrahls am Zentralpotential. Die Streuebene wird durch zwei unter gleichem Winkel rechts und links von der Strahlachse aufgestellte Detektoren definiert

(s. Abb. 3.22(a)). Der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{Mott}}{d\Omega} (1 \pm PS) \quad (3.3)$$

setzt sich aus einem polarisationsunabhängigen Anteil und einem Anteil, der von der Strahlpolarisation  $P$  und der Analysierstärke  $S$  abhängt, zusammen. Aufgrund der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung kann nur die Analysierstärke für die auf der Streuebene senkrecht stehende Komponente  $P_t$  der Strahlpolarisation von Null verschieden sein. Die Analysierstärke  $S$  wurde von Sherman berechnet [87] und wird daher oft als Shermanfunktion bezeichnet. Die Zählratenasymmetrie der beiden Detektoren

$$A = \frac{N^R - N^L}{N^R + N^L} = \frac{\frac{d\sigma^+}{d\Omega} - \frac{d\sigma^-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma^-}{d\Omega}} = P_t S \quad (3.4)$$

ist proportional zur Strahlpolarisation  $P$ . Die Analysierstärke  $S$  kann für die Streuung am Goldkern exakt berechnet werden.

Die Berücksichtigung der Hüllenelektronen führt allerdings zu einer Ungenauigkeit durch das verwendete Näherungsverfahren [88], die in den Fehler der Polarisationsmessung eingeht.

Ein weiterer Fehler wird durch die Streuung an einer Folie mit endlicher Dicke erzeugt. Durch Mehrfach- und Vielfachstreuung wird die Zählrate im elastischen Peak mit einem Untergrund verdünnt, was zu einer Verringerung der Analysierstärke führt.

Da zudem auch kein Polarisationsnormal zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke  $S_{eff}$  zur Verfügung steht, muß eine Foliendickenextrapolation durchgeführt werden.

### Mechanischer Aufbau

Das Konzept des Mottdetektors basiert auf dem von T. Dombó entwickelten Linienscanner [81]. Durch eine Modifikation konnten die beiden Oberflächen-Sperrschichtdetektoren in das Gehäuse integriert werden (s. Abb. 3.23). Die beiden Diagonaldrähte und einer der beiden Leuchtschirme wurden ersetzt durch einen Träger für fünf Goldfolien. Ein Leuchtschirm und zwei senkrecht zur Fahrtrichtung gespannte Wolframdrähte dienen zur Strahldiagnose.

Insgesamt wurde der Folienträger mit fünf Pioloformfolien bestückt, auf die Goldschichten verschiedener Stärke aufgedampft waren (s. Tabelle 3.6). Die Folienherstellung ist in Referenz [86] beschrieben. Beim Aufdampfen wurde neben der Pioloformfolie ein Glasplättchen angebracht. Die auf dieses Plättchen aufgedampfte Goldschicht wurde mit einem Röntgendiffraktometer bestimmt. Die Ergebnisse der

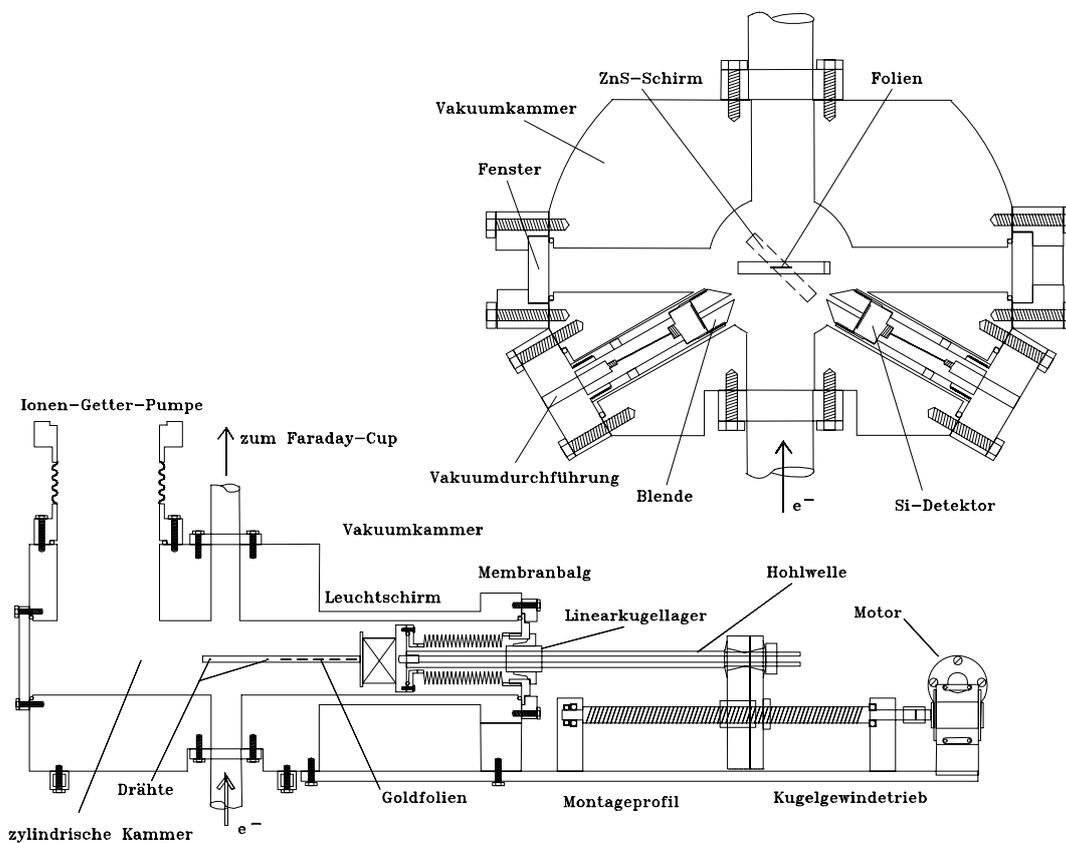


Abbildung 3.23: Skizze des Aufbaus des Mottscanners.

Diffractionsmessungen sind in Tabelle 3.6 unter "Refrakt." aufgeführt. Der Aufdampfprozeß selbst wurde kontrolliert durch einen mitbedampften Schwingquartz, der seine Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der aufgedampften Schichtdicke ändert. Der Fehler in dieser Schichtdickenmessung wurde mit 10% angegeben [89]. Zur Motorsteuerung und zur Auslese der Scannerdrähte wird die vorhandene Scannerelektronik [81] verwendet. Für die Sperrschichtzähler wurde eine eigene Ausleseelektronik aufgebaut. Abbildung 3.24 zeigt ein Blockschaltbild. Die beiden Halbleiter-Sperrschicht-Detektoren werden über die Verstärker mit Spannung versorgt. Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker und ein Verstärker wandeln die im Halbleiter erzeugte Ladung in einen Spannungspuls, welcher im nachfolgenden Fensterdiskriminator ausgewertet wird. Die Diskriminatorschwelle wird über eine Spannung eingestellt, die von einem CAMAC-DAC erzeugt wird. Die Fensterbreite wird am Diskriminator fest eingestellt. Zur Bestimmung der erforderlichen Einstellwerte wurde das Fenster auf seine minimale Breite von 10 mV eingestellt und der gesamte Meßbereich durch Variation des DAC Spannung abgetastet. Es ergab sich das in Abbildung 3.25 gezeigte Detektorspektrum. Dem elastischen Peak ist ein inelastischer Untergrund überlagert, der in der Analyse als linear angenommen wurde. An die Daten wurde zwischen 1.3 V (62 keV) und 2.39 V (114 keV) eine

Target	Scanner [mm]	Foliendicke			$S_{eff}$
		Bedampfung [Å]	Refrakt. [Å]	Zählrate rel. [Å]	
Leer	25.0				
Draht	50.0				
Folie 5	67.1	500±50	486±5	540±33	0.325
Folie 4	83.1	300±30	278±2	303±19	0.358
Folie 3	99.1	800		28±3	
Folie 2	115.1	200		19±2	
Folie 1	131.1	100±10	100±1	100	0.384
Schirm	157.0				

Tabelle 3.6: Die ansteuerbaren Targets des Mottscanners.

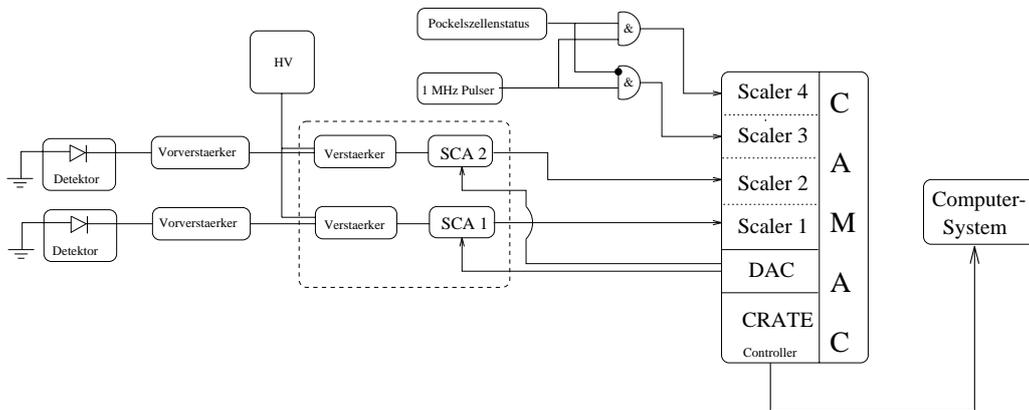


Abbildung 3.24: Blockschaltbild der Detektorelektronik.

Funktion der Form

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{(U-\mu)^2}{\sigma^2}} + a - b \cdot U \tag{3.5}$$

angepaßt. Tabelle 3.7 zeigt eine Zusammenstellung der angepaßten Fitparameter  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $a$  und  $b$  und die resultierenden Einstellwerte für den CAMAC-DAC (Schwelle) und die Fensterbreite.

### Apparative Asymmetrien

Zur Verminderung der bei der Messung auftretenden apparativen Asymmetrien, z. B. durch Ablage des Strahlflecks von der Mittenposition auf der Goldfolie, wurde die Möglichkeit der Polarisationsumkehr durch Inversion der Lichthelizität genutzt. Die Helizität des Laserlichts wird hierbei durch Umschalten der Pockelszelle umgekehrt, so daß insgesamt vier Zählraten  $N_L^+$ ,  $N_L^-$ ,  $N_R^+$  und  $N_R^-$  ermittelt werden (+

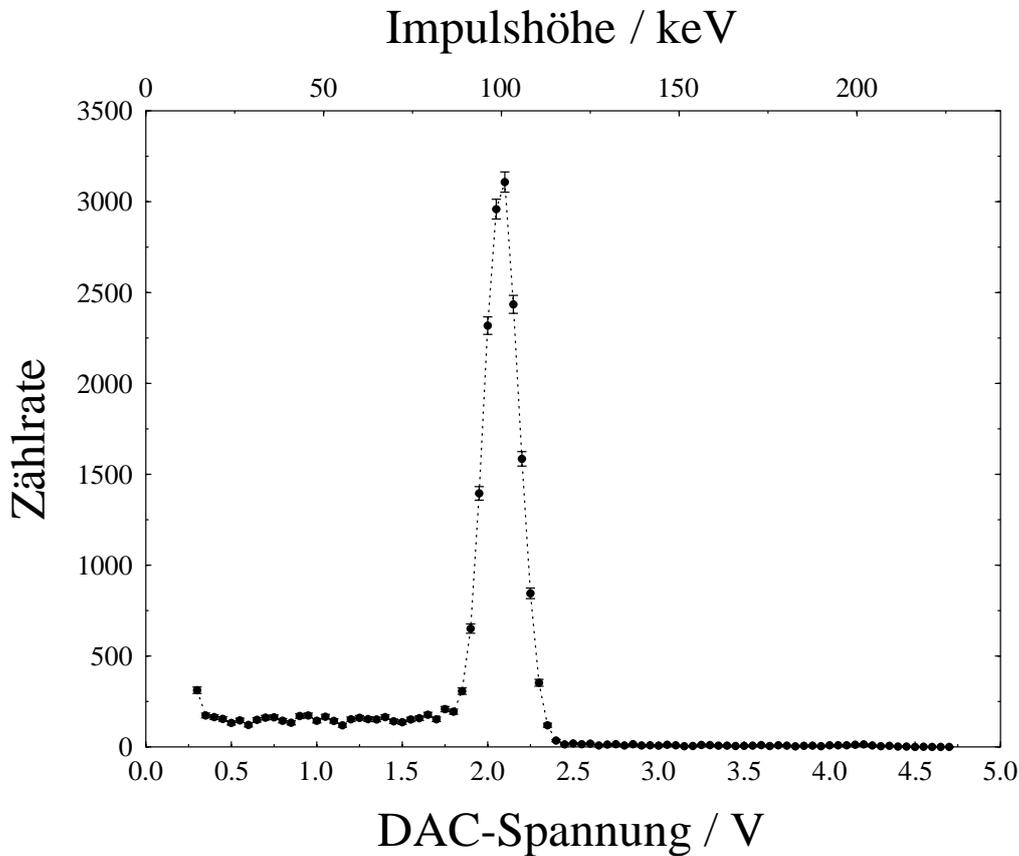


Abbildung 3.25: Energiespektrum der an der Goldfolie gestreuten Elektronen.

und - bezeichnen hier die Helizität des Laserlichts). Man definiert die Größen

$$q_0 \cdot q^\pm = \frac{N_L^\pm}{N_R^\pm} \quad (3.6)$$

so, daß  $q_0$  den instrumentellen Anteil und  $q^\pm$  den Polarisationsanteil des Zählratenquotienten enthält. Setzt man voraus, daß für beide Helizitäten die gleiche instrumentelle Asymmetrie eingeht, d. h. daß  $A^+ = -A^-$ , so fallen aus dem Quotienten

$$Q = \frac{N_R^+}{N_L^+} \cdot \frac{N_L^-}{N_R^-} = \frac{q_0 \cdot q^+}{q_0 \cdot q^-} \quad (3.7)$$

Detektor	$\mu$	$\sigma$	$\Gamma^{FWHM}$		$a$	$b$	Schwelle	Fenster
	[V]	[V]	[V]	[keV]				
1	2.08	0.141	0.333	16.0	324	113	1.92	0.33
2	2.11	0.143	0.336	15.9	355	148	1.94	0.34

Tabelle 3.7: Fitparameter für die Auswertung der Detektorspektren.

die instrumentellen Asymmetrien heraus, und die Polarisationsasymmetrie kann durch

$$A^{exp} = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}} \quad (3.8)$$

berechnet werden. Die Größe

$$A^{ins} = \frac{1 - \sqrt{X}}{1 + \sqrt{X}} \quad (3.9)$$

mit  $X = q_0 \cdot q^+ \cdot q_0 \cdot q^-$  ist ein Maß für die instrumentelle Asymmetrie. Diese Methode beseitigt instrumentelle Asymmetrien nicht vollständig. Sie kann sogar zu einer zusätzlichen Asymmetrie, z. B. bei ungenauer Justage der Pockelszelle ( $A^+ \neq -A^-$ ), führen.

Weiterhin wurde eine von Fletcher [90] vorgeschlagene Korrektur für den elastischen und inelastischen Untergrund aus der Streuung an der Pioloform-Trägerfolie angewandt. Die korrigierte Asymmetrie

$$A^{korr} = \frac{1 - \sqrt{Q} \cdot \xi}{1 + \sqrt{Q} \cdot \xi} \quad (3.10)$$

ergibt sich mit

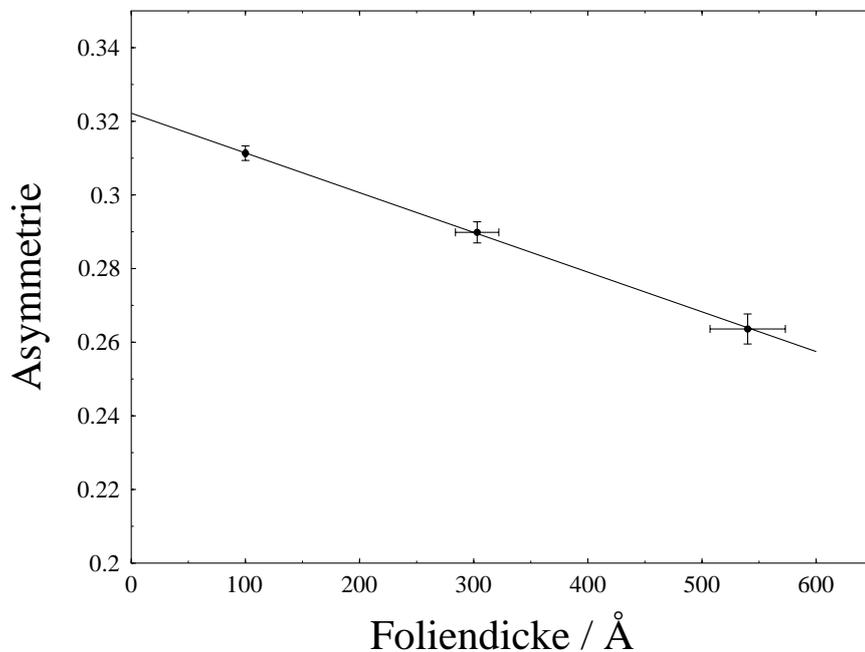
$$\xi = \sqrt{\frac{(1 - b_1^+)(1 - b_2^-)}{(1 - b_1^-)(1 - b_2^+)}} \cdot \sqrt{\frac{(1 - p_1^+)(1 - p_2^-)}{(1 - p_1^-)(1 - p_2^+)}} \quad (3.11)$$

Die Größen  $b_i^\pm$  und  $p_i^\pm$  wurden in Referenz [86] bestimmt und in das Auswerteprogramm "pmess" eingearbeitet.

Der verbleibende Fehler durch instrumentelle Asymmetrien wird mit 3% abgeschätzt.

### Foliendickenextrapolation

Zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke  $S_{eff}$  der verwendeten Goldfolien wurde eine Foliendickenextrapolation durchgeführt. Die für die Extrapolation verwendeten Daten zeigt Tabelle 3.8. Die Foliendicke wurde mit drei verschiedenen Verfahren bestimmt [86], deren Ergebnisse für die 100 Å und die 300 Å Folien innerhalb der Meßfehler gut übereinstimmen. Bei der 500 Å Folie ergibt die Relativmessung einen um ca. 10 % größeren Wert als die anderen Methoden. Da insbesondere diese Folie Knitter und Falten aufweist, wird angenommen, daß die für die Polarisationsmessung relevante "effektive Foliendicke" durch eben diese Knitter vergrößert wird. Da bei den beiden anderen Methoden nur die "glatte" Schichtdicke auf einem Glasträger oder auf dem Schwingquartz der Bedampfungsanlage



**Abbildung 3.26:** Zur Foliendickenextrapolation konnten nur drei der fünf eingesetzten Folien verwendet werden.

bestimmt wird, erscheint der Relativwert relevanter und wird für die Extrapolation verwendet.

Als Fitfunktion wurde eine Gerade gewählt [90, 91]. Um den Fehler in der Foli-

Folie	$d$	$\Delta d$	$A$	$\Delta A$ [ $\times 10^{-3}$ ]	$\Delta A'$ [ $\times 10^{-3}$ ]
100	100	1	0.3113	1.98	1.98
300	303	19	0.2898	2.0	2.87
500	540	33	0.2636	1.95	4.08
$A(d) = (-0.0001079 \pm 9.7 \cdot 10^{-6}) \cdot d + (0.3222 \pm 0.0026)$					

**Tabelle 3.8:** Die zur Foliendickenextrapolation verwendeten Werte und deren Fehler.  $\Delta A'$  bezeichnet den sich aus  $\Delta A$  und  $\Delta d$  ergebenden Gesamtfehler.

endicke in den Fit einzubeziehen wurde in einem ersten Schritt die Steigung der Geraden mit einem  $\chi^2$ -Fit nur mit dem Fehler der Asymmetriemessung berechnet. Daraufhin wurde der Dickenfehler mit der Geradensteigung auf die Asymmetriemessung übertragen und quadratisch zum Asymmetriefehler addiert. Der Gesamtfehler  $\Delta A'$  (s. Tabelle 3.8) wurde dann für den endgültigen  $\chi^2$ -Fit eingesetzt. Der Achsen-

abschnitt ergibt sich zu

$$A(0) = 0.3222 \pm 0.0026 \text{ (stat.)} \quad (3.12)$$

Die Strahlpolarisation wurde durch Division mit der theoretischen Shermanfunktion ( $S(0) = 0.3977$  [88]) berechnet:

$$P = \frac{A(0)}{S^{theo}} = 0.810. \quad (3.13)$$

Der Fehler der Strahlpolarisation berechnet sich mit

$$\Delta P = \frac{\Delta A}{S} = 0.007. \quad (3.14)$$

Die effektive Analysierstärke der drei Folien ergibt sich durch Division der mit der Folie gemessenen Asymmetrie durch die Strahlpolarisation. In deren Fehler geht der Fehler der Asymmetriemessung nochmals ein.

$$\Delta S = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{P}\right)^2 + \left(\frac{A}{P^2} \cdot \Delta P\right)^2} = 0.004 \quad (3.15)$$

Der durch die Kalibration des Detektors entstehende Gesamtfehler (oder Skaleneffehler) einer Polarisationsmessung setzt sich aus den in Tabelle 3.9 aufgelisteten statistischen und systematischen Komponenten zusammen und hat den Wert 0.043.

Statistischer Fehler der effektiven Shermanfunktion	0.004
Systematischer Fehler der theoretischen Shermanfunktion	0.004
Systematischer Fehler durch die Wahl der Extrapolationsfunktion	0.005
Systematischer Fehler durch verbleibende instrumentelle Asymmetrien	0.030
<b>Gesamtfehler (Skaleneffehler)</b>	<b>0.043</b>

**Tabelle 3.9:** Berechnung des Skaleneffehlers der Mottmessung.

### 3.6 Die Hochfrequenzanlage

Der in diesem Kapitel beschriebene Teil der Anlage (s. Abb. 3.27) dient zur Bereitstellung einer in Frequenz und Amplitude stabilisierten Hochfrequenz von 2.45 GHz. Um vom Betrieb des Beschleunigers unabhängig zu sein, wird ein eigener Hochfrequenzsender benutzt. Die Frequenz des Senders soll allerdings möglichst genau mit der Beschleunigerhochfrequenz übereinstimmen, um eine Synchronisation auf MAMI problemlos zu ermöglichen. Der Leistungsbedarf wird inklusive aller Verluste und Leistungsreserven mit 100 Watt abgeschätzt.

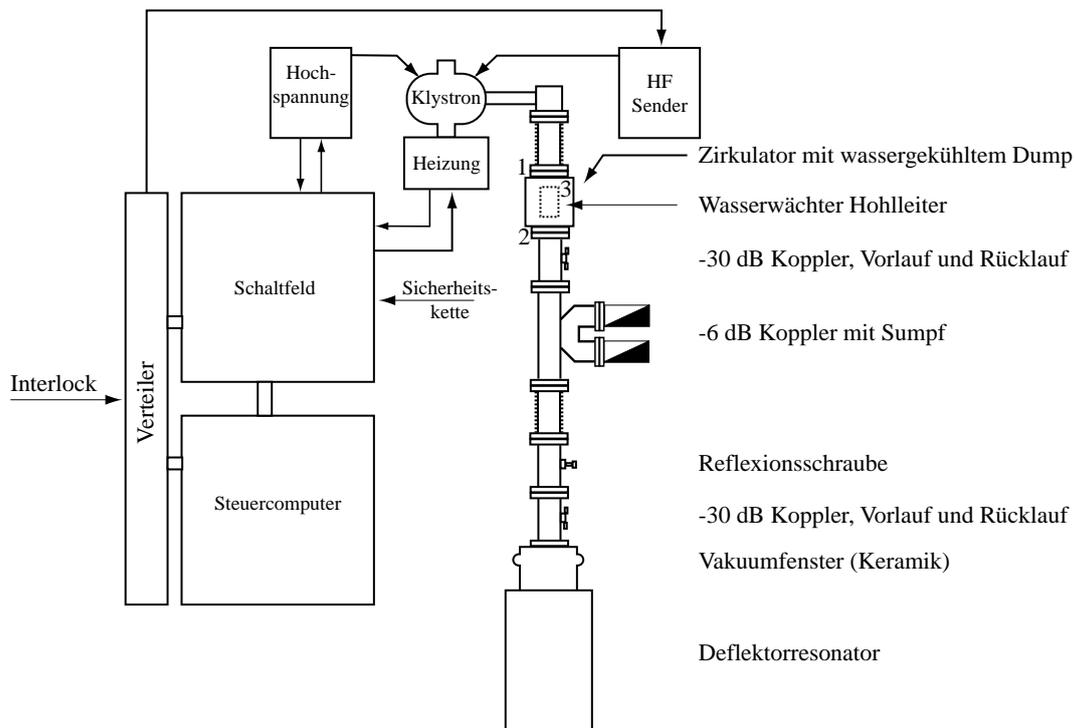


Abbildung 3.27: Blockschaltbild der Hochfrequenzanlage.

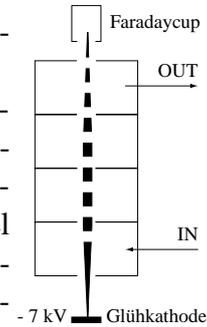
### 3.6.1 Auswahl des Hochfrequenzverstärkers und des Senders

Zur Erzeugung hoher Hochfrequenzleistung stehen prinzipiell mehrere Verfahren zur Verfügung:

- Das **Magnetron** [92] ist ein Festfrequenzsender, der eine Hochfrequenzleistung von einigen hundert Watt emittiert. Die Frequenz ist durch den mechanischen Aufbau festgelegt. Magnetrons sind bei 2.45 GHz erhältlich und zudem durch die Massenfertigung für Mikrowellenöfen billig. Die produktionsbedingte Streuung der Frequenz aufgrund mechanischer Toleranzen macht es allerdings schwierig, ein Modell zu finden, das exakt zur Beschleunigerfrequenz paßt. Gleiches gilt für die Beschaffung eines Ersatzteils im Falle eines Defekts.
- **Halbleiterverstärker** liefern heute Leistungen bis in den 80 Watt-Bereich. Sie sind im allgemeinen in der Frequenz abstimmbare, und ihre Ausgangsleistung ist auf einfache Weise regelbar. Ein Halbleiterverstärker würde allerdings ständig an seiner Leistungsgrenze betrieben werden und über keine Leistungsreserven verfügen. Zudem sind Halbleiterverstärker genauso teuer wie die wesentlich leistungsfähigeren Klystrons.

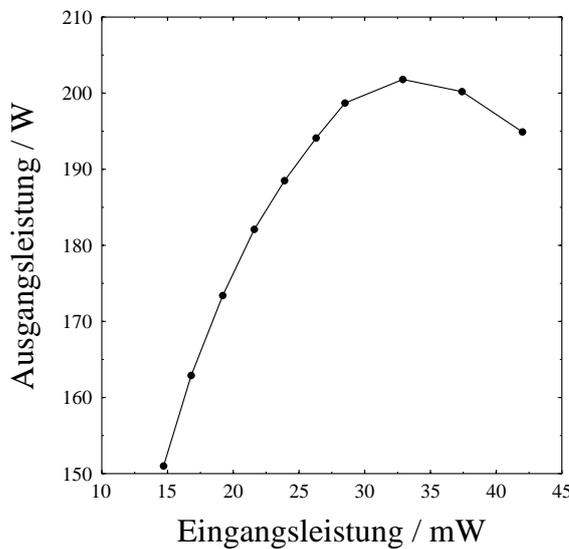
- Ein **Klystron** verstärkt eine eingespeiste Hochfrequenz durch Modulation und Abbremsung eines dc-Elektronenstrahls (s. Abbildung).

Durch die Trennung von Sender und Verstärker (Klystron) ist eine Umstellung auf MAMI einfach zu bewerkstelligen. Die erforderliche Senderleistung beträgt einige zehn Milliwatt und kann problemlos per Koaxialkabel zum Klystron übertragen werden. Das Klystron selbst befindet sich in der Nähe der Hauptverbraucher am Experiment.

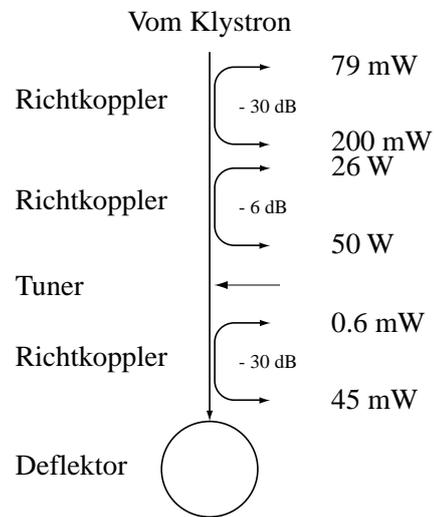


Das ausgewählte Klystron<sup>9</sup> erzeugt eine maximale Ausgangsleistung von 2000 Watt. Es besteht aus 4 Resonatoren, welche auf die Senderfrequenz abgestimmt werden. Abbildung 3.28 (a) zeigt die Verstärkungskurve des Klystrons bei den gewählten Betriebsparametern (s. Tabelle 3.10). Abbildung 3.28 (b) zeigt Leistungsmeßwerte an einigen Referenzpunkten entlang des Hohlleiters.

Als Sender wird eine Kopie des MAMI-Masteroszillators eingesetzt. Er erzeugt eine maximale Ausgangsleistung von 700 mW bei einer Frequenz von 2.4493 GHz  $\pm$  200 Hz.



(a)



(b)

**Abbildung 3.28:** (a) Leistungskurve des Klystrons bei 3.7 kV Beschleunigungsspannung und 242 mA Elektronenstrom (b) Hochfrequenzleistung an verschiedenen Meßpunkten entlang des Hohlleiters.

<sup>9</sup>TH 2404, Thomson, France

### 3.6.2 Das Klystron-Interlocksystem

Zum Schutz des Klystrons wurde von H. Mussel und J. Röhgen ein Interlocksystem aufgebaut. Es besteht aus einer Hardwaresteuerung (Schaltfeld) und einem Steuercomputer (PC unter DOS).

Das Schaltfeld steuert die Betriebsparameter des Klystrons und überwacht Parameter, die direkt zur Beschädigung des Klystrons führen können. Betriebsparameter des Klystrons sind in Tabelle 3.10 aufgelistet. Wird ein Fehler detektiert, führt das

<b>Betriebsparameter</b>		
Hochspannung	z. Zt.	3.7 kV
	max.	7 kV
Kathodenstrom		242 mA
Kathodenheizspannung		6.0 V
Kathodenheizstrom		4.76 A
Eingangsleistung		37 mW
Ausgangsleistung	z. Zt.	200 W
	max.	2000 W
<b>Zusätzlich werden überwacht:</b>		
Temperatur des Kollektors		Thermoschalter
Funktion des Kühlventilators		Windfahne

**Tabelle 3.10:** Betriebsparameter des Klystrons, die vom Schaltfeld überwacht werden.

zur Abschaltung der Hochspannung. Das Klystron ist so auch bei einem eventuellen Ausfall des Steuercomputers geschützt.

Der Steuercomputer überwacht neben den Parametern, die das Schaltfeld betreffen, weitere Betriebsparameter der Anlage. Er ist mit einer A/D Wandlerkarte bestückt, die zusätzlich über Digitaleingänge verfügt. Die vom Steuercomputer zusätzlich überwachten Parameter zeigt Tabelle 3.11. Beim Auftreten eines Fehlers wird entweder der Sender oder die (Klystron-) Hochspannung abgeschaltet. Die Verbindung zum MAMI-Kontrollsystem wird über eine RS232 Schnittstelle hergestellt. Das Kontrollsystem kann so den Betriebszustand der Anlage erfassen.

### 3.6.3 Leistungstransport und Diagnose

Die Ausgangsleistung des Klystrons wird über einen Adapter in einen Rechteckhohlleiter mit MAMI-Normmaßen eingespeist.

Auf einen Balg zum Ausgleich mechanischer Spannungen folgt ein Zirkulator [92, 93]. Er dient zur Vermeidung von Beschädigungen am Klystron durch reflektierte Hochfrequenzleistung. Die am Ausgang (1) eingekoppelte Leistung wird verlustfrei zum Ausgang (2) transferiert. Reflektierte Leistung, die auf Ausgang (2)

Parameter	MAMI-Name	Bereich	Abschaltung
Systemspannung	PKAT-Syst-ADC_-UREF	4.75 - 5.25 V	System
Vorlaufleistung Hohlleiter	PKAT-Hohl-Vorl-Powr	-0.5 - 0.5 V	Master
Rücklaufleistung Deflektor	PKAT-Defl-Ruck-Powr	-0.5 - 0.5 V	Master
Prebuncher Leistung	PKAT-Preb-CAVI-Powr	-0.5 - 0.5 V	Master
Deflektor Vakuum	PKAT-Defl-VAKU-Ampl	-0.7 - 0.7 V	Master
Klystron Kathodenstrom	PKAT-Klys-NGRT-Curr	-9.3 - 9.3 V	Hochspannung
Klystron Hochspannung	PKAT-Klys-NGRT-HSPG	-9.3 - 9.3 V	Hochspannung
Relais Test	PKAT-Syst-Rel1-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel2-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel3-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel4-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel5-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel6-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel7-Stat	Digital	System
Relais Test	PKAT-Syst-Rel8-Stat	Digital	System
Erdschluss auf +12V Digi.	PKAT-Syst-Digi-KS+E	Digital	System
Erdschluss auf -12V Digi.	PKAT-Syst-Digi-KS-E	Digital	System
HSPG Status	PKAT-SFId-HSPG-Stat	Digital	Status
Heiz Status	PKAT-SFId-Heiz-Stat	Digital	Status
Schaltfeld Status	PKAT-SFId-Allg-Stat	Digital	Hochspannung
Überstrom Kath.	PKAT-SFId-Kath-Curr	Digital	Hochspannung
Heizung Delay	PKAT-SFId-Heiz-Dlay	Digital	Status
Lichtbogen Hohlleiter	PKAT-Klys-Hohl-LiBo	Digital	Master
Limitherm Kollektor	PKAT-Klys-Koll-LiTe	Digital	Hochspannung
Limitherm Deflektor Reso.	PKAT-Defl-CAVI-LiTe	Digital	Master
Limitherm Buncher Reso.	PKAT-Preb-CAVI-LiTe	Digital	Master
Wasseralarm Zirk./Boden	PKAT-Hohl-Wass-Alrm	Digital	Master
Kolbenstatus Deflektor	PKAT-Defl-Kolb-Stat	Digital	Master
Kolbenstatus Buncher	PKAT-Preb-Kolb-Stat	Digital	Master
Kühlwasserfluß	PKAT-Hohl-Wass-Flus	150-250 l/h	Master

**Tabelle 3.11:** Vom Steuercomputer überwachte Parameter.

trifft, wird auf Ausgang (3) abgeleitet, der mit einem wassergekühlten Absorber versehen ist. Zwischen Absorber und Zirkulator befindet sich ein Wasserwächter, der dem Interlocksystem mitteilt, wenn durch den Absorber Wasser in den Hohlleiter eindringt.

Am nachfolgenden Richtkoppler kann die an die Verbraucher abgegebene und die von den Verbrauchern reflektierte Leistung überwacht werden.

Ein 6 dB Richtkoppler wurde zur Abzweigung von Hochfrequenzleistung für weitere Experimente am Teststand vorgesehen. Hier kann ein Viertel der erzeugten Leistung abgenommen werden. Zur Zeit wird diese Leistung in einem Absorber versumpft.

Ein weiterer Balg dient zur mechanischen Entkoppelung der folgenden Komponenten.

Zur Regelung der in den Deflektorresonator eingespeisten Leistung dient der manuelle Leistungsregler. Eine Schraube wird an der Stelle des maximalen elektrischen Feldes im Hohlleiter in diesen eingeschraubt. Ein Teil der ankommenden Leistung wird an der Schraube reflektiert und im Rücklauf versumpft. Die transmittierte Leistung ist von der Eintauchtiefe der Schraube abhängig.

Ein weiterer Richtkoppler läßt die Messung von eingespeister und reflektierter Leistung des Deflektorresonators zu.

Das folgende keramische Vakuumfenster trennt das Vakuum des Deflektors vom Normaldruck im Hohlleiter. Es kann bei Bedarf mit Wasser gekühlt werden.

### 3.6.4 Der Deflektorresonator

Der Deflektorresonator hat die Aufgabe, den Elektronenstrahl mit einer Frequenz von 2.45 GHz über die Eintrittsblende des Spektrometers zu wedeln. Aus der geforderten Phasenauflösung und der Breite der Blende ergibt sich mit dem Abstand des Resonators vom Spektrometer der notwendige Ablenkwinkel  $\alpha = 14.9$  mrad. Diese Anforderungen erfüllt ein zylindrischer  $TM_{110}$  Hochfrequenzresonator, wie er auch in der Diagnoseeinheit für den longitudinalen Phasenraum des 3.5 MeV Injektorlinac von MAMI eingesetzt wird [94, 95]. Bei Einkoppelung der Beschleuniger-Hochfrequenz bildet sich auf der Strahlachse ein zeitlich oszillierendes transversales Magnetfeld  $B_{\perp}$  aus, welches dem Elektronenstrahl einen Transversalimpuls  $p_{\perp}$  mitteilt. Gleichzeitig entsteht ein um  $90^{\circ}$  phasenverschobenes elektrisches Beschleunigungsfeld  $E_z$ , dessen Amplitude aber auf der Strahlachse verschwindet.

#### Design

Die technische Realisierung des Deflektorresonators lehnt sich im wesentlichen an den in Ref. [95] beschriebenen Resonator an.

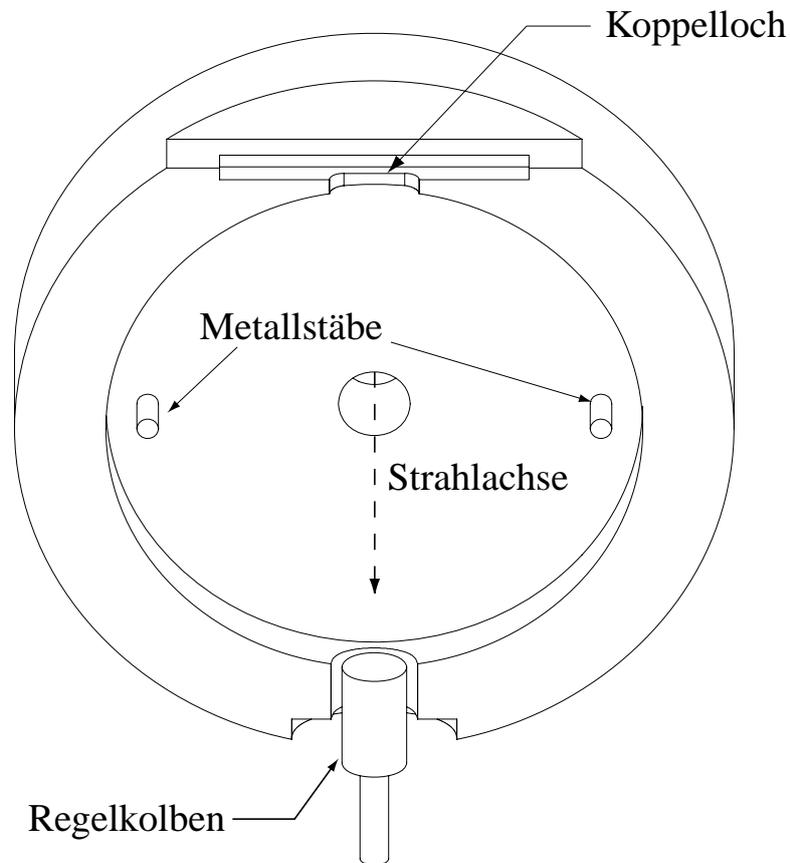


Abbildung 3.29: Schnitt durch den Deflektorresonator.

Das  $TM_{110}$  Feld im zylindrischen Resonator wird durch

$$E_z = E_0 J_1(k_c r) \sin \phi \quad (3.16)$$

$$H_\phi = -i \frac{E_0}{\eta} J_1'(k_c r) \sin \phi \quad (3.17)$$

$$H_r = i \frac{E_0}{\eta} \frac{J_1(k_c r)}{k_c r} \cos \phi \quad (3.18)$$

beschrieben. Die verwendeten Symbole werden in Tabelle 3.12 angegeben. Aus der Randbedingung, daß das tangentielle elektrische Feld auf dem Zylindermantel und auf den Deckelflächen verschwinden muß,

$$E_z(r_a) \propto J_1(k_c r_a) = 0 \quad (3.19)$$

erhält man für den Radius des Resonators

$$r_a = 0.610 \cdot \lambda_c = 7.47 \text{ cm.} \quad (3.20)$$

Symbol	Bedeutung	Berechnung	Einheit
$i$	imaginäre Einheit		
$r_a$	Radius des Resonators		
$h$	Höhe des Resonators		
$\lambda_0$	Vakuum-Wellenlänge der Hochfrequenz		m
$\lambda_c$	Cutoff-Wellenlänge des Resonators		m
$k_c$	Cutoff-Wellenvektor	$\frac{2\pi}{\lambda_c}$	$\text{m}^{-1}$
$\phi$	Polarwinkel		
$\eta$	eff. Suszeptibilität	$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$	
$J_i(x)$	i-te Besselfunktion		
$E_0$	max. el. Feldstärke		V/m
$\gamma$	Lorentzfaktor		
$R_s$	Oberflächenwiderstand		
$k$	Konstante	$k = \frac{0.981}{\left(\frac{r_a}{\lambda_0}\right)^2 + \frac{r_a h}{\lambda_0^2}}$	

**Tabelle 3.12:** Tabelle der verwendeten Symbole und deren Bedeutung.

Weil  $E_r \equiv 0$  ist, kann die Höhe des Resonators auf minimale Verlustleistung bei gegebenem Ablenkwinkel  $\alpha$  optimiert werden. Als Leistungsbedarf erhält man

$$P_L(h) = \left( \frac{\gamma \cdot \tan \alpha}{2.35 \cdot 10^{-4} \sin\left(\frac{\pi h}{\beta \lambda_0}\right)} \right)^2 \cdot \frac{R_s}{0.981} \left( \left( \frac{r_a}{\lambda_0} \right)^2 + \frac{r_a h}{\lambda_0^2} \right) \quad (3.21)$$

Abb. 3.30(a) zeigt den Leistungsbedarf des Resonators bei festem Ablenkwinkel  $\tan \alpha = 14.9$  mrad. Bei einer Resonatorhöhe von

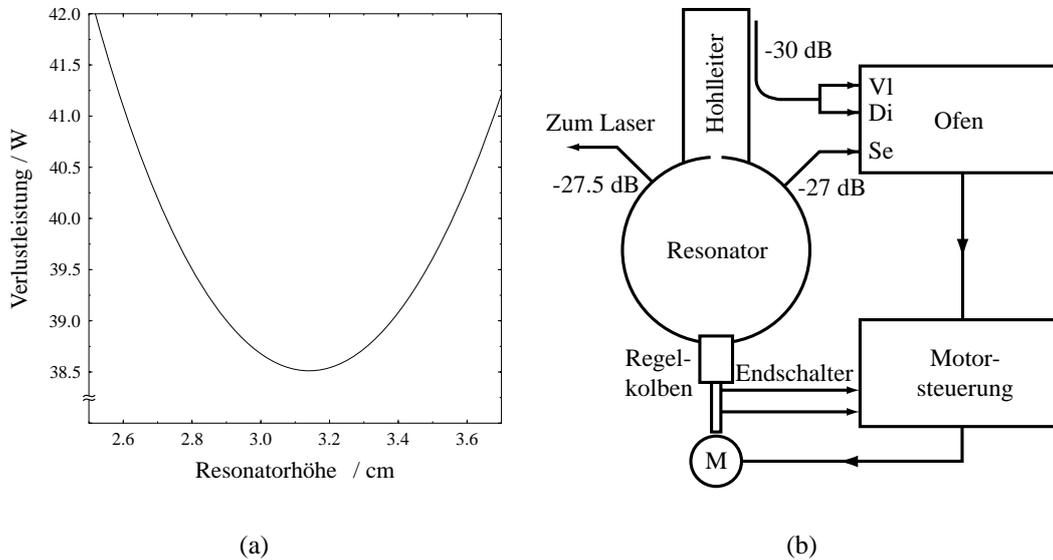
$$h = 3.14 \text{ cm}. \quad (3.22)$$

hat die Verlustleistung  $P_L$  mit 38.5 W ein Minimum.

Der Resonator ist mit zwei Antennen zur Auskoppelung von Referenzsignalen ausgestattet (Auskoppeldämpfung -27 dB bzw. -27.5 dB). Das ausgekoppelte Signal wird für die Kolbenregelung, zur Leistungsüberwachung und zur Lasersynchronisation verwendet (s. auch Abb. 3.30(b)).

### Modenstabilisierung

Bei Anregung von Hochfrequenz im exakt zylindersymmetrischen  $\text{TM}_{110}$  Resonator ist die polare Ausrichtung der Mode und damit die Richtung der Strahlablenkung nicht festgelegt. Die entstehende  $\text{TM}_{110}$  Mode kann als Überlagerung der gewünschten vertikal ablenkenden Mode (a) mit einer in der Frequenz entarteten



**Abbildung 3.30:** (a) Der Leistungsbedarf des Deflektorresonators und (b) eine Prinzipskizze seiner Kolbenregelung.

horizontal ablenkenden Mode (b) beschrieben werden. Die Einkoppelung der Hochfrequenz, wie in Abb. 3.29 gezeigt, bricht diese Zylindersymmetrie durch bevorzugte Anregung der a-Mode. Ein Mitschwingen der b-Mode kann jedoch nicht völlig unterdrückt werden. Erst das Anbringen metallischer Stäbe (Induktivitäten, s. Abb. 3.29) im Bereich des maximalen tangentialen Magnetfelds  $H_\phi$  der b-Mode führt durch eine Frequenzverstimmung der b-Mode um  $\delta\nu = 125.75$  MHz zu einer ausreichenden Stabilisierung der Ablenkrichtung, ohne die a-Mode in der Frequenz wesentlich zu beeinflussen.

### Energiemodulation

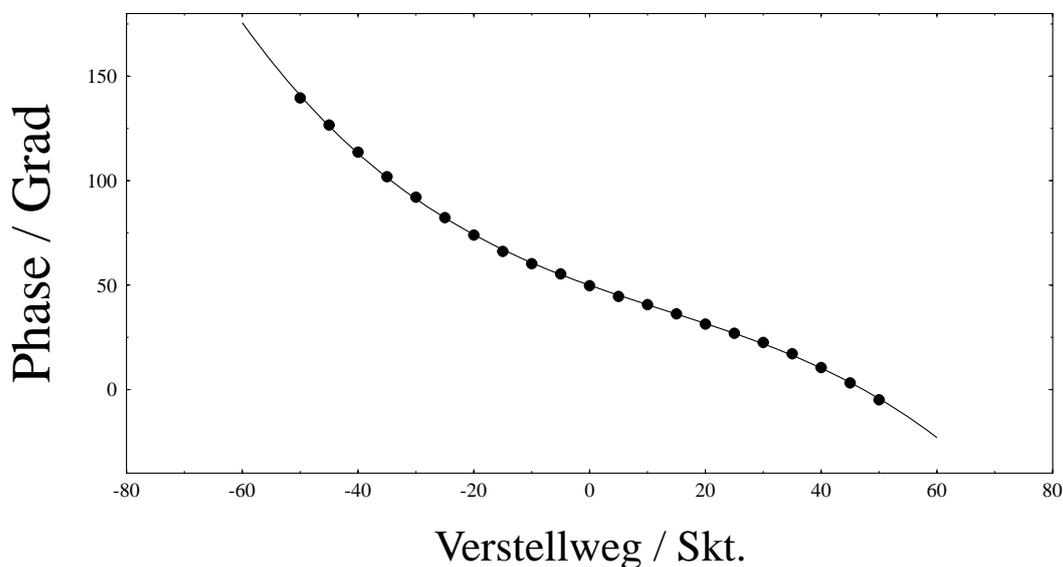
Aufgrund des gegen das magnet. Ablenkkfeld um  $90^\circ$  phasenverschobenen elektrischen Beschleunigungsfelds  $E_z$  kommt es zu einer Energiemodulation der von der Strahlachse abliegenden Teilchen. Der größte Effekt tritt bei einer Ablage in Richtung  $\phi = \pm\pi/2$  (y-Achse) auf. Die Energiezunahme (abnahme) in Abhängigkeit von der Ablage  $y$  ergibt sich aus

$$\Delta E(y) = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \int_{-h/2}^{h/2} E_0 \cos(\omega t) \cdot J_1(k_c y) dz dt \quad (3.23)$$

$$= \frac{\beta \lambda_0}{\pi h} E_0 \sin\left(\frac{\pi h}{\beta \lambda_0}\right) \cdot J_1(k_c y) \cdot h \quad (3.24)$$

Bei der geforderten Leistung von 38.5 W ergibt sich nahe der Strahlachse eine Energiemodulation von 219 eV pro mm Ablage. Aus strahloptischen Gründen muß im Resonator mit einem Strahlradius von ca. 3.6 mm gerechnet werden, was zu einer Energiemodulation von  $\pm 789$  eV führt, was die Messung des longitudinalen Phasenraums verhindert.

### 3.6.5 Der Phasenschieber



**Abbildung 3.31:** Eichkurve des motorisierten Phasenschiebers. Aufgetragen ist die Phase des geeichten Phasenschiebers gegen den Verstellweg des motorisierten Phasenschiebers.

Zum Verstimmen der Phase zwischen Laser und Deflektorresonator wird ein motorgetriebener Kleinsignal-Phasenschieber benutzt (s. Abbildung 3.5), wie er auch an MAMI zum Einsatz kommt. Er besteht aus einem Zirkulator, an dessen mittlerem Ausgang (2) ein koaxialer Wellenleiter mit offenem Ende angebracht ist. Eine am Ausgang (1) eingekoppelte Hochfrequenz wird zum Ausgang (2) übertragen, dort am offenen Ende des Wellenleiters reflektiert, um den Zirkulator am Ausgang (3) zu verlassen. Die optische Länge des Wellenleiters wird durch das motorgetriebene Einführen eines Dielektrikums zwischen Kern und Mantel verändert. Zur Steuerung des Gleichstrommotors wird eine am MAMI entwickelte Motorsteuerung eingesetzt, die vom Kontrollsystem angesteuert wird.

Der Phasenschieber wurde mit Hilfe eines kalibrierten, manuellen Phasenschiebers geeicht. Abbildung 3.31 zeigt die Eichkurve. Aufgetragen ist die Phase bei 2.45 GHz gegen Skalenteile des Kontrollsystems. Ein Polynom dritten Grades wurde an

die Meßpunkte angepaßt:

$$\phi(x) = 49.955 - 0.988369 \cdot x + 0.00731741 \cdot x^2 - 0.000185252 \cdot x^3 \quad (3.25)$$

Hierbei bezeichnet  $\phi$  die Phase in Grad und  $x$  den Verstellweg in Skalenteilen.

# Kapitel 4

## Experimentiermethoden und Fehlerabschätzung

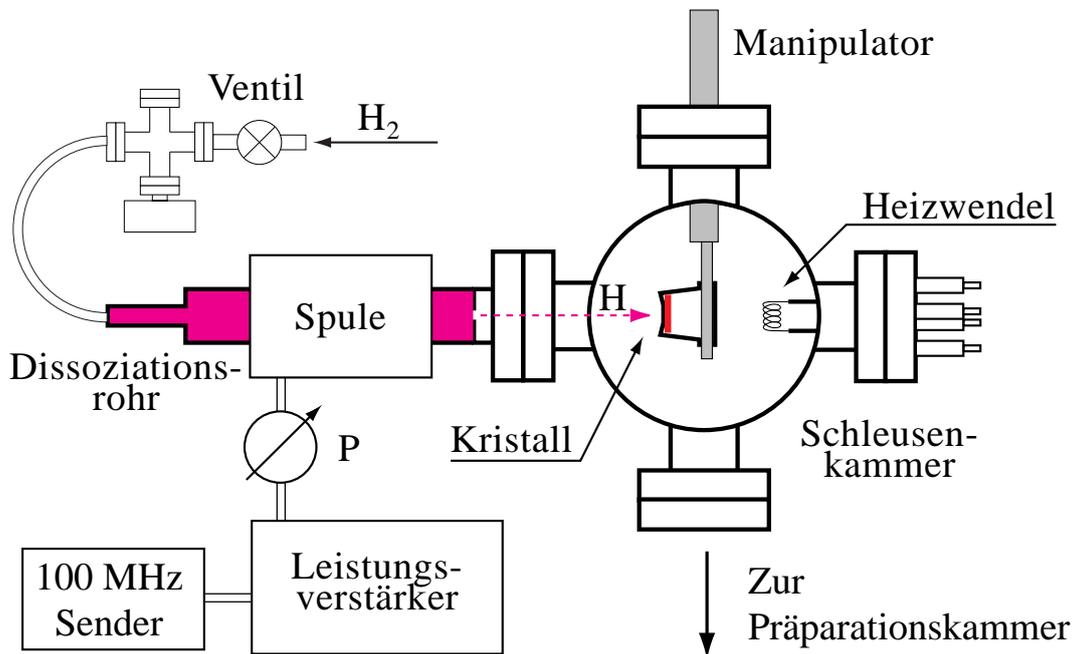
Dieses Kapitel erläutert die angewandten Experimentiertechniken und stellt wichtige Zwischenergebnisse dar. Die Ergebnisse der mit diesen Techniken durchgeführten Experimente sind in Kapitel 5 beschrieben.

### 4.1 Präparation der Photokathoden

#### 4.1.1 Vorreinigung durch Ätzen

Alle Bulk-Photokathoden wurden vor dem Einbau in die Apparatur für eine Minute in einer 4-prozentigen HCl-in-Isopropanol-Lösung geätzt. Die Reste der Ätzflüssigkeit wurden durch zweimaliges Spülen mit doppelt destilliertem Wasser und anschließendem Trockenblasen mit Stickstoff entfernt. Danach wurde der Kristall in den Puck und mit diesem in ein hermetisch verschließbares Transportgefäß eingesetzt. Alle Vorgänge fanden unter einer Stickstoffatmosphäre statt, so daß die geätzte Kristalloberfläche nicht mit Luft in Berührung kam. Das Transportgefäß wurde erst wieder in der evakuierten Schleusenkammer geöffnet. Dort wurde der Puck mit einem magnetischen Manipulator entnommen und in die Präparationskammer eingesetzt.

Die bei der Herstellung mit einer Arsen-Schutzkappe versehenen Strained Layer-Kristalle wurden ungeätzt in das Transportgefäß eingesetzt und in die Präparationskammer eingeschleust.



**Abbildung 4.1:** Der an die Schleusen-kammer angeflanschte Aufbau zur Reinigung von Photokathoden mit dissoziiertem Wasserstoff. Der aus einem Vorratsgefäß entnommene Molekulare Wasserstoff ( $H_2$ ) wird in einem Pyrex-Rohr durch Gasentladung dissoziiert und strömt durch eine 1mm-Blende auf den zu reinigenden Kristall.

### 4.1.2 Vorreinigung mit Wasserstoff

Einige Photokathoden wurden mit der an CEBAF erstmals für die Reinigung von Photokathoden eingesetzten Methode der „Reinigung mit atomarem Wasserstoff“ [96] behandelt. Hierzu wurde der in Abbildung 4.1 skizzierte Aufbau an die Schleusen-kammer angeflanscht. Der zu reinigende Kristall wird ohne Vorbehandlung in einen Puck und mit diesem in die Manipulatorgabel der Schleusen-kammer eingesetzt. Die Kristalloberfläche wird zum Dissoziationsrohr hin ausgerichtet. Nach Evakuieren der Kammer auf  $10^{-7}$  mbar wird der Kristall mit der Heizwendel auf ca.  $300^\circ$  C erhitzt. Nach dem Öffnen des Ventils strömt molekulares Wasserstoffgas in das Dissoziationsrohr, wo es durch eine Gasentladung teilweise dissoziiert wird. Ein Teil des atomaren Wasserstoffs tritt durch die 1mm-Blende in die Schleusen-kammer ein und trifft auf die Kristalloberfläche, wo er sich chemisch mit Adsorbatatomen verbindet. Diese Verbindungen werden dann von der Kristalloberfläche abgeheizt. Hierbei steigt der Druck in der Schleusen-kammer trotz laufender Turbopumpe auf ca.  $8 \cdot 10^{-5}$  mbar an. Nach ca. 30 Minuten wird die Kristallreinigung beendet. Sobald der Druck in der Schleusen-kammer erneut auf  $10^{-7}$  mbar abgesunken ist, wird der Kristall in die Präparationskammer eingeschleust.

### 4.1.3 Ausheizen

Alle Bulk-Photokathoden werden vor der Bedampfung mit Cäsium und Sauerstoff in der Präparationskammer für ca. eine Stunde bei  $600^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt. Die Strained-Layer-Photokathoden werden wegen der Empfindlichkeit der dünnen Schicht vor der ersten Präparation nur auf  $500^{\circ}\text{C}$  erhitzt, um die Arsen-Schutzkappe zu entfernen. Bei weiteren Präparationen muß der durch die jeweils vorige Präparation aufgedampfte Sauerstoff entfernt werden. Deswegen werden die Kristalle dann kurzzeitig auf  $580^{\circ}\text{C}$  erhitzt.

### 4.1.4 Kristallpräparation mit Cäsium und Sauerstoff

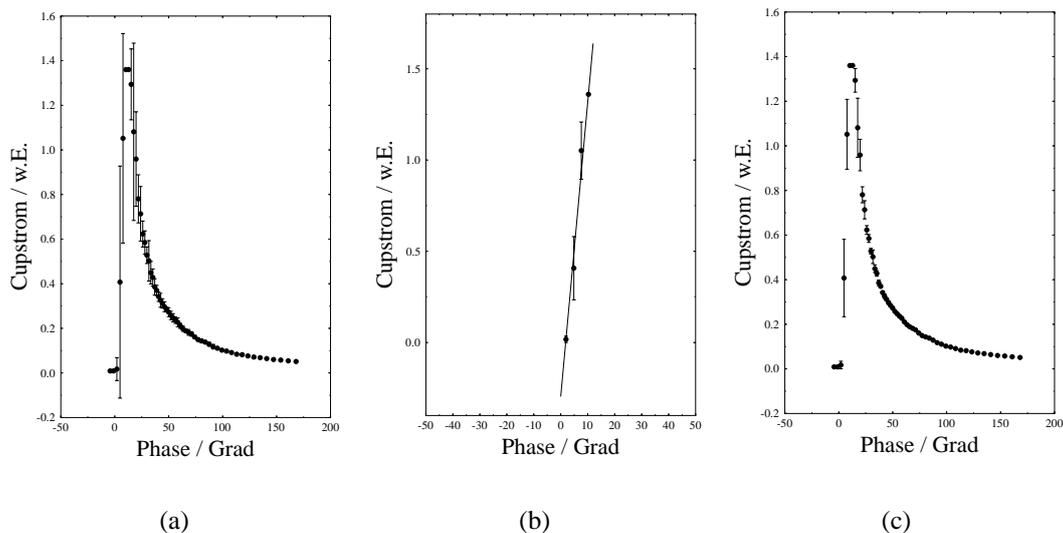
Alle Kristalle wurden mit Cäsium und Sauerstoff in der sog. YoYo-Technik präpariert. Während des Präparationsprozesses wird die Quantenausbeute des Kristalls kontinuierlich durch Beleuchten mit einem Helium-Neon-Laser und Messen des Photostroms kontrolliert. Der Kristall wird zuerst durch Heizen des Cäsiumdispensers mit Cäsium bedampft (siehe auch Abbildung 3.17 (a) auf Seite 53). Nach Durchlaufen des Quantenausbeutemaximums wird solange weiter bedampft, bis die Quantenausbeute wieder auf ein Drittel ihres Maximalwerts abgefallen ist (Übersättigung). Dann wird der Cäsiumdispenser abgeschaltet und das Sauerstoffventil so weit geöffnet, daß der Sauerstoffpartialdruck ( $\text{O}_2$ ,  $m = 32$ ) auf ca.  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar ansteigt. Nach etwa 30 Sekunden durchläuft die Quantenausbeute ein weiteres Maximum. Mit Sauerstoff wird nicht überpräpariert. Die abwechselnde Anwendung von Cäsium und Sauerstoff wird zehn- bis fünfzehnmal wiederholt, bis keine wesentliche Steigerung des Maximalwerts der Quantenausbeute mehr festgestellt wird. Auf diese Art werden bei Bulk-GaAs Kathoden typischerweise Quantenausbeuten um 15 % bei 633 nm und 7 % im Polarisationsmaximum bei 850 nm erzielt. Zur Berechnung der Quantenausbeute wird in dieser Arbeit die auf die Kristalloberfläche auftreffende Lichtintensität verwendet. Die Reflektion an den beiden Grenzflächen des Eintrittsfensters der Vakuumkammer wird durch Multiplikation der vor dem Fenster gemessenen Intensität mit  $0.96^2$  berücksichtigt. Zum Vergleich mit der Theorie [45, 16, 46] muß von diesem Wert der an der Kristalloberfläche reflektierte Anteil (ca. 30 %) abgezogen werden.

## 4.2 Phasenaufgelöste Messung des Pulsprofils

Um das Intensitätsprofil zu bestimmen, werden die Elektronenpulse über die Eintrittsblende des Spektrometers bewegt, und der durch die Blende transmittierte Strom mit dem Faradaycup gemessen (s. Kapitel 3).

### 4.2.1 Bestimmung des Phasenjitters

Pulsmessungen an Bulk-GaAs Kristallen ergeben die in Abbildung 4.2 (c) gezeigte Kurve. Bei dieser Messung wurden für jede Phase zehn Strommessungen hintereinander ausgeführt und deren Mittelwert und die rms-Breite der Verteilung in das Diagramm eingetragen. Die Breite dieser Verteilung hängt offensichtlich von der Steilheit der Pulsflanken ab, und kann durch einen Phasenjitter in der Messung erklärt werden. Dieser Jitter führt zu einer Zitterbewegung des Pulsbildes in Richtung der Ablenkebene des Deflektors auf der Spaltblende. Um die Breite des Jitters abzuschätzen, kann die rms-Breite der Strommessung über die durch vier Punkte festgelegte Steigung der Pulsanstiegsflanke auf die Phase übertragen werden (s. Abbildung 4.2 (b)). Es resultiert ein rms-Phasenjitter von  $3.2^\circ$  (entspricht 3.7 ps). Der Fehler des Mittelwerts der Messung kann aus dem Fehler der Einzelmessung über  $\sigma_{\bar{I}} = \sigma_I / \sqrt{N - 1}$  berechnet werden, wobei  $N$  die Anzahl der Messungen bezeichnet. Bei allen Pulsmessungen in Kap. 5 sind als Fehler jeweils die Fehler der Mittelwerte der Strommessung aufgetragen (s. Abbildung 4.2 (c)).



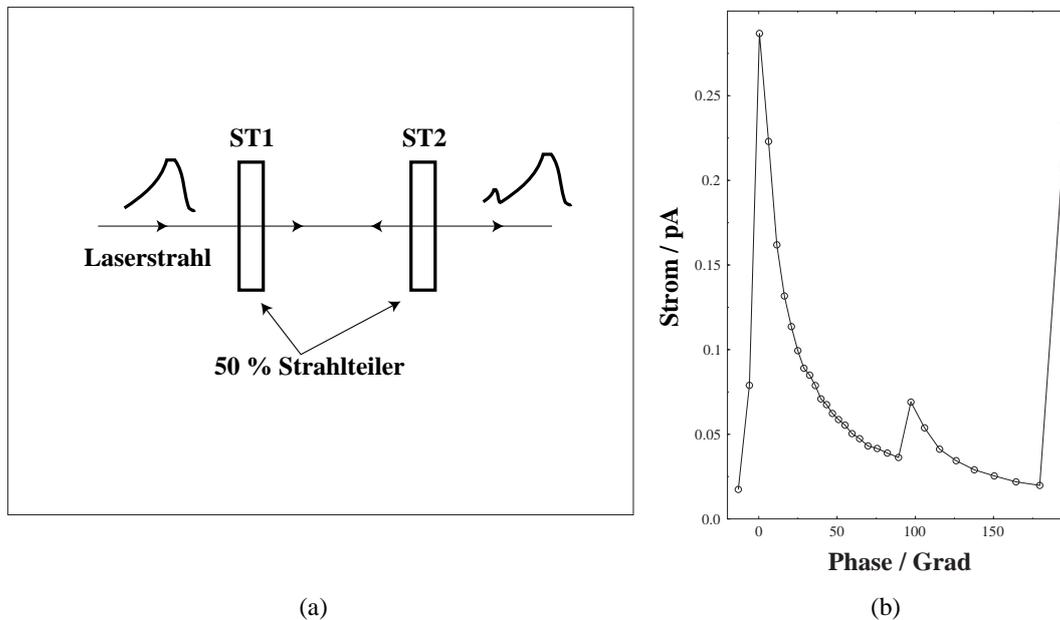
**Abbildung 4.2:** (a) Pulsmessung mit dem Fehler bei einer Strommessung pro Phasenpunkt. (b) Die Berechnung des Phasenjitters über die Steigung der Pulsflanke. (c) Gleiche Pulsmessung wie (a) mit 10 Strommessungen pro Phasenpunkt.

### 4.2.2 Das Meßprogramm PUME.BAS

Ein Programm namens PUME.BAS, das in der MAMI-Steuersprache MOPL geschrieben wurde, übernimmt die Einstellung des Phasenschiebers und die Auslese

des Faradaycups und erzeugt eine Datei mit den Meßdaten. Als Eingaben werden Startpunkt, Endpunkt und Schrittweite in Skalenteilen sowie die Anzahl der Strommessungen pro Phasenpunkt abgefragt. PUME.BAS berechnet den Mittelwert und den Fehler der Einzelmessung. In die Datei PUME.DAT werden die Phasenpunkte in Skalenteilen des Kontrollsystems und alle Stromdaten abgespeichert. In einem Nachbearbeitungsschritt werden die Phasen in Grad umgerechnet und aus den Stromdaten die Mittelwerte und deren Fehler errechnet, die in den Diagrammen in Kapitel 5 dargestellt sind. Als Kompromiß zwischen Statistik und Dauer der Messung wurde jede Einzelmessung zehn mal wiederholt.

### 4.2.3 Identifikation der führenden Pulsflanke



**Abbildung 4.3:** (a) Doppelpulser zur Erzeugung eines Pulszugs mit abnehmender Maximalamplitude. Die beiden auf 2 mm starken Glasplatten aufgedampften Spiegel befinden sich auf der Außenseite des Resonators. Die Glasplatten haben einen Abstand von 17.5 mm, was zu einer Zeitverzögerung von 130 ps resp.  $115^\circ$  führt. (b) Ein mit der Anordnung erzeugter Doppelpuls.

Wegen der Beschränkung auf  $180^\circ$  Deflektion wird die Bestimmung der führenden Pulsflanke zweideutig. Um sie dennoch eindeutig zu identifizieren, wurde ein Pulsverdoppler aus zwei 50 % Strahlteilern gebaut (s. Abb. 4.3(a)). Der durch den ersten Strahlteiler eintretende Puls wird von ST2 in zwei annähernd gleiche Teile aufgeteilt, von denen der eine austritt, der andere auf ST1 zurückreflektiert wird. Nach einer erneuten Teilung an ST1 wiederholt sich der Vorgang an ST2, so daß

aus einem einlaufenden Puls ein Pulszug erzeugt wird. Die Amplitude der aufeinanderfolgenden Pulse reduziert sich dabei auf jeweils ein Viertel der Amplitude des vorausgegangenen Pulses. Der zeitliche Pulsabstand wird durch die Distanz der beiden Strahlteiler bestimmt. Abb. 4.3(b) zeigt die gemessenen Elektronenpulse. Da der Puls mit der kleineren Amplitude zeitlich nach dem Puls mit der größeren Amplitude kommen muß, ist die steile Flanke des Pulses die führende Flanke.

### 4.3 Messung der Polarisation

Zur Messung der Strahlpolarisation wird eine Goldfolie des Mottscanners in den Strahlengang gebracht. Für jede der beiden Helizitäten des Laserlichts werden über eine bestimmte Zeitspanne elastische Streueignisse in den beiden Detektoren des Mottscanners gezählt. Aus diesen Zählraten wird die Asymmetrie und der statistische Fehler der Messung bestimmt. Die Messung kann zur Verminderung des statistischen Fehlers mehrmals wiederholt werden. Um die Strahlpolarisation zu erhalten, muß der Asymmetriewert durch die effektive Shermanfunktion der entsprechenden Goldfolie dividiert werden. Polarisationen werden mit statistischem Fehler und Skalenfehler (s. Abschnitt 3.5) angegeben. Das Steuerprogramm PMESS zur automatisierten Polarisationsmessung ist in Ref. [86] beschrieben.

### 4.4 Messung der Energieverteilung

Die Energieverteilung des Elektronenstrahls kann nur bei ausgeschaltetem Klystron gemessen werden. Bei eingeschaltetem Klystron würde der Strahl durch das elektrische Beschleunigungsfeld des Resonators beeinflusst, was zu einer Energiemodulation von einigen hundert Elektronenvolt führt (s. auch Abschnitt. 3.6.4).

Nach Optimierung der Transmission durch die Eintrittsblende des Spektrometers wird das Strahlprofil in der Bildebene des Spektrometers mit dem Draht des Mottscanners abgetastet. Das Strahlprofil wird mit der Spektrometerdispersion von  $6.94 \mu\text{m}/\text{eV}$  in ein Energiespektrum transformiert. Man erhält als untere Grenze eine Energiebreite von 15 eV. Diese Begrenzung der Auflösung kann mehrere Ursachen haben:

- **Abbildungsfehler** des Spektrometers: 7.7 eV [83]
- **Restwelligkeit** der Beschleunigungshochspannung:  $< 10$  eV [97].
- Ein Energieverlust durch **Elektronenstreuung** an der Spektrometerblende konnte nicht nachgewiesen werden.

- Bei Ablage des Strahls von der Achse des Deflektorresonators kann im Deflektorresonator ein hochfrequentes Feld angeregt werden, was zum Energieverlust des Strahls führt. Die deponierte Hochfrequenzleistung

$$P = I^2 \cdot r \cdot \left(\frac{x}{\lambda}\right)^2 \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \cdot B^2 \cdot \cos^2 \phi \quad (4.1)$$

(Strahlstrom:  $I$ , Koppelfaktor:  $\kappa=1$ , Resonanzmaß:  $\cos^2 \phi = 1$ , Bunching Parameter  $B \approx 1$ , Shuntimpedanz  $r=0.317 \text{ M}\Omega$ , Strahlablage  $x$ , HF-Wellenlänge  $\lambda$ , [98]) kann mit der Pulsrepetitionsrate  $f_{Rep}$  und der Elektronenladung  $e$  in einen Energieverlust  $\Delta E$  pro Puls umgerechnet werden

$$\Delta E = \frac{P}{f_{Rep} \cdot e} \quad (4.2)$$

Schwankungen von Strahlstrom und Strahlposition werden so auf Schwankungen der Strahlenergie übertragen. Eine Abschätzung für  $I=1\mu\text{A}$ ,  $x=1\text{mm}$  und  $\Delta I/I=\Delta x/x = 10\%$  zeigt, daß die induzierten Schwankungen im Bereich einiger meV liegen. Bei hohen Strahlströmen und großen Ablagen ( $I=100\mu\text{A}$ ,  $x=3\text{mm}$ ) können sich aber Energiebreiten von einigen hundert eV ergeben.

- Auch ein Absinken der Beschleunigungshochspannung bei Belastung durch den Pulsstrom kann zur Änderung der Strahlenergie beitragen. Die steilen Pulsflanken können sich wegen der hohen Kabelkapazitäten und Induktivitäten der Hochspannungszuleitung der Elektronenkanone nicht bis zum Hochspannungsnetzgerät fortpflanzen. Die Kanone wird deshalb als Kondensator aufgefaßt, dem in regelmäßigen Abständen kurzzeitig Ladung entnommen wird. Diese Ladung wird als kontinuierlicher Strom vom Netzgerät nachgeliefert. Die Kapazität der Quelle wird mit  $C=500 \text{ pF}$  abgeschätzt. Der relative Spannungseinbruch ist gleich der relativen Ladungsentnahme

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta Q}{C \cdot U} = \frac{40fC}{500\text{pF} \cdot 100\text{kV}} = 8 \cdot 10^{-10} \quad (4.3)$$

was einer Spannungsänderung von  $80 \mu\text{V}$  bei einem Strahlstrom von  $100 \mu\text{A}$  entspricht.

Fazit: Bei kleinen Strahlströmen wird die Messung durch den Abbildungsfehler und die Restwelligkeit der Beschleunigungshochspannung begrenzt, was zu einer Auflösung von  $15 \text{ eV}$  führt. Bei hohen Strahlströmen kann ein resonanter Deflektor zu wesentlich höheren Energiemodulationen führen. Deshalb muß darauf geachtet werden, daß der Strahl axial durch den Resonator läuft, oder dieser sich nicht in Resonanz mit dem Laser befindet.

## 4.5 Messung des transversalen Phasenraums

Das für Beschleunigeranwendungen interessante „effektive transversale Phasenraumvolumen“ ist die konvexe Einhüllende der Projektionen des sechsdimensionalen Phasenraums auf die  $x$ - $p_x$ - oder die  $y$ - $p_y$ -Ebene. Es kann mit einer Kombination aus einer Linse variabler Brennweite und einer Anordnung zur Messung des Strahldurchmessers, in unserem Fall dem Linearscanner, bestimmt werden [99]. Bei der Anordnung ist darauf zu achten, daß die Messung des Strahldurchmessers an einem Ort stattfindet, an dem die Linse einen Strahlwaist (Fokus) erzeugen kann (s. Abbildung 3.11 auf Seite 44). Die Einteilchen-Strahloptik dieses Aufbaus wird durch

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Drift}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Linse}} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

beschrieben, wobei  $f$  die Brennweite der Linse,  $L$  den Abstand zwischen Linse und Scanner,  $x$  die gemessene Ablage des Teilchens von der Strahlachse,  $x_0$  die Ablage des Teilchens am Ort der Linse, und  $x'_0$  den Winkel der Teilchenbahn zur Strahlachse am Ort der Linse beschreibt. Hieraus erhält man für den Phasenraum am Ort der Linse die Gleichung

$$x'_0 = \left( \frac{1}{L} - \frac{1}{f} \right) x_0 - \frac{x}{L} \quad (4.5)$$

Setzt man für  $x$  den positiven und negativen gemessenen halben Strahldurchmesser ein, erhält man in der  $x_0/x'_0$ -Ebene zwei parallele Geraden, zwischen denen sich mehr als 95 % der Teilchen befinden (s. nebenstehende Abbildung). Durch mehrfache Messung bei verschiedenen Brennweiten erhält man Geraden verschiedener Steigung, die den wirklichen Phasenraum umschreiben. Mißt man über einen Strahlwaist hinweg, so ändert die Steigung der Geraden in Gl.4.5 ihr Vorzeichen und der Phasenraum wird vollständig umschrieben.

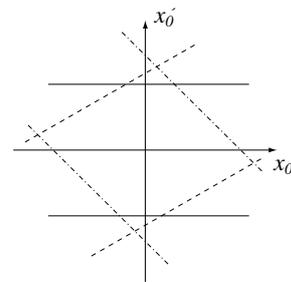
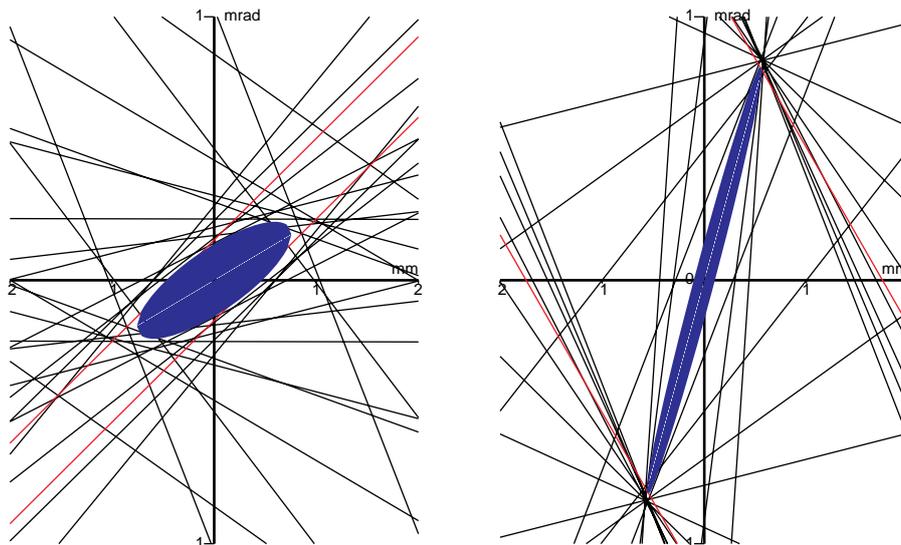


Abbildung 4.4 zeigt eine Messung des Phasenraums für die Horizontale und die Vertikale am Ort des Quadrupol-Triplets. Als Tangentenpunkte wurden die  $1/e^2$  Strahldurchmesser eingesetzt.

## 4.6 Gepulster Einschub in MAMI

Für die Einschubexperimente in MAMI wurde der Laser auf das HF-Signal des Choppers (MAMI-Phasensignal) synchronisiert. Der Laserstrahl wurde über eine

PKATEMIN08 HOVE 18 JUL 97 17:40:45  
 File: /homes/kphmami/mami/data/escan/pkat08\_18Jul97.dat  
 HORI: Beta: 5.498 m/r Alpha: 1.264 Gamma: 0.473 r/m Emit: 0.104 pi\*mm\*mr  
 VERT: Beta: 3.830 m/r Alpha: 5.416 Gamma: 7.921 r/m Emit: 0.085 pi\*mm\*mr  
 E= 0.100 MeV



**Abbildung 4.4:** Phasenraummessung für die Horizontale und die Vertikale am Ort des Quadrupol-Triplets. Im Kopf der Abbildung sind die Vielteilchen-Parameter des Phasenraums  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  und die Emittanz  $\epsilon$  angegeben.

12 m lange Singlemode-Faser zur Produktionsquelle transportiert, wo er auf die Photokathode fokussiert wurde. Der Elektronenstrahl wurde durch die in Abbildung 4.5 dargestellte Strahlführung zum Chopper von MAMI transportiert und dort in den Injektor eingeschossen. Während des Strahltransports kommt es durch Raumladung zur Pulsverlängerung. Außerdem wird die Emittanz des Strahls gegenüber dem dc-Strahl vergrößert. Da in diesem Experiment nur die Steigerung der Einkoppeffizienz (Transmission) durch den synchronisierten Einschuß von Pulsen von Interesse war, wird die Einkoppeffizienz des synchronisierten Strahls jeweils verglichen mit der Einkoppeffizienz eines gleichermaßen gepulsten, aber gegen die MAMI-HF um einige kHz verstimmt Strahls. Dieser Strahl simuliert einen dc-Strahl und wird im folgenden als „Quasi-dc-Strahl“ bezeichnet.

Die raumladungsbedingte Pulsverlängerung konnte durch eine Pulsdauermessung mit dem Chopper nachgewiesen werden (s. auch Abbildung 4.6). Dazu wurde der Chopperspalt (Chopperkollimator) auf eine Breite 1 mm eingestellt. Der gepulste Strahl wurde dann ganz analog zur Messung mit der Testquelle durch Phasenverschiebung und Messung des durch den Spalt transmittierten Stroms abgetastet. Die Strommessung erfolgte mit einer Förstersonde auf der Beschleunigerachse der drit-

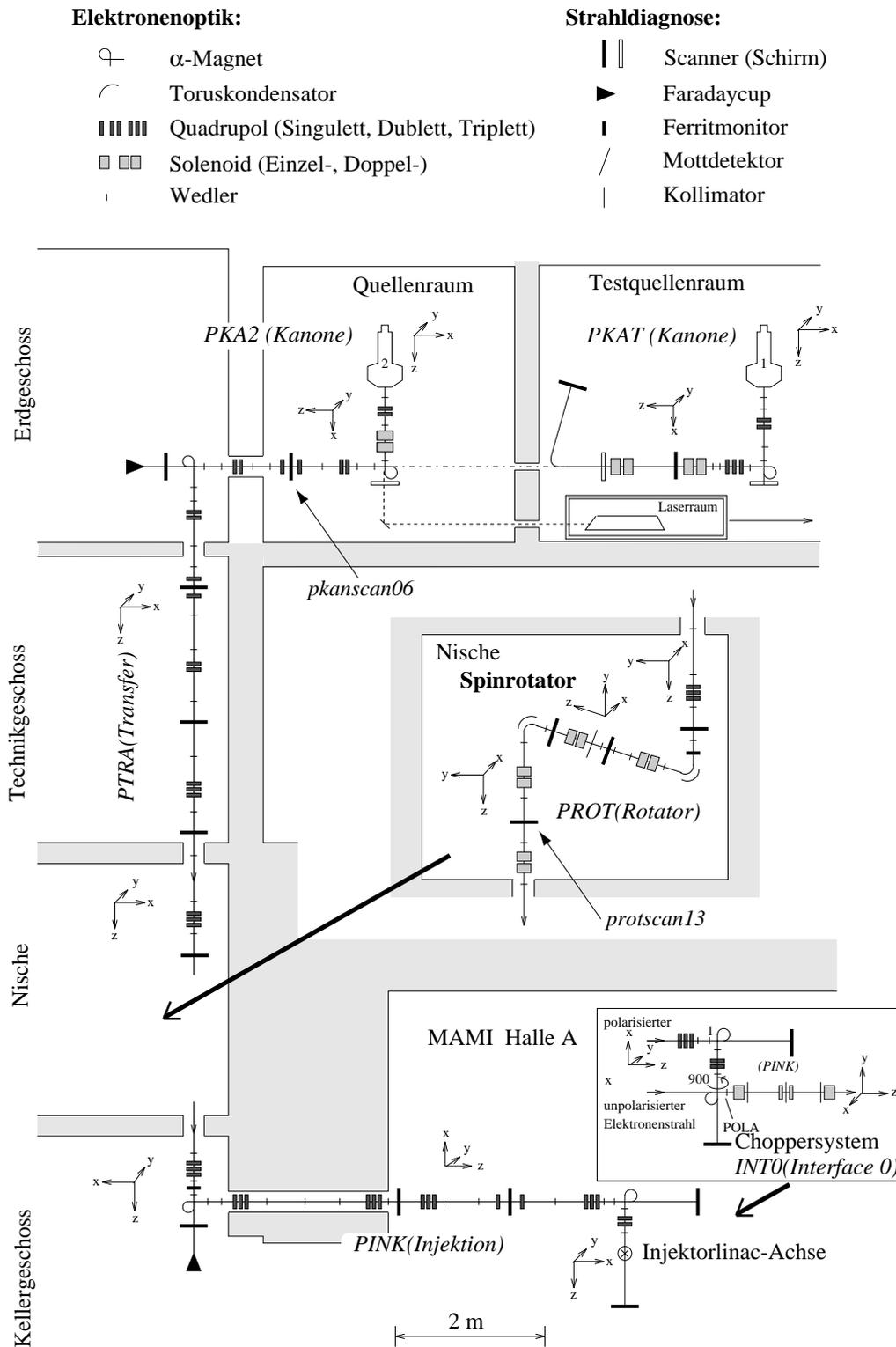
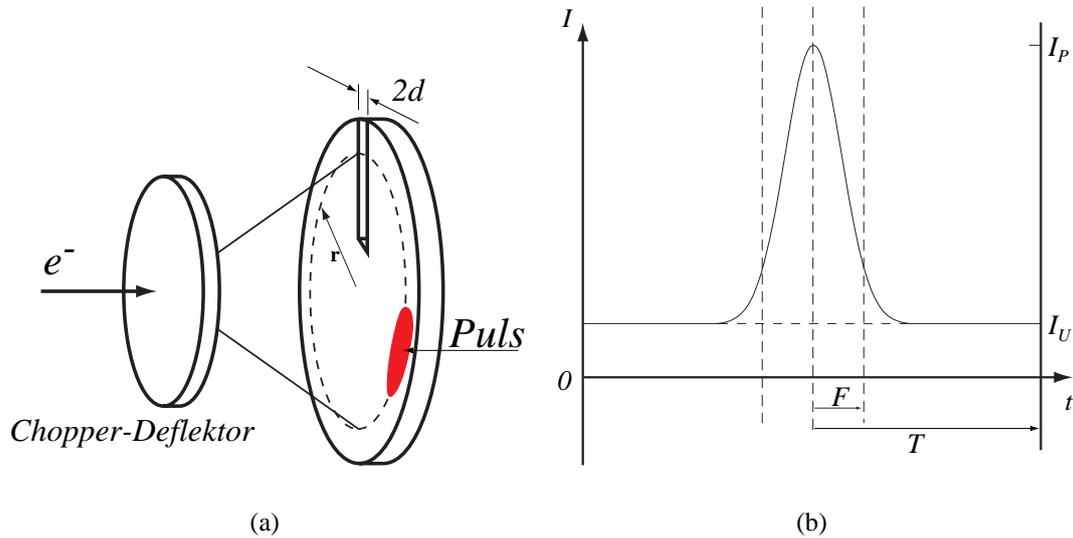


Abbildung 4.5: Die beiden Elektronenkanonen und die 100 keV Strahlführung zum Injektor von MAMI.



**Abbildung 4.6:** (a) Der vom Chopper-Deflektor kreisförmig über den Spalt des Kollimators gewedelte Strahl wird analog zur Messung an der Testquelle abgetastet. (b) Definition der Variablen zur Abschätzung der Transmission durch den Chopper. Ein gaußförmiger Puls wird von einem konstanten Untergrund überlagert.

ten Mikrotronstufe (*RTM3*). Der angezeigte Strom wurde durch 90 dividiert, da die Sonde die Summe der Ströme aus allen 90 Umläufen des Mikrotrons anzeigt. Die maximale Transmission  $T_{max}$  eines gaußförmigen Pulses mit der Pulsdauer  $\sigma_{Puls}$  bei gegebener Breite des Chopperkollimators  $2F = d/2\pi r$  in ps und HF-Periode  $2T$  auf einem konstanten Untergrund  $I_U$  kann mit dem folgenden Ausdruck abgeschätzt werden:

$$T_{max} = \frac{I_U \cdot F + 2 Q_{Puls} \cdot \Phi_0\left(\frac{F}{\sigma_{Puls}}\right)}{I_U \cdot T + Q_{Puls}} \quad \text{mit} \quad \Phi_0(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{1}{2}x^2} dx \quad (4.6)$$

Mit  $Q_{Puls}$  wird die Pulsladung bezeichnet.



# Kapitel 5

## Experimente und Ergebnisse

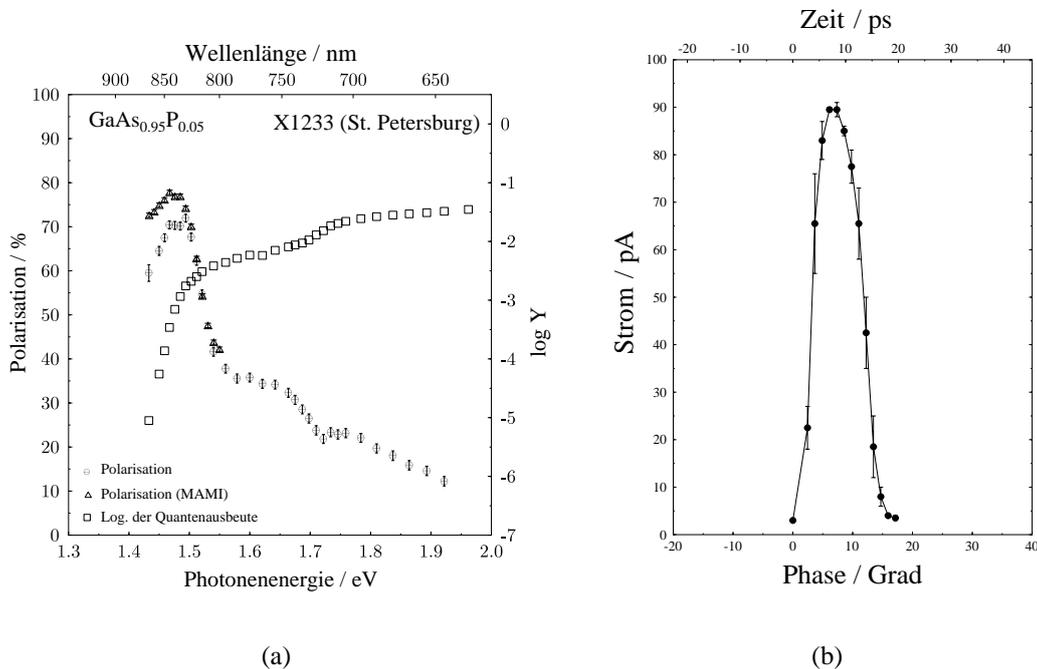
Der erste Teil dieses Kapitels beschreibt Pulseexperimente mit vier verschiedenen Strained Layer- und Bulk-Photokathoden unterschiedlicher Kristalldicke. Im zweiten Teil werden Experimente vorgestellt, bei denen ein gepulster, polarisierter Elektronenstrahl auf die MAMI-Hochfrequenz synchronisiert und in den Beschleuniger eingeschossen wurde.

### 5.1 Pulse aus Strained Layer Photokathoden

Ziel dieses Experiments war die Klärung der Frage, ob mit den an MAMI eingesetzten Standardphotokathoden vom Typ “1233” [100] ausreichend kurze Pulse für den Einschuss in den Beschleuniger erzeugt werden können. Dieses Experiment wurde noch nicht mit dem in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen optischen Aufbau durchgeführt. Alle maßgeblichen optischen Elemente befanden sich in einer optischen Makrobank direkt hinter dem Laser. Der Laserstrahl wurde mit Hilfe von vier Dachkantenprismen aus BK7 zum Vakuumfenster der Apparatur transportiert<sup>1</sup>, wo eine Linse mit 1300 mm Brennweite ihn auf die Photokathode fokussierte. Die Laserpulse unterlagen daher nicht der Faserdispersion. Eine Pulsverlängerung durch Dispersion in den Prismen konnte nicht nachgewiesen werden. Die Laserpulsdauer am Ort der Photokathode wurde mit  $< 150$  fs abgeschätzt. Die Zirkularpolarisation am Eintrittsfenster der Vakuumkammer wurde zu  $0.995 \pm 0.001$  bestimmt. Die Messungen wurden bei einer Quantenausbeute von  $5 \cdot 10^{-4}$  bei einer Wellenlänge von  $836 \pm 1$  nm durchgeführt.

---

<sup>1</sup>Bei der Totalreflektion an der langen Seite des Prismas werden die s- und p-polarisierten Anteile des Lichts jeweils ohne Verluste reflektiert. Es kommt allerdings zu einer Phasenverschiebung, die aus zirkularpolarisiertem Licht elliptisch polarisiertes Licht macht. Jeweils zwei Prismen können so angeordnet werden, daß sich ihre Phasenverschiebungen kompensieren.



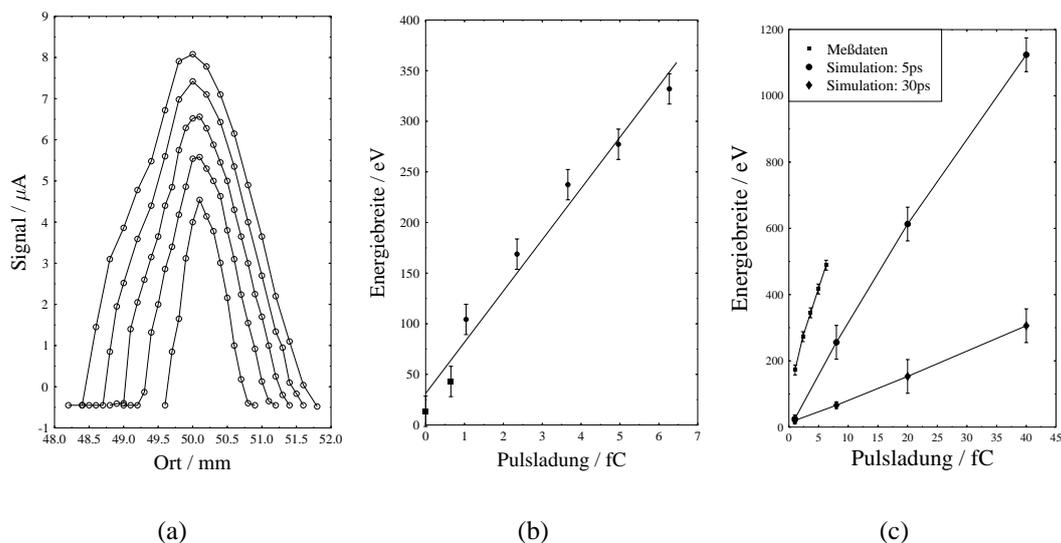
**Abbildung 5.1:** (a) Polarisation und Quantenausbeute der Photokathode des Typs 1233. Die Daten wurden von M. Schemies im Institut für Physik aufgenommen und für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. (b) Ein 9 ps-Puls aus einer Strained Layer-Photokathode.

Abbildung 5.1(a) zeigt ein typisches Polarisations- und Quantenausbeutespektrum eines Kristalls aus der Serie 1233 über einen breiten Spektralbereich. Die Daten wurden von M. Schemies für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. Die mit „Polarisation (MAMI)“ bezeichneten Daten wurden von M. Steigerwald mit dem Polarisimeter des Spinrotators (s. Abb. 4.5) gemessen und konnten durch Messung an dieser Apparatur im begrenzten Spektralbereich des Titan-Saphir-Lasers reproduziert werden.

Abbildung 5.1(b) zeigt einen Elektronenpuls, der mit dieser Photokathode bei 0.65 fC Pulsladung erzeugt wurde. Er besitzt ein annähernd symmetrisches Pulsprofil mit einer Halbwertsbreite von 9 ps. In dieser Halbwertsbreite steckt die apparative Auflösung von 2.6 ps (FWHM).

Bei höheren Pulsladungen wurde eine Pulsverlängerung beobachtet, die mit dem Auseinanderlaufen der Pulse aufgrund der elektrischen Abstoßung der Elektronen erklärt wird (Raumladung). Die potentielle Energie der Elektronen im Puls wird innerhalb weniger Nanosekunden nach Verlassen der Photokathode in kinetische Energie umgesetzt [101]. Auf der folgenden Transportstrecke kommt es dann aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Elektronen zu einer weiteren Pulsverlängerung. Zum Nachweis dieser Hypothese wurde die Energiebreite des

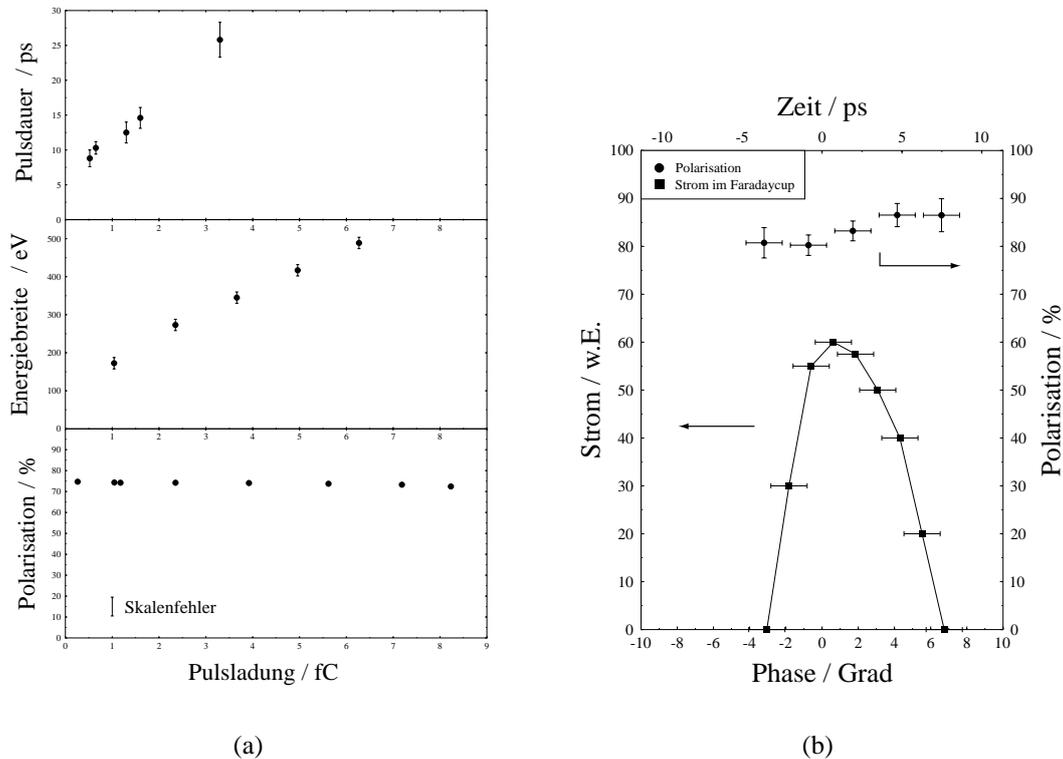
Elektronenstrahls bei ausgeschaltetem Deflektor mit dem Spektrometer vermessen. Abbildung 5.2(a) zeigt die mit dem Scannerdraht des Mottscanners gemessenen Energieprofile für fünf verschiedene Pulsladungen. In Abbildung 5.2(b) sind die Halbwertsbreiten dieser Profile gegen die Pulsladung aufgetragen. Sie zeigen einen leicht nichtlinearen Anstieg, der auf einem Offset von 15 eV sitzt. Dieser Offset wird durch die Abbildungsfehler des Spektrometers und die Restwelligkeit der Beschleunigungshochspannung hervorgerufen (s. auch Abschnitt 4.4). In Abbildung 5.2(c) werden die Fußbreiten der Messung mit den Ergebnissen der in Abschnitt 3.3.2 erläuterten Simulationsrechnungen verglichen. Die Meßwerte liegen etwas oberhalb der simulierten Energiebreiten eines Pulses mit einer Anfangsbreite von 5 ps. Das läßt den Schluß zu, daß die von der Photokathode emittierten Elektronenpulse kürzer als 5 ps sind und auf dem Weg zur Pulsanalyse auseinanderlaufen. Abbildung 5.3(a) faßt die Messungen von Pulsdauer, Energiebreite und mittlerer



**Abbildung 5.2:** (a) Signalverlauf beim Abtasten des Strahls mit dem Mottscanner (b) Halbwertsbreite der nebenstehenden Verteilungen. Die beiden linken Meßpunkte (Quadrate) wurden am Vortag gemessen. (c) Vergleich der gemessenen Energiebreiten (Fußbreiten) mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen aus Abschnitt 3.3.2. Die Meßwerte deuten darauf hin, daß die Pulse an der Photokathode kürzer als 5ps sind (Laserpulsdauer:  $< 150$  fs).

Strahlpolarisation in Abhängigkeit von der Pulsladung zusammen. Der untere Teil zeigt die mittlere Strahlpolarisation, aufgetragen gegen die Pulsladung. Der statistische Fehler der Messung befindet sich an den Meßpunkten, der Skalenfehler beträgt 4.3 %. Weder eine Änderung der Strahlpolarisation gegenüber dem dc-Strahl, noch eine Abhängigkeit der Polarisation von der Pulsladung konnte beobachtet werden. Abbildung 5.3(b) zeigt schließlich Daten einer ersten phasenaufgelösten Polarisations-

tionsmessung. Eine statistisch signifikante Abhängigkeit der Polarisation von der Phase wurde nicht beobachtet.



**Abbildung 5.3:** (a) Pulsdauer, Energiebreite und Polarisation gegen die Pulsladung aufgetragen. (b) Phasenaufgelöste Polarisation des Pulses. Zum Vergleich ist der Verlauf des Stromprofils dieser Messung eingezeichnet.

Die durchgeführten Messungen belegen, daß aus den Photokathoden vom Typ 1233 ausreichend kurze Elektronenpulse für den Einschub in MAMI erzeugt werden können. Die Pulsdauer zeigt eine starke Abhängigkeit von der Pulsladung, die auf Raumladungseffekte während des Strahltransports zurückgeführt werden. Diesem Effekt kann durch Pulserzeugung mit längeren Laserpulsen entgegengewirkt werden (s. Abschnitt 5.3.2).

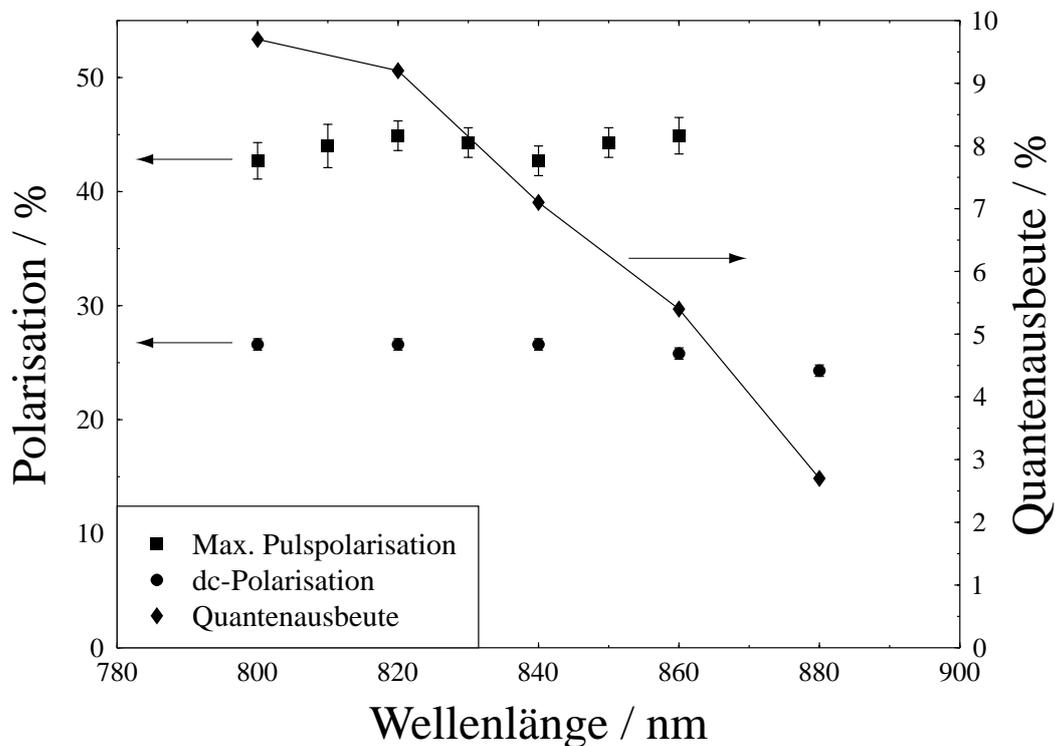
Die Energiebreite der Pulse wurde in Abhängigkeit von der Pulsladung bestimmt. Ein starkes Ansteigen der Energiebreite, die mit dem Auftreten von Raumladungseffekten einhergeht, wurde nachgewiesen.

Eine Verminderung der Strahlpolarisation durch den Pulsbetrieb oder eine Abhängigkeit der Polarisation von der Pulsladung wurde nicht beobachtet.

Eine erste Messung der phasenaufgelösten Polarisation zeigt keine signifikante Veränderung der Polarisation über das Pulsprofil.

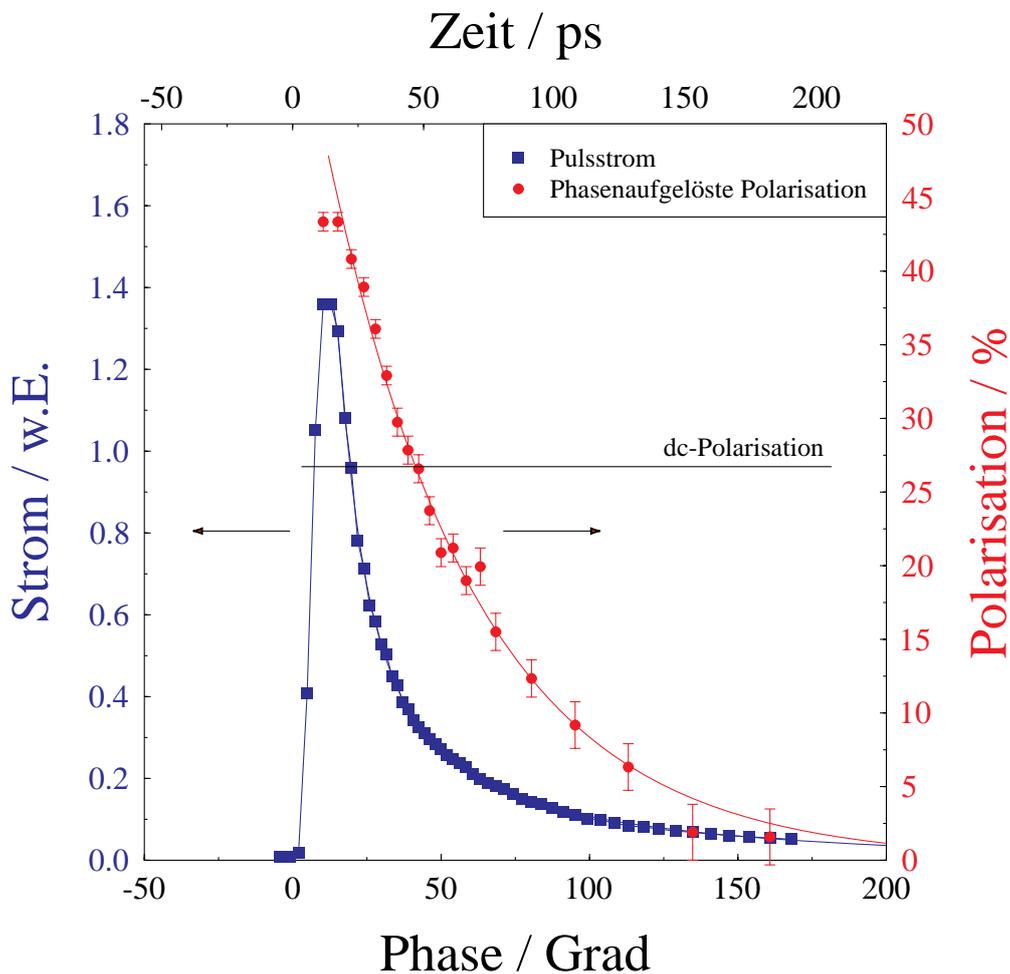
## 5.2 Pulse aus Bulk GaAs Photokathoden

Für die Messungen an Bulk-Galliumarsenid wurde ein  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  großes Stück aus einem 1993 von der Fa. Siemens zur Verfügung gestellten Wafer verwendet. Der p-Dotierungsgrad wurde vom Hersteller mit  $2 \cdot 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  angegeben. Der Kristall ließ sich in der Präparationskammer auf Quantenausbeuten zwischen 13 und 15 % bei 633 nm aktivieren. Der Verlauf von Quantenausbeute und dc-Polarisation im Bereich zwischen 800 und 880 nm kann aus Abbildung 5.4 entnommen werden. In diesem Bereich fällt die dc-Elektronenstrahlpolarisation von  $26.6 \pm 0.5 \%$



**Abbildung 5.4:** Quantenausbeute, dc-Polarisation und Maximalpolarisation des Pulses gegen die Zentralwellenlänge des Anregungslichts.

auf  $24.3 \pm 0.5 \%$ , während die Quantenausbeute von 9.6 % auf 2.5 % absinkt. Die in Abbildung 5.5 dargestellte Pulsmessung wurde bei 840 nm durchgeführt. Hier betrug die Quantenausbeute 7.1 %. Das abgebildete Puls- und Polarisationsprofil wurde durch Anregung mit einem 5 ps dauernden Laserpuls erzeugt.



**Abbildung 5.5:** Puls- und Polarisationsprofil von Elektronenbunchen, die mit Laserpulsen von 5 ps Dauer erzeugt wurden. Die Polarisation am Pulsanfang übersteigt die Polarisation des dc-Strahls.

### 5.2.1 Pulsform

Abbildung 5.5 zeigt das Pulsprofil und die phasenaufgelöste Polarisation eines Elektronenbunches mit 5.2 fC Pulsladung. Der Puls zeigt eine steil ansteigende und eine langsam abfallende Flanke. Die steile Flanke konnte mit dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Doppelpulser als die führende Flanke identifiziert werden. Nach Herausfallen der Phasenauflösung von 2.6 ps (FWHM) und der Laserpulsdauer ergibt sich die Pulsdauer zu  $20 \pm 3$  ps (FWHM).

### Abhängigkeit von der Quantenausbeute

Aufgrund des Spicer-Modells der Photoemission, das auf der Lichtabsorption im Volumen und Elektronendiffusion beruht, wird eine Abhängigkeit von Pulsform und -dauer von der Quantenausbeute nicht erwartet. Die in Abbildung 5.6 mit ausgefüllten Symbolen dargestellten Pulse wurden bei vier verschiedenen Quantenausbeuten zwischen 8.2 % und 0.14 % gemessen. Dabei wurde die Quantenausbeute durch Alterung der Kathode bei 50  $\mu\text{A}$  Strahlstrom variiert. Die Pulsprofile wurden auf ihren jeweiligen Maximalwert normiert. Durch Verschieben entlang der Phasenachse wurden die ansteigenden Pulsflanken zur Deckung gebracht. Aus der Grafik ist keine Korrelation zwischen Quantenausbeute und Pulsform zu entnehmen.

### Abhängigkeit von der Wellenlänge

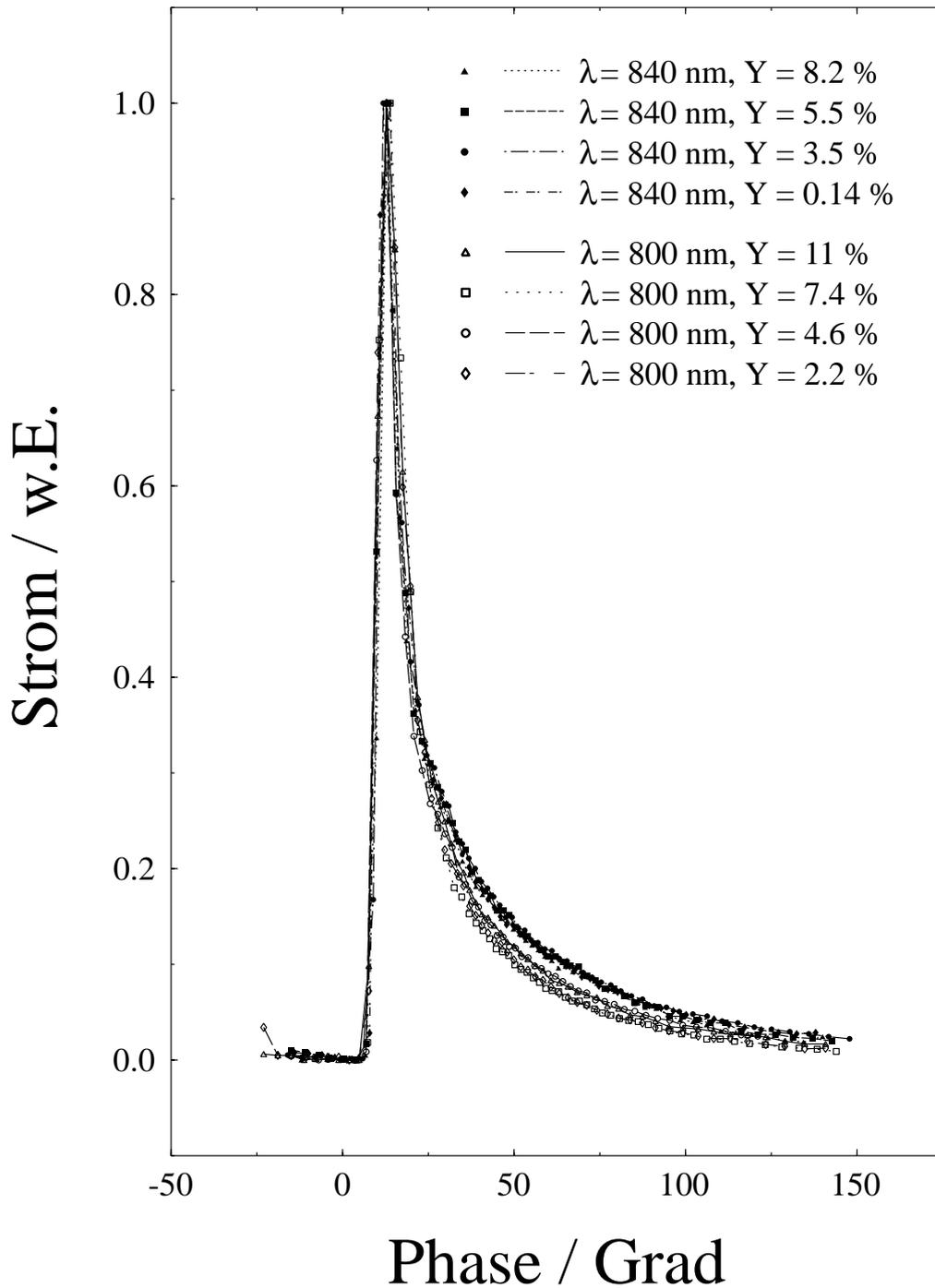
Wegen der hohen Wellenlängenabhängigkeit des Lichtabsorptionskoeffizienten sollte sich eine Korrelation zwischen der Wellenlänge des Anregungslichts und der Pulsdauer ergeben. Laserpulse größerer Wellenlänge dringen wegen des niedrigeren Absorptionskoeffizienten tiefer in den Halbleiter ein. Da die Diffusionskonstante der Elektronen unabhängig vom Laserlicht ist, muß sich dadurch der Puls verlängern.

Gleichzeitig mit den oben beschriebenen Messungen wurden deshalb vier weitere Pulsmessungen am unteren Ende des Laserabstimmbereichs bei 800 nm durchgeführt. Diese Pulse sind in Abbildung 5.6 durch leere Symbole gekennzeichnet. Jedes Paar von Messungen bei 800 und 840 nm (durch gleiche Symbolform gekennzeichnet) wurde kurz hintereinander bei gleichem Kristallzustand ausgeführt. Die Differenz in den Quantenausbeuten der gleichzeitigen Messungen wird durch die unterschiedliche Wellenlänge verursacht.

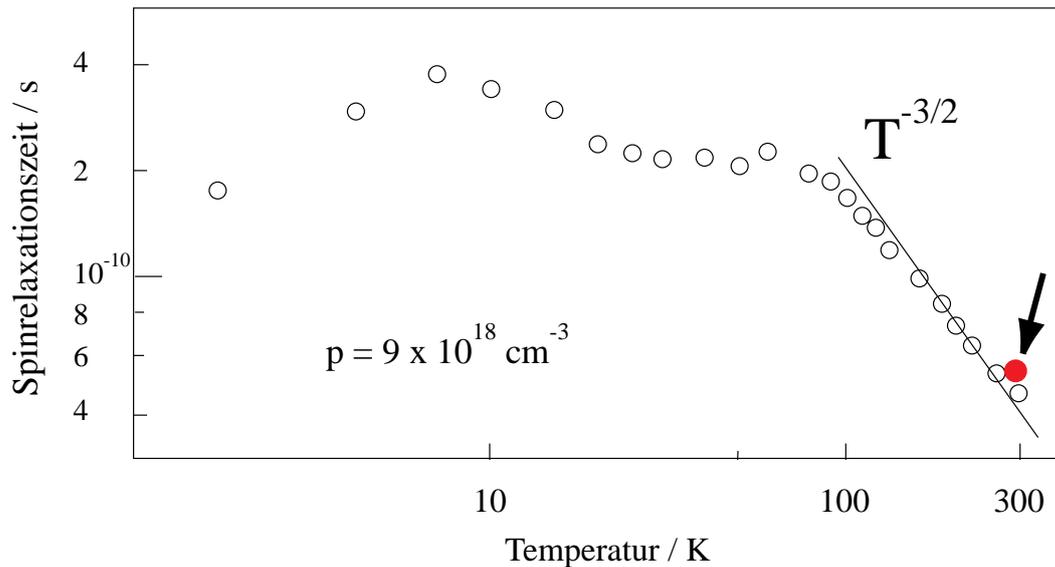
Die bei 800 nm gemessenen Pulse sind kürzer als die, die bei 840 nm gemessenen wurden. Die scheinbare Aufspaltung der Messungen bei 800 nm ist nicht mit der Quantenausbeute korreliert. Sie wurde durch selten auftretende kleine Phasendrifts während der Pulsmessung verursacht. Eine Anpassung der Modellrechnungen an diese Daten wird in Kapitel 6 vorgenommen.

### 5.2.2 Polarisation

Die Polarisation besitzt am Pulsanfang ein Plateau bei  $43.3 \pm 0.6 \pm 4.3$  % und etwa 5 ps Dauer, das die Polarisation des dc-Elektronenstrahls von 26.6 % deutlich übersteigt. Das Absinken der Polarisation zum Pulsende hin kann durch eine Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstanten von  $58.8 \pm 1.4$  ps beschrieben werden ( $\chi^2 = 21.6$  bei 17 Freiheitsgraden). Aus den phasenaufgelösten Strom- und Polarisati-



**Abbildung 5.6:** Pulse bei verschiedenen Quantenausbeuten  $Y$  und unterschiedlichen Laserwellenlängen  $\lambda$ . Während eine Abhängigkeit der Pulsdauer von der Quantenausbeute nicht festgestellt werden kann, ist eine Abhängigkeit von der Wellenlänge deutlich sichtbar.



**Abbildung 5.7:** Vergleich der gemessenen Spinrelaxationszeit von  $58.8 \pm 1.4$  ps (ausgefüllter Punkt) mit Relaxationszeiten aus Messungen des Hanle-Effekts in Ref. [40].

onsmessungen wurde die mittlere Polarisierung

$$P_{av} = \frac{\int_{\phi_0}^{\phi_1} I(\varphi) \cdot P(\varphi) d\varphi}{\int_{\phi_0}^{\phi_1} I(\varphi) d\varphi} \quad (5.1)$$

berechnet und mit der dc-Polarisation verglichen. Als Parametrisierung der Meßdaten wurde für die Polarisation

$$P(\varphi) \sim e^{-a\varphi} \quad (5.2)$$

und für den Strom eine Funktion

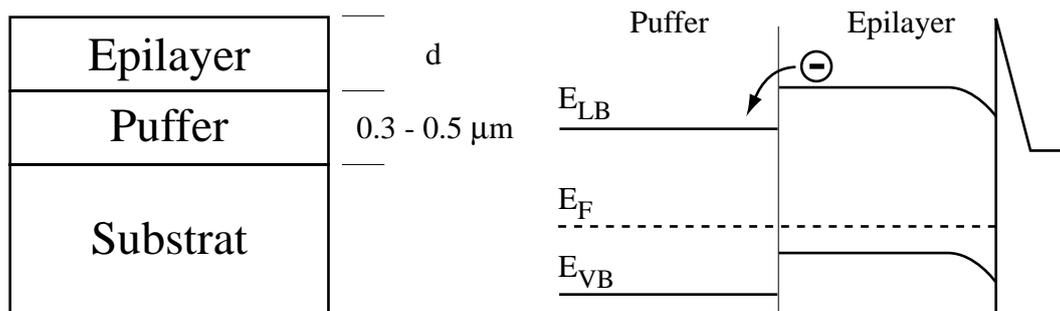
$$I(\varphi) \sim b - e^{-\frac{c}{\varphi}} \quad (5.3)$$

an die Meßdaten angepaßt. Die untere Grenze des Integrals wird um eine Laserpulsdauer hinter den ersten von Null verschiedenen Stromwert gelegt. Es wird angenommen, daß während der ersten 5 ps ein kontinuierlicher Pumpprozess stattfindet, der für das Polarisationsplateau verantwortlich ist. Als obere Integralgrenze wurde  $\phi_1 = \phi_0 + 441^\circ$  eingesetzt. An dieser Stelle unterschreitet die Stromparametrisierung den tausendsten Teil ihres Maximalwerts. Die numerische Auswertung von Gleichung 5.1 ergibt  $P_{av} = 26.3$  %. Die Berücksichtigung der führenden 5 ps steigert diesen Wert um 1%. Der berechnete Wert stimmt sehr gut mit der gemessenen dc-Polarisation von  $26.6 \pm 0.5 \pm 4.3$  % überein.

Die Spinrelaxationszeit von  $58.8 \pm 1.4$  ps wurde mit Messungen des Hanle-Effekts in Ref. [40] verglichen, aus denen ebenfalls die Spinrelaxationszeit abgeleitet werden kann. Abbildung 5.7 zeigt ein Diagramm aus Ref. [40], in das der gemessene Datenpunkt eingetragen wurde (ausgefüllter Punkt). Eine gute Übereinstimmung ergibt sich mit Messungen an einem Kristall mit leicht unterschiedlichem Dotierungsgrad.

### 5.2.3 Pulse aus dünnen Schichten

Zur Untersuchung des Einflusses der Kristalldicke auf die Pulsform wurden Messungen an zwei am Ioffe Institut in St. Petersburg hergestellten Kristallen durchgeführt. Die Dicken der photoemissiven Schicht (Epilayer) betragen  $0.4 \mu\text{m}$  und  $0.2 \mu\text{m}$ . Ihr Kristallaufbau ist in Abbildung 5.8 skizziert. Auf einem Substrat wurde mit

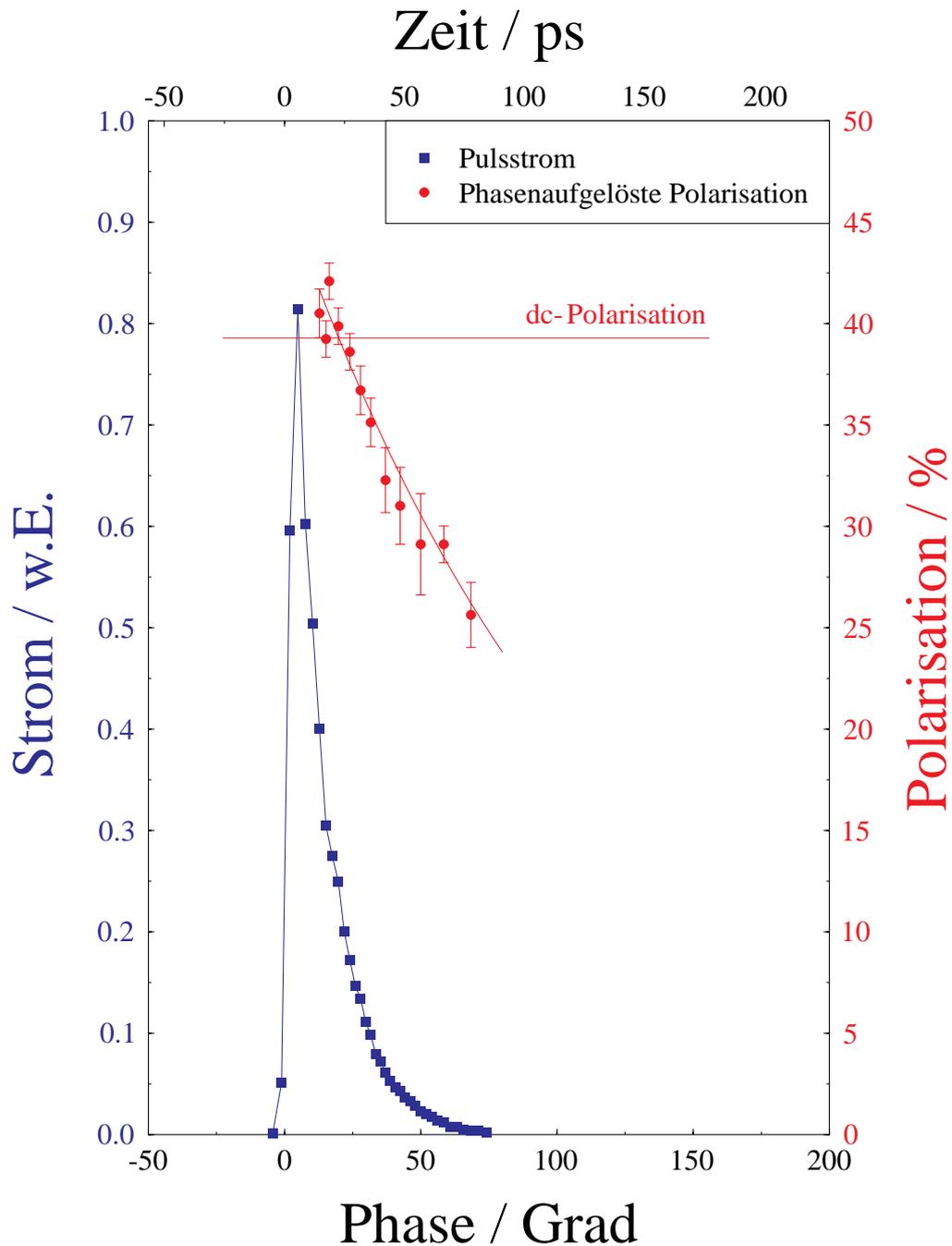


**Abbildung 5.8:** Skizze des Kristallaufbaus. Durch die unterschiedliche Dotierung der Pufferschicht können Elektronen zwar vom Epilayer in die Pufferschicht gelangen, der umgekehrte Weg ist wegen der Potentialstufe aber nicht möglich.

MOCVD<sup>2</sup>-Technik eine  $0.3$  bis  $0.5 \mu\text{m}$  dicke Pufferlage GaAs und der Epilayer der o.a. Dicke aufgetragen. Der Epilayer besitzt eine p-Dotierung von  $3\text{-}5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Durch die geringere p-Dotierung der Pufferschicht entsteht zwischen den beiden Lagen eine Potentialstufe, die Elektronen, die in der Pufferlage und im Substrat erzeugt werden, nicht überwinden können. Die Verarmungszone zwischen Pufferlage und Epilayer ist mit  $20\text{-}30 \text{ \AA}$  klein gegen die Diffusionslänge der Elektronen. Deshalb können Elektronen aus dem Epilayer praktisch ungehindert in den Puffer diffundieren, von dort aber nicht zurückkehren.

Die Kristalle konnten in der Präparationskammer auf  $4.5\%$  bei  $633\text{nm}$  ( $0.4\mu\text{m}$ ) respektive  $2.8\%$  bei  $633\text{nm}$  ( $0.2\mu\text{m}$ ) aktiviert werden. Nach dem Einschleusen in die Kanone wurde die Quantenausbeute bei  $850 \text{ nm}$  bestimmt. Sie betrug  $0.37\%$  ( $0.4\mu\text{m}$ ) bzw.  $0.36 \%$  ( $0.2\mu\text{m}$ ). Die Messung der dc-Polarisation ergab  $38.9 \pm 0.9 \pm 4.3 \%$  ( $0.4\mu\text{m}$ ) und  $43.0 \pm 1.6 \pm 4.3 \%$  ( $0.2\mu\text{m}$ ).

<sup>2</sup>Metal-Organic Chemical Vapour Deposition



**Abbildung 5.9:** Strom- und Polarisationsverlauf der Pulse aus dem  $0.4 \mu\text{m}$ -Kristall. Die im Pulsmaximum fehlenden Polarisationspunkte wurden wegen einer Phasendrift, die im Zeitraum zwischen Puls- und Polarisationsmessung auftrat, nicht aufgenommen.

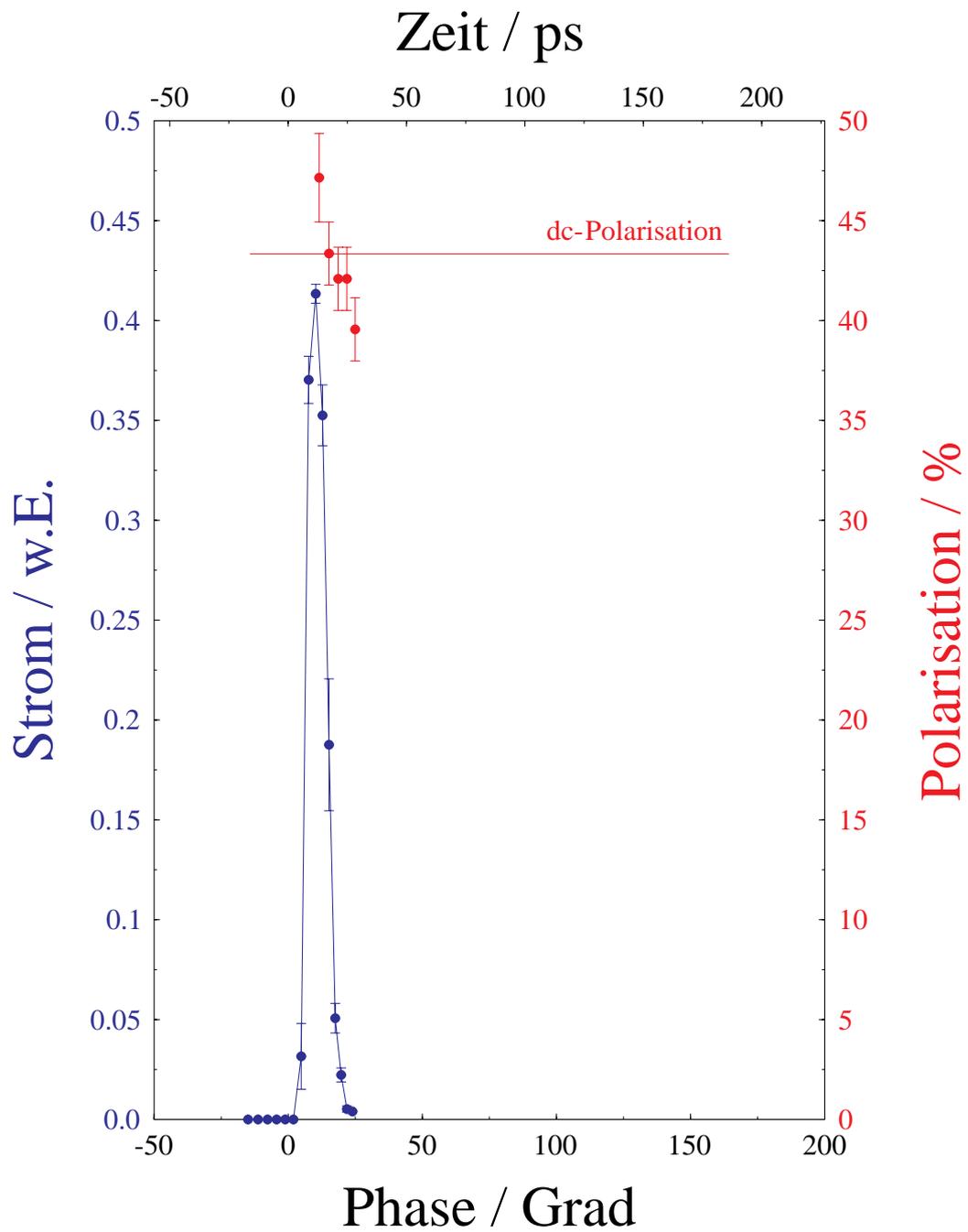


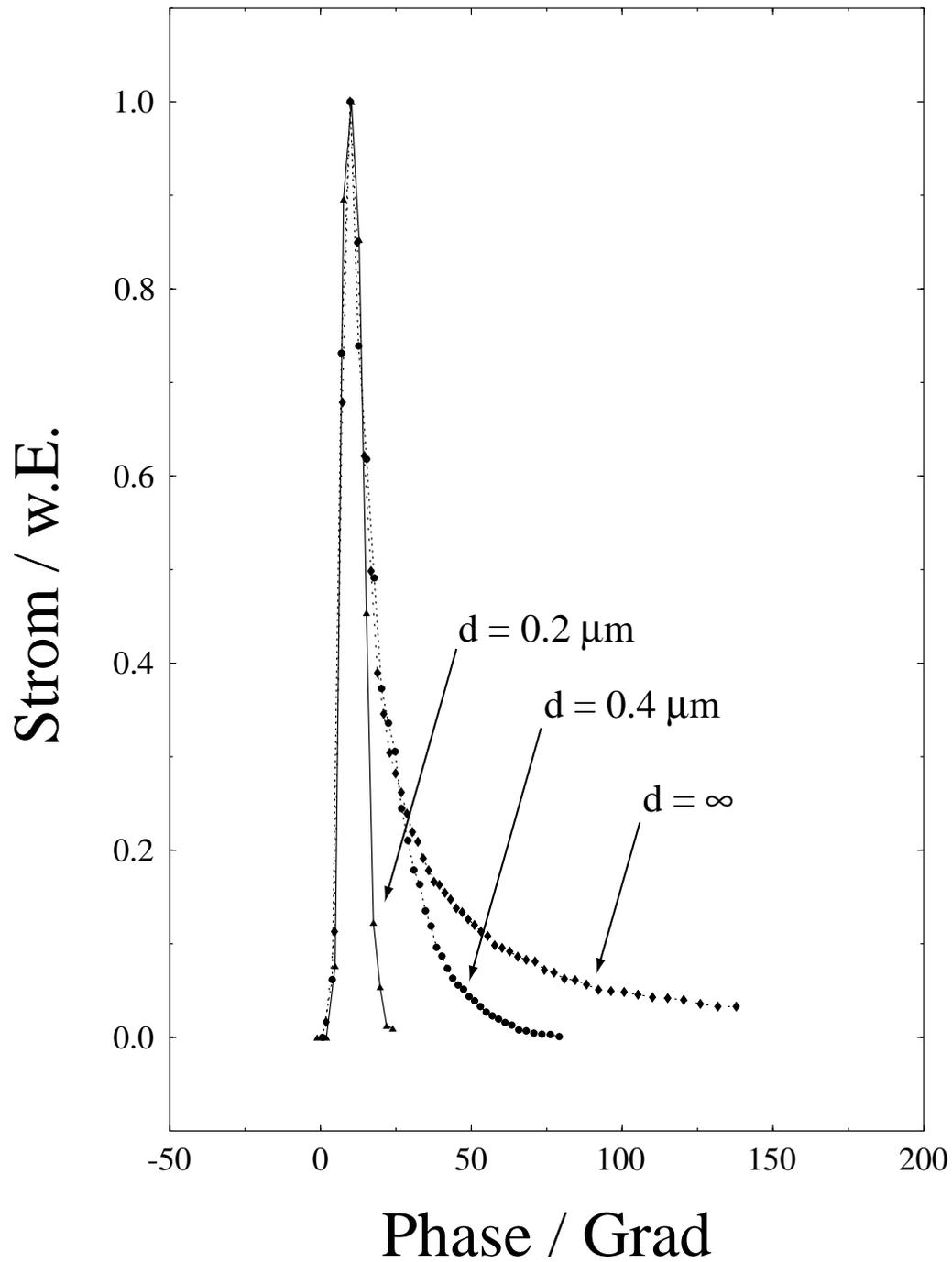
Abbildung 5.10: Strom- und Polarisationsverlauf der Pulse aus dem 0.2  $\mu\text{m}$ -Kristall.

Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die erzeugten Pulse. Während der Puls des  $0.4\mu\text{m}$ -Kristalls noch die typische Pulsform eines Pulses aus Bulk-Kathoden hat, sind die beiden Flanken des Pulses aus den  $0.2\mu\text{m}$ -Kristall nahezu identisch. Deswegen Pulsdauer von 10 ps FWHM wird dominiert von der (quadratischen) Summe aus Laserpulsdauer und Phasenauflösung, die insgesamt 5.7 ps FWHM ausmacht. Aussagen zur Pulsform sind bei diesem Kristall nur eingeschränkt möglich.

Die Messung der phasenaufgelösten Polarisierung ergab einen Maximalwert von  $42.1 \pm 0.9 \pm 4.3\%$  und eine Abfallzeitkonstante von  $136_{-10}^{+11}$  ps für den  $0.4\mu\text{m}$ -Kristall bzw.  $47.2 \pm 2.2 \pm 4.3\%$  und  $104_{-28}^{+60}$  ps für den  $0.2\mu\text{m}$ -Kristall. Diese im Vergleich mit dem Siemens-Kristall längeren Zeitkonstanten können durch die geringere Dotierung zustandekommen. Ein Vergleich mit den Daten aus Ref. [40] zeigt, daß der Trend in die richtige Richtung geht.

Abbildung 5.11 zeigt einen Vergleich der auf ihr Strommaximum normierten Pulse. Eine Abhängigkeit der Pulsform von der Kristalldicke ist klar ersichtlich, was die Vermutung bestätigt, daß Elektronen in der abfallenden Flanke der Pulse in tieferen Schichten des Kristalls erzeugt werden. Wäre das nicht der Fall, sollte sich nur die Quantenausbeute, nicht aber die Pulsform ändern.

Die Quantenausbeute einer Photokathode wird sowohl von Oberflächengrößen als auch von Volumengrößen beeinflusst. Zu den Oberflächengrößen zählt vor allem der Wert der negativen Elektronenaffinität, während mit Volumengrößen die Dicke der Photokathode oder der Wert der Diffusionskonstanten gemeint sind. Durch die Pulsmessungen kann der Einfluß der Oberflächeneffekte vom Einfluß der Volumeneffekte unterschieden werden. Die bei gleichen Wellenlängen gemessenen Kurven in Abbildung 5.6 lassen den Schluß zu, daß die Veränderung der Quantenausbeute durch den Alterungsprozeß bei hohem Strahlstrom nicht von Volumengrößen, wie der Diffusionskonstanten, oder der Lichtabsorption abhängen. Im Gegensatz dazu hängt die maximal erreichte Quantenausbeute der drei undeformierten Kathoden zumindest teilweise von der Kristalldicke ab. Falls die Präparation der Photokathoden zum gleichen Zustand der Potentialverhältnisse an der Kristalloberfläche führt, sollten sich die Verhältnisse der direkt nach der Präparation bei 633 nm erreichten maximalen Quantenausbeuten zueinander genauso verhalten, wie die Flächen unter den auf ihr Strommaximum normierten Pulsen in Abbildung 5.11. Die gemessenen Quantenausbeuten verhalten sich wie  $13.2\%:4.5\%:2.8\% = 4.7:1.6:1$ . Zur Berechnung der Fläche unter den Pulsen wurde aus den Meßdaten jeweils der Mittelwert aus Untersumme und Obersumme gebildet. Die Verhältnisse ergaben sich zu  $2.41:1.77:1$ . Dabei muß beachtet werden, daß die Fläche des Pulses aus dem  $0.2\mu\text{m}$ -Kristall durch die Messung überschätzt wird. Die Fläche unter dem Puls des Siemens-Kristalls wird durch die Meßdaten zu klein abgeschätzt, da die Meßdaten vor dem Ende der abfallenden Pulsflanke abbrechen. Der fehlende Faktor zwei wird bei Berücksichtigung der Flanke allerdings nicht erwartet. Obwohl die berechneten Verhältnisse der Flächen nicht genau mit den Verhältnissen der Quantenausbeuten übereinstimmen, zeigt der Trend in die richtige Richtung. Zukünftige systemati-



**Abbildung 5.11:** Vergleich der auf ihr Maximum normierten Pulse aus den verschiedenen undeformierten GaAs-Photokathoden.

sche Untersuchungen an einer großen Menge unterschiedlicher Photokathoden und ein Modell für die Photoemission aus Photokathoden mit dünnen Epilayern werden zur weiteren Aufklärung des Zustandekommens der Quantenausbeute einer NEA-Photokathode beitragen.

Die theoretische Maximalpolarisation der Kristalle von 50 % kann durch Pulsmessungen mit endlicher Phasenauflösung nicht nachgewiesen werden. Die maximal meßbare Polarisation kann über die Depolarisationszeitkonstante  $T_1$  abgeschätzt werden. Über die Phasenauflösung von 5.7 ps (FWHM) fällt die Polarisation von  $P_0 = 50\%$  auf  $P_1 = P_0 \cdot \exp(-5.7/T_1)$  ab. Als untere Grenze für die maximal meßbare Polarisation wird in erster Näherung der Mittelwert zwischen  $P_0$  und  $P_1$  angenommen. Diese Werte betragen 47.7% für den Siemens-Kristall und 49 % für den  $0.4\mu\text{m}$ -Kristall und den  $0.2\mu\text{m}$ -Kristall. Sie liegen systematisch am oberen Ende oder über dem Fehlerbalken der gemessenen Maximalpolarisationen (Siemens:  $43.3 \pm 0.6 \pm 4.3\%$ ,  $0.4\mu\text{m}$ :  $42.1 \pm 0.9 \pm 4.3\%$  und  $0.2\mu\text{m}$ :  $47.2 \pm 2.2 \pm 4.3\%$ ), was entweder auf einen Fehler in der Polarisationsmessung oder einen weiteren Depolarisationseffekt hindeuten könnte. Wegen der großen Fehlerbalken ist aber mit diesen Meßwerten keine definitive Aussage möglich. Hier sind Messungen mit größerer Genauigkeit erforderlich.

Insgesamt erweist sich die mittlere Strahlpolarisation als abhängig vom Verhältnis aus Spinrelaxationszeit und Pulsdauer. Je größer dieses Verhältnis ist, desto höher ist die vom Kristall erzeugbare mittlere Strahlpolarisation. Die Spinrelaxationszeit hängt selbst wiederum von der Dotierung und der Temperatur des Kristalls ab. Die Pulsdauer wird von Diffusions- und Lichtabsorptionskonstante und von der Dicke des Epilayers bestimmt.

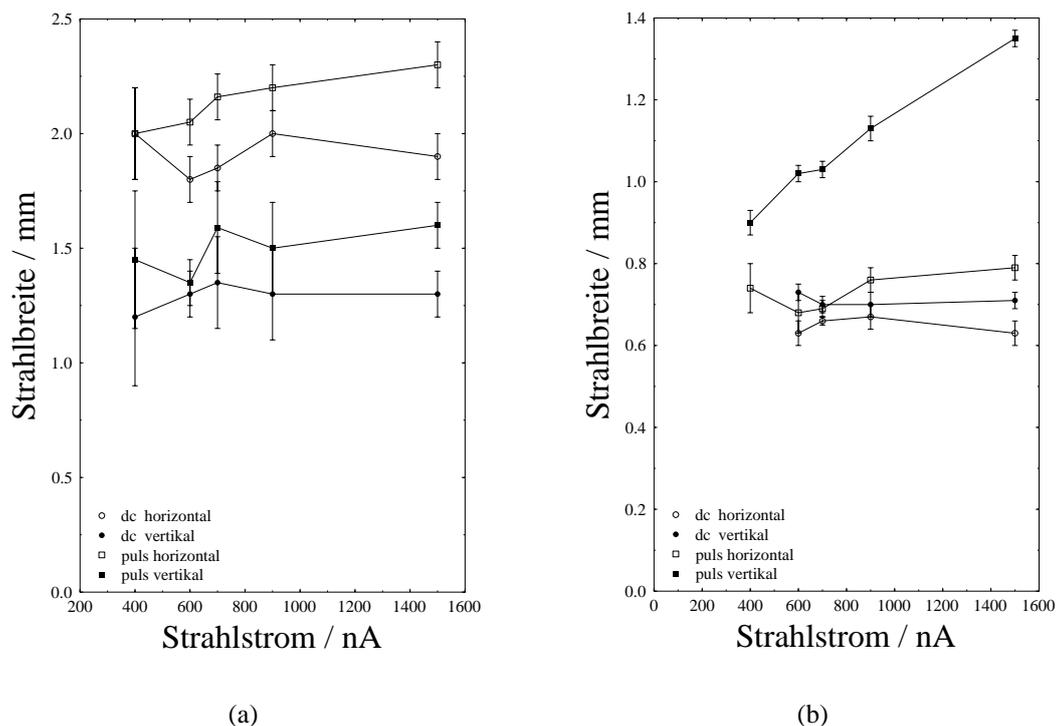
Die ideale Photokathode kann durch die Bestimmung aller Größen optimiert werden. Moderne Methoden der Kristallherstellung garantieren eine gleichbleibende Kristallqualität hinsichtlich der Diffusionskonstanten und der Dotierung. Ist die Diffusionskonstante eines Materials bekannt, kann die optimale Schichtdicke durch Berechnung des Gütefaktors  $P^2Y$  (P: Polarisation, Y: Quantenausbeute) berechnet werden. Die Abhängigkeit der Diffusionskonstanten von der Temperatur konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden. Ihre Kenntnis ist aber für die Konzeption der idealen Photokathode notwendig. Messungen der Elektronenbeweglichkeit an Transistoren [102] belegen, daß der Wert der Diffusionskonstanten mit sinkender Temperatur zunimmt, wodurch die Pulsdauer verlängert würde. Falls die Spinrelaxationszeit mit abnehmender Temperatur schneller ansteigt als die Pulsdauer, kann die Strahlpolarisation durch Kristallkühlung weiter gesteigert werden. Zusätzlich kann die Quantenausbeute bei dünnen Kristallen durch Aufdampfen eines dielektrischen Spiegels auf die Rückseite des Kristalls verbessert werden [103].

## 5.3 Gepulster Einschuß in MAMI

### 5.3.1 Gepulster Einschuß mit 76 MHz

Ein erster Einschußversuch in MAMI wurde durch Synchronisation des MIRA-Lasers auf die 32. Subharmonische der MAMI-Hochfrequenz vorgenommen. Der Laserstrahl wurde über eine 24 m lange Singlemodefaser in die Produktionsquelle *pka2* eingekoppelt. Die Quantenausbeute der verwendeten Strained Layer Photokathode betrug  $0.5 \mu\text{A}/\text{mW}$  bei 835 nm. Die Pulsdauer auf der Photokathode wurde über die Faserdispersion auf  $48 \pm 5$  ps abgeschätzt. Eine Messung mit dem Mottdetektor des Spindrehers ergab 80 % Strahlpolarisation.

Der Elektronenstrahl wurde durch die 25m lange Strahlführung (s. Abbildung 4.5



**Abbildung 5.12:** (a) Die Breite des Elektronenstrahls an *pkanscan06* (s. Abb. 4.5). Ein Strahlstrom von 100 nA entspricht bei 76.54 MHz einer Pulsladung von 1.3 fC. (b) Elektronenstrahlbreiten an *protscan13*. Durch die Dispersion der Toruskondensatoren des Spinrotators wird der Strahl in der Ablenkebene aufgebläht.

auf Seite 86) zum Chopper des MAMI-Injektors transportiert und dort in MAMI eingeschossen. Abbildung 5.12(a) zeigt eine Strahlbreitenmessung an Scanner

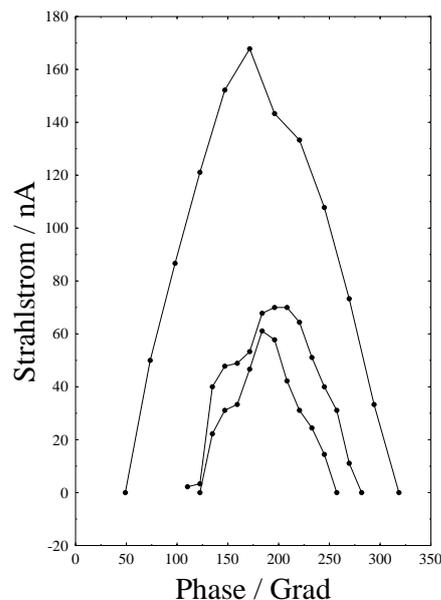
*pkanscan06*. Das zunächst befürchtete strahlstromabhängige Aufblähen des Strahls, bedingt durch eine Veränderung der transversalen Strahloptik durch Raumladung, konnte an *pkanscan06* nicht festgestellt werden. Die Strahldurchmesser sind für den gepulsten Strahl systematisch etwas größer als für den dc-Strahl, eine Stromabhängigkeit macht aber bis 20 fC Pulsladung maximal einen 10 % - Effekt aus.

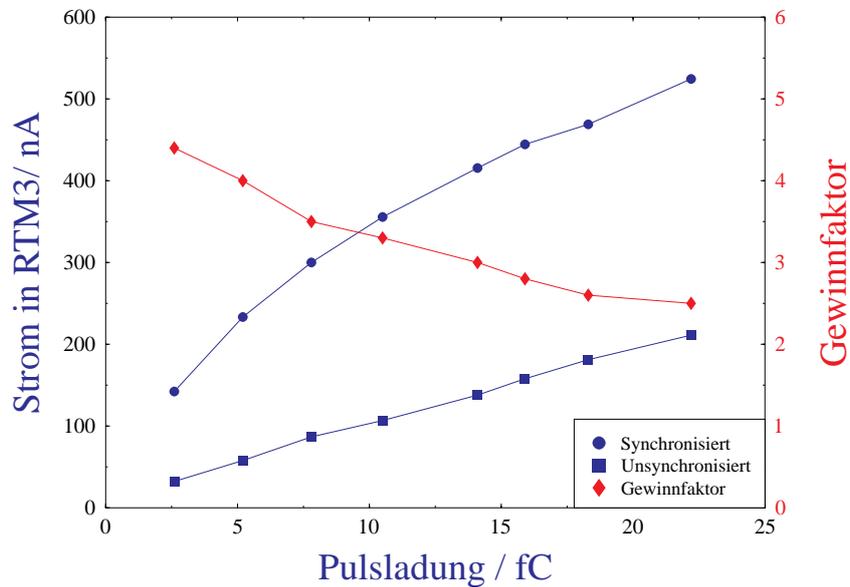
Als wesentlich gravierender erwies sich die durch die Dispersion der Toruskondensatoren hervorgerufene Strahlverbreiterung, die aus Abbildung 5.12 (b) ersichtlich ist. Durch die raumladungsbedingte kinetische Energiebreite des Strahls vergrößert sich der Strahldurchmesser in der Ablenkebene der beiden Toruskondensatoren (Alle Ablenkebenen werden in der Strahlführung mit horizontal bezeichnet). Vertikal zeigt sich das gleiche Bild wie an *pkanscan06*: Der Strahldurchmesser ist systematisch etwas größer als der des dc-Strahls, zeigt aber, wenn überhaupt, nur eine geringe Abhängigkeit von der Pulsladung.

Die Einkoppeleffizienz wurde mit einem quasi-dc-Strahl auf 16 % optimiert. Abbildung 5.13 (a) zeigt die Abhängigkeit des in MAMI B (*RTM3*) gemessenen Strahlstroms von der Pulsladung für einen synchronisierten und einen quasi-dc-Strahl. Weiterhin ist der Gewinnfaktor  $G = I_{Puls}/I_{dc}$  aufgetragen. Die gemessenen Kurven wurden mit einer Chopperkollimatorbreite von 4.7 mm aufgenommen. Während der Strom des quasi-dc-Strahls linear mit der Pulsladung ansteigt, verringert sich die Steigung der Meßkurve des synchronisierten Strahls mit zunehmender Pulsladung. Der Gewinnfaktor sinkt von 4.4 bei kleinen Pulsladungen auf 2.5 bei 22 fC Pulsladung ab. Die Entwicklung der Transmission zeigt Abbildung 5.13 (b). Die Einkoppeleffizienz des Quasi-dc-Strahls liegt unabhängig von der Pulsladung bei 16 %. Die Einkoppeleffizienz des synchronisierten Strahls nimmt von 71 % bei kleiner Pulsladung auf 33 % bei 22 fC Pulsladung ab.

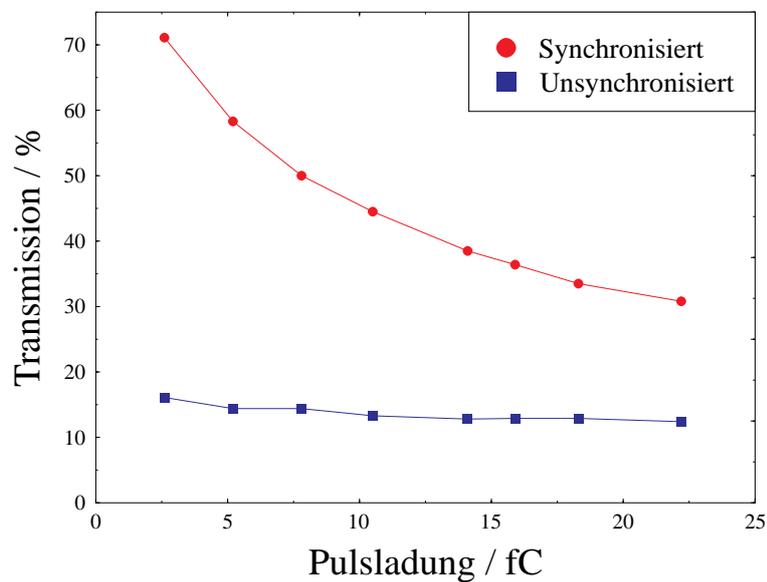
Das Absinken der Transmission kann mit dem raumladungsbedingten Auseinanderlaufen der Pulse auf dem Weg von der Quelle zum Injektor erklärt werden. Die nebenstehende Abbildung zeigt Pulsmessungen, die mit dem Chopper bei 1mm Kollimatorbreite durchgeführt wurden. Mit zunehmender Pulsladung steigt die Pulsdauer an, so daß nur ein Bruchteil der enthaltenen Pulsladung in MAMI eingekoppelt wird.

Der radioaktive Strahlungsuntergrund in den Beschleunigerhallen blieb bei allen Messungen weit unter den für Strahlzeiten erlaubten Grenzwerten. Auf die Zustände beim Einschub mit der vollen Pulswiederholrate und dem 32-fachen Strahlstrom kann aus dieser Messung aber nicht geschlossen werden.





(a)



(b)

**Abbildung 5.13:** (a) Strahlstrom in *RTM3* bei quasi-dc und bei synchronisiertem Einschub in den Beschleuniger. (b) Die aus (a) berechnete Transmission. Bei niedrigem Strahlstrom werden bis zu 70 % erreicht.

### 5.3.2 Gepulster Einschuß mit 2.45 GHz

Um die Erhöhung der Transmission Polarisierter Kanone -> MAMI durch gepulsten und synchronisierten Einschuß auch bei hohen Pulswiederholraten und damit auch bei hohen Strahlströmen zu demonstrieren, wurde ein erneutes Einschußexperiment durchgeführt. Im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit wurde als Lichtquelle dieses Mal der von M. Ciarocca und H. Avramopoulos entwickelte gepulste Diodenlaser [67] verwendet. Abbildung 5.14 (a) zeigt dessen Aufbau. Er wurde neben dem Mira Laser aufgestellt, um die vorhandene Infrastruktur zur Strahldiagnose und zum Strahltransport nutzen zu können. Die wesentlichen Charakteristika dieses Lasers sind aus Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die Laserpulse wurden in eine Standard-

Pulswiederholrate	: 300 MHz – 3 GHz
Kürzeste Pulsdauer	: 30 ps
Zentralwellenlänge	: 846 nm
Abstimmbereich	: $\pm 4$ nm
Amplitudenjitter	: $\leq 0.5$ %
Max. Ausgangsleistung	: 150 mW gepulst
Polarisationsgrad (linear)	: 450:1

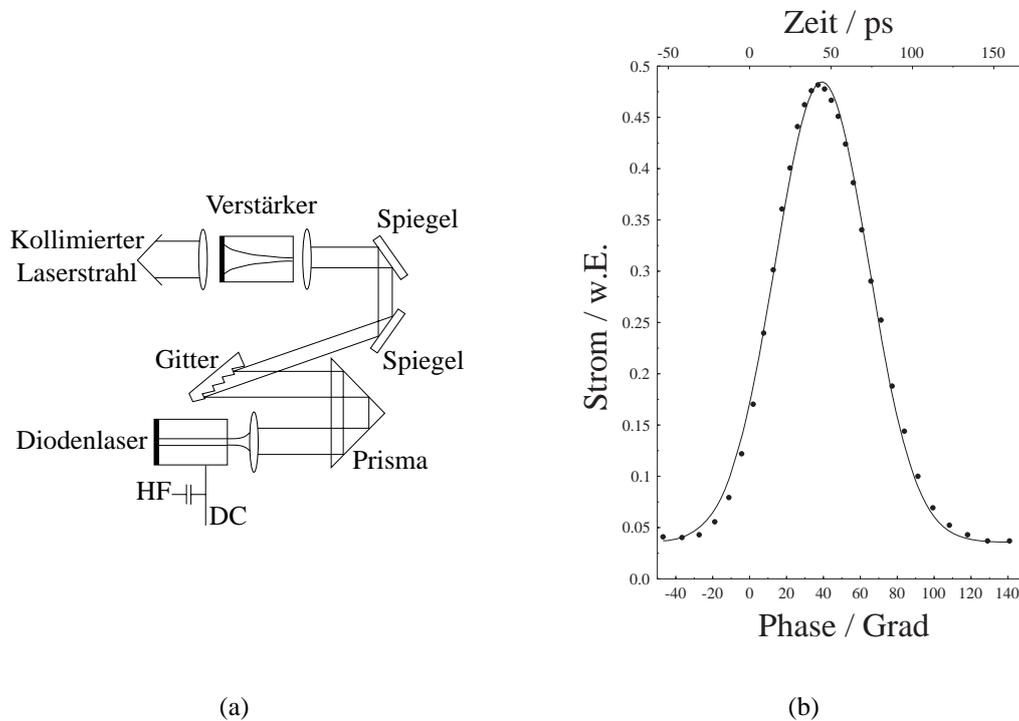
**Tabelle 5.1:** Betriebsdaten des verwendeten Lasers [67].

Singlemode Faser eingekoppelt und entweder zur Testquelle oder zur Produktionsquelle *pka2* transportiert. Die Pulsverlängerung aufgrund der Faserdispersion kann hier vernachlässigt werden, da ein bandbreitenbegrenzter, gaußförmiger Laserpuls von 60 ps Dauer in 12 m Faser um ca. 0.4 ps auseinanderläuft.

Zur Diagnose der Laserpulse standen nur unzureichende Mittel zur Verfügung, so daß der Laser vor dem Einschuß in die Testquelle nicht optimal justiert werden konnte.

Für die Pulsmessung in der Testquelle wurde eine undeformierte GaAs Photokathode mit einer Dicke von  $0.2 \mu\text{m}$  verwendet. Mit dieser Photokathode wurden in anderen Experimenten Pulse von 9 ps Dauer erzeugt, so daß sie für die Charakterisierung der erwarteten Laserpulsdauern geeignet erschien. Bei der Zentralwellenlänge des Lasers von 846 nm betrug die Quantenausbeute dieser Photokathode  $2.5 \mu\text{A/mW}$  (0.4 %) bei einer Polarisation von  $44 \pm 1$  (stat.)  $\pm 4.3$  (Kal.) %. Mit Hilfe der Testquelle konnte der Laser optimiert werden. Er emittierte nach der Justage annähernd gaußförmige Pulse von 60 ps Halbwertsbreite (s. Abb. 5.14(b)). Messungen bei verschiedenen Strahlströmen ergaben in der Testquelle keine Anzeichen für eine raumladungsbedingte Pulsverlängerung. Ein Austastverhältnis (Peakstrom:dc-Untergrund) von 38:1 konnte nachgewiesen werden.

Die Laserpulse wurden daraufhin über eine 12 m lange Faser in die Produktionsquelle *pka2* [104] eingekoppelt. Als Photokathode diente eine GaAsP Photokathode (Strained Layer, Typ 1233) mit einer aktiven Schichtdicke von  $0.15 \mu\text{m}$ . Sie lieferte

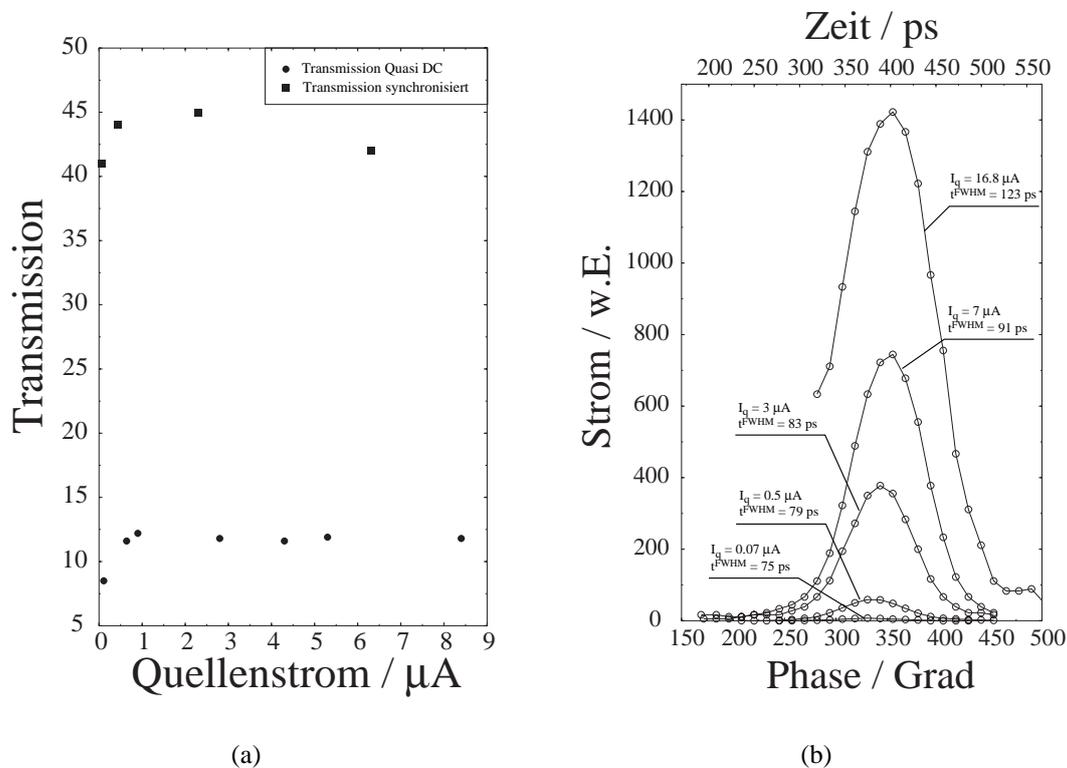


**Abbildung 5.14:** (a) Der Aufbau des zum Einschub verwendeten Lasers (Entnommen aus [67]) (b) Elektronenbunch, der durch Lichtpulse des mit 2.45 GHz repetierenden Diodenlasers erzeugt wurden. Zum Vergleich ist ein gaußförmiges Pulsprofil mit 60 ps Halbwertsbreite eingezeichnet.

eine Quantenausbeute von  $1.5 \mu\text{A}/\text{mW}$  bei 826 nm und  $0.43 \mu\text{A}/\text{mW}$  bei 846 nm. Mit zu 99.3 % zirkularpolarisiertem Laserlicht wurde eine Elektronenstrahlpolarisation von  $73 \pm 1 \%$  (stat.) erreicht.

Beim Transport des gepulsten Elektronenstrahls durch die 25 m Strahlführung zum MAMI-Injektionssystem vergrößerte sich die transversale Strahlemittanz von  $0.6 \pi \text{ mm mrad}$  auf  $2 \pi \text{ mm mrad}$ , was zu einer dc-Einkoppeleffizienz in den Beschleuniger von nur 12 % führte. Nach der Synchronisation des Lasers auf die Beschleunigerhochfrequenz stieg die Einkoppeleffizienz auf 44 % an (s. Abb. 5.15 (a)). Der Chopper-Kollimator wurde in beiden Fällen auf 3.5 mm eingestellt, um einen hohen Strahlungsuntergrund in der Beschleunigerhalle zu vermeiden.

Ein Erweitern des Chopperkollimators auf 10 mm erhöhte die Transmission *pka2-RTM3* auf 62 %. Der Strahlungsuntergrund in den Beschleunigerhallen überstieg dabei den für reguläre Strahlzeiten erlaubten Wert. Eine weitere Steigerung auf 66 % wurde durch die Abschaltung des Choppers und eine Optimierung der Prebuncheramplitude erreicht. Um den höchstmöglichen polarisierten Elektronenstrom in *RTM3* zu erzeugen, wurde die Zentralwellenlänge des Lasers auf 842 nm verschoben, was zu einem höheren Strahlstrom durch die höhere Quantenausbeute der



**Abbildung 5.15:** (a) Transmission dc und gepulst (b) Mit dem Chopper vermessene Elektronenpulse von der Produktionsquelle *pka2*.

Photokathode führte. Durch diesen Schritt sank das Austastverhältnis der Laserpulse, was zu einer Verringerung der Einkoppeleffizienz auf 51.6 % führte. Auf diese Art konnte kurzzeitig ein Strahlstrom von  $10.1 \mu\text{A}$  bei 72 % Polarisation in *RTM3* gemessen werden. Dieser Wert kann allerdings nicht für Strahlexperimente verwendet werden, da der radioaktive Strahlungsuntergrund in den Beschleunigerhallen die Grenzwerte um ein Mehrfaches überstieg. Eine weitere Steigerung des Strahlstroms durch Verwendung einer Bulk-GaAs Photokathode mit zehnfach höherer Quantenausbeute konnte aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden.

Mit Hilfe des Choppers wurde wiederum eine Pulsdauermessung bei verschiedenen Strahlströmen durchgeführt. Der Kollimatorspalt wurde dazu auf 1 mm eingestellt. Die in Abbildung 5.14 (b) gezeigten Ergebnisse weisen eine deutliche Abhängigkeit der Pulsdauern von der Pulsladung auf. Das läßt auf eine Pulsverlängerung durch Raumladung schließen, die aber wegen der längeren initialen Pulsdauer nicht so stark auftritt wie bei der Pulserzeugung mit dem Mira Laser.

Durch dieses Experiment konnte gezeigt werden, daß Elektronenpulse von 60 ps initialer Pulsdauer durch die 25 m Strahlführung zum MAMI-Injektionssystem transportiert und mit hoher Effizienz in den Beschleuniger eingeschossen werden kön-

nen. Während der Strahlzeit überschritt der radioaktive Strahlungsuntergrund in den Beschleunigerhallen nicht die zugelassenen Werte.

Die Einkoppeleffizienz konnte durch den gepulsten, synchronisierten Einschuß von 12 % auf 44 % gesteigert werden. Die Einkoppeleffizienz wurde hauptsächlich durch die transversale Fehlanpassung des Strahls vermindert, die auch die Einkoppeleffizienz des cw-Strahls auf 12 % von theoretisch möglichen 22 % absenkte. Das raumladungsbedingte Auseinanderlaufen der Elektronenbunche führte zu einer weiteren Begrenzung (s. Abb. 5.15 (b)).

Dieses Ergebnis legt nahe, daß bei Verwendung des in der Entwicklung befindlichen harmonischen Prebunchers [11], der den zeitlichen Einfangbereich des Beschleunigers von  $\pm 40$  ps auf  $\pm 80$  ps steigern wird, die Einkoppeleffizienz auf weit über 80 % anwachsen wird. Verluste durch transversale Fehlanpassungen des Elektronenstrahls werden durch den von M. Steigerwald geplanten Aufbau einer polarisierten Elektronenkanone in der Halle A des Beschleunigers wesentlich vermindert werden. Die transversale Emittanz wird dann deutlich unter den geforderten  $1 \pi$  mm mrad liegen, so daß insgesamt eine Einkoppeleffizienz nahe 100 % erreicht werden könnte.

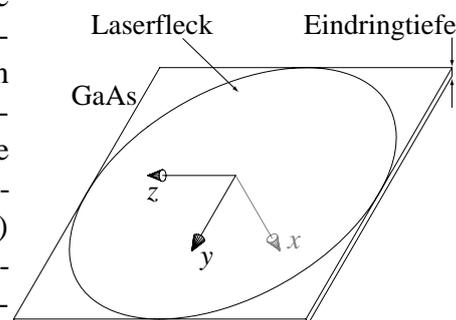
Die Ergebnisse dieses Experiments werden in Kürze in Ref. [105] veröffentlicht.

# Kapitel 6

## Modellrechnungen für die gepulste Photoemission

Die Grundlage aller bisherigen Modellrechnungen für das zeitliche Antwortverhalten einer NEA-Photokathode ist das in Abschnitt 2.3 vorgestellte 3-Stufen-Modell von Spicer. Frühere Abschätzungen [15, 16] ergeben Werte, die durchweg mindestens um eine Größenordnung größer sind als die gemessenen Pulsdauern von 10–20 ps. Die Ursache hierfür liegt darin, daß die Kristalloberfläche, die einen wesentlichen Einfluß auf die Photoemission ausübt, in diesen Rechnungen nicht berücksichtigt wurde. Die Photoemission, aber vor allem auch die Bandbiegungszone (s. Abschnitt 2.4.1) sorgen dafür, daß die Elektronenkonzentration an der Oberfläche des Kristalls deutlich geringer ist als im Inneren des Halbleiters. Dadurch entsteht ein Konzentrationsgradient, der den Elektronenfluß zur Oberfläche hin verstärkt.

Für die Berechnung der Pulsdauer wird deshalb hier das Modell der Diffusion aus einer Platte endlicher Dicke verwendet, wobei die Elektronenkonzentration auf den Plattenoberflächen konstant auf Null gehalten wird. Die nebenstehende Abbildung veranschaulicht die Lage des Koordinatensystems. Weil die Eindringtiefe des Lichts in den Halbleiter ( $\alpha^{-1} \approx 1 \mu\text{m}$ ) klein gegen den Durchmesser des Laserstrahlflecks (ca.  $300 \mu\text{m}$ ) ist, kann die lineare Diffusion entlang der x-Achse in guter Näherung den Puls beschreiben.



Ausgangspunkt der Rechnung ist Gleichung 2.21 auf Seite 22. Die Rekombinationszeit der Elektronen ist mit 200–300 ps [41, 42] lang gegen die beobachteten Pulsdauern. Der Rekombinationsterm  $c(x, t)/\tau$  wird deshalb vernachlässigt. Der räum-

liche Anteil der Generationsfunktion  $g(x, t)$ , der die exponentielle Lichtabsorption beschreibt, wird in den Anfangsbedingungen berücksichtigt (Gleichung 6.6). Der zeitliche Anteil, der die Dauer des Laserpulses beschreibt, wird aus praktischen Gründen erst später in den berechneten Ausdruck für den Pulsstrom gefaltet. Die Grundlage zur Herleitung des Ausdrucks für die Elektronenkonzentration wurden aus Ref. [106] entnommen.

Man betrachtet ein System, das von zwei zur  $x$ -Achse senkrechten Ebenen begrenzt ist, und das senkrecht zur  $x$ -Achse unendlich ausgedehnt sein soll. Die Diffusionsgleichung 2.21 vereinfacht sich unter den obigen Annahmen zu

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c(x, t)}{\partial x^2}. \quad (6.1)$$

Hier bezeichnet  $D$  den linearen Diffusionskoeffizienten. Man erhält über den Separationsansatz  $c(x, t) = X(x) \cdot T(t)$

$$XT' = DTX'' \quad \text{bzw.} \quad \frac{T'}{T} = D \frac{X''}{X}. \quad (6.2)$$

Linke und rechte Seite können nur gleich sein, wenn beide gleich einer von  $x$  und  $t$  unabhängigen Konstanten ist, die wir der Bequemlichkeit halber gleich  $-\lambda^2 D$  nennen. Man erhält dann die gewöhnlichen Differentialgleichungen

$$a) \frac{T'}{T} = -\lambda^2 D \quad \text{und} \quad b) \frac{X''}{X} = -\lambda^2 \quad (6.3)$$

mit den Lösungen

$$a) T = e^{-\lambda^2 D t} \quad \text{und} \quad b) X = A \cos(\lambda x) + B \sin(\lambda x) \quad (6.4)$$

Damit die Lösung für alle Zeiten  $t$  endlich bleibt, muß  $\lambda^2 > 0$  sein. Wegen der Beschränktheit des Systems wird  $\lambda$  aus einer unendlichen Schar positiver diskreter Werte bestehen. Die Konzentrationsverteilung  $c(x, t)$  ergibt sich zu

$$c(x, t) = [A \sin(\lambda x) + B \cos(\lambda x)] \cdot e^{-\lambda^2 D t}. \quad (6.5)$$

Für einen Bulk-GaAs-Kristall soll hier der Fall der Diffusion aus einem semiinfiniten Halbraum berechnet werden. Das wird dadurch bewerkstelligt, daß die Plattendicke  $h$  groß gegen die Absorptionslänge  $\alpha^{-1}$  gemacht wird. Als Anfangsbedingung wird eine durch die exponentielle Absorption des Laserlichts erzeugte Konzentrationsverteilung der Elektronen angesetzt. Zusätzlich, und das ist das Neue an dieser Modellrechnung, wird die Elektronenkonzentration an der Oberfläche des Halbleiters konstant gleich Null gehalten. Diese Randbedingung wird in Abschnitt 2.4.1 physikalisch motiviert. Es gilt also:

$$c(x, t = 0) = \phi(x) = c_0 e^{-\alpha x} \quad \text{und} \quad (6.6)$$

$$c = 0 \quad \text{für } t > 0 \text{ und } x = 0 \text{ oder } x = h. \quad (6.7)$$

Die Randbedingungen sind erfüllt für

$$B = 0 \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{n\pi}{h}. \quad (6.8)$$

Die allgemeine Lösung hat dann die Form

$$c(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{h}x\right) e^{-\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 Dt} \quad (6.9)$$

Aus der Anfangsbedingung folgt

$$\phi(x) = c_0 e^{-\alpha x} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{h}x\right) \quad \text{für } 0 < x < h \quad (6.10)$$

Damit ergeben sich die Konstanten  $A_n$  :

$$A_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi(x) \sin\left(\frac{n\pi}{h}x\right) dx \quad (6.11)$$

$$= 2c_0 \underbrace{\frac{n\pi e^{\alpha h} - n\pi \cos(n\pi) - \alpha h \sin(n\pi)}{\alpha^2 h^2 + n^2 \pi^2}}_{C(\alpha, h, n)} e^{-\alpha h}. \quad (6.12)$$

Eingesetzt in Gl. 6.9 ergibt sich

$$c(x, t) = 2c_0 \sum_{n=1}^{\infty} C(\alpha, h, n) \sin\left(\frac{n\pi}{h}x\right) e^{-\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 Dt}. \quad (6.13)$$

Abbildung 6.1 zeigt die Konzentrationsverteilung der Elektronen im Kristall für willkürlich gewählte Parameter  $\alpha, D$  und  $h$  und verschiedene Zeiten  $t$ . Die Gesamtzahl der zum Zeitpunkt  $t$  in der Platte enthaltenen Teilchen ergibt sich zu

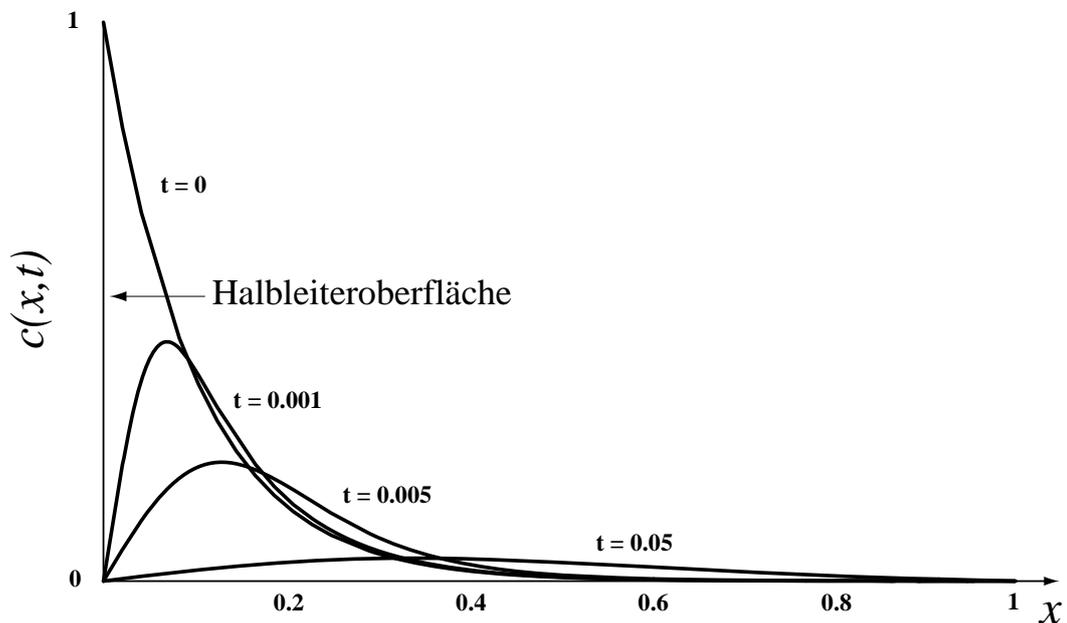
$$N(t) = \int_0^h c(x, t) dx \quad (6.14)$$

$$= -2c_0 \sum_{n=1}^{\infty} C(\alpha, h, n) \frac{h}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi}{h}x\right) e^{-\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 Dt} \quad (6.15)$$

Da in diesem Modell außer der Photoemission keine weitere Elektronensenke im Kristall existiert, kann der Photostrom durch Differentiation der Teilchenzahl nach der Zeit berechnet werden.

$$I(t) \propto \frac{\partial}{\partial t} N(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h c(x, t) dx \quad (6.16)$$

$$= 2c_0 \sum_{n=1}^{\infty} C(\alpha, h, n) \frac{n\pi}{h} D \cos\left(\frac{n\pi}{h}x\right) e^{-\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 Dt} \quad (6.17)$$

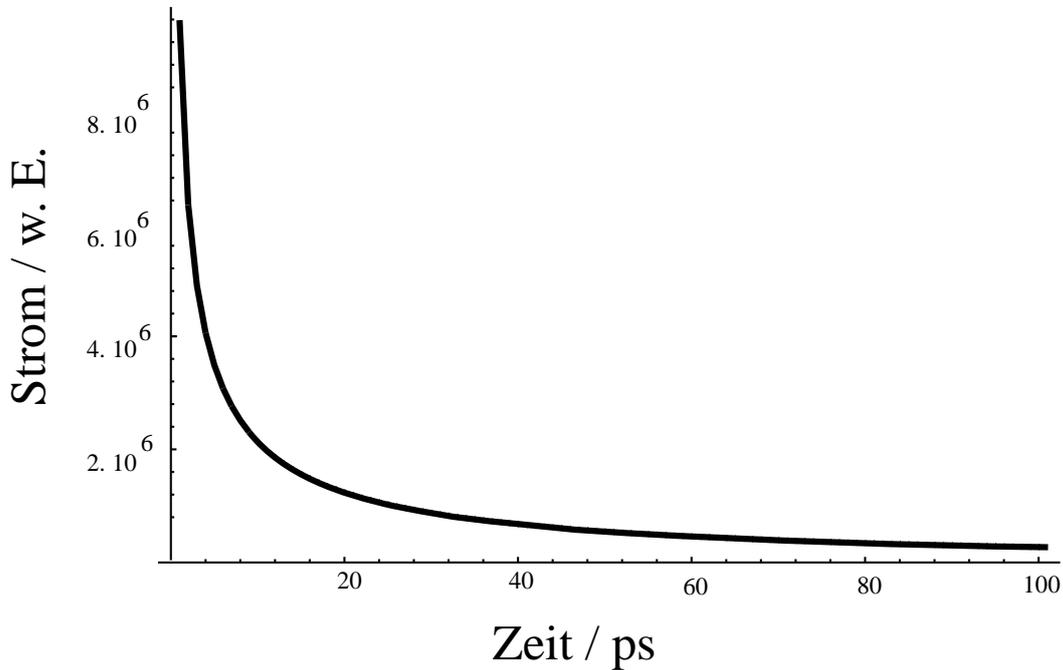


**Abbildung 6.1:** Die Konzentrationsverteilung bei Diffusion aus einem semiinfinite Halbraum.

Abbildung 6.2 zeigt den Photostrom  $I(t)$  aufgetragen gegen die Zeit  $t$ . Bei  $t = 0$  geht der Strom wegen der Unstetigkeitsstelle der Konzentrationsverteilung an der Kristalloberfläche gegen unendlich. Der Stromwert für kleine  $t$  wird bestimmt durch die Steilheit der Konzentrationsverteilung nahe der Kristalloberfläche, die erst durch Berücksichtigung der hohen Fourierkomponenten der Gleichung 6.10 gut approximiert wird. Deshalb muß darauf geachtet werden, daß die Summe in Gleichung 6.17 nicht zu früh abgebrochen wird. Für die Berechnung von Stromwerten für  $t > 1$  ps müssen 10.000 Summanden berechnet werden.

Die kurze Pulsanstiegsflanke wird bestimmt durch den zeitlichen Anstieg des Laserpulses. Deshalb wird die Stromverteilung mit dem zeitlichen Anteil der Teilchengeneration gefaltet. Um die errechnete Kurvenform mit den Meßdaten vergleichen zu können, muß die Verteilung schließlich noch mit der Auflösung der Apparatur gefaltet werden.

Für eine konkrete Anpassung der Kurve an die Meßdaten werden die Parameter  $h=0.3$  mm und  $n=10.000$  gewählt. Somit ist sichergestellt, daß die Pulsform nicht durch die rückwärtige Ebene des Kristalls beeinflußt wird, und die berechneten Daten bis hinunter zu 2 ps den Strom gut approximieren. In Abhängigkeit von den beiden Modellparametern  $D$  und  $\alpha$  wird eine Kurvenform berechnet, und durch Multiplikation mit einem Faktor (Eichung auf die Laserpulsenergie) und Verschieben der Zeitachse (Eichung der Zeitskala) auf die Skala der Meßwerte normiert.



**Abbildung 6.2:** Response einer semiinfiniten Platte auf einen Delta-Puls unter Annahme von Diffusion ( $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ ).

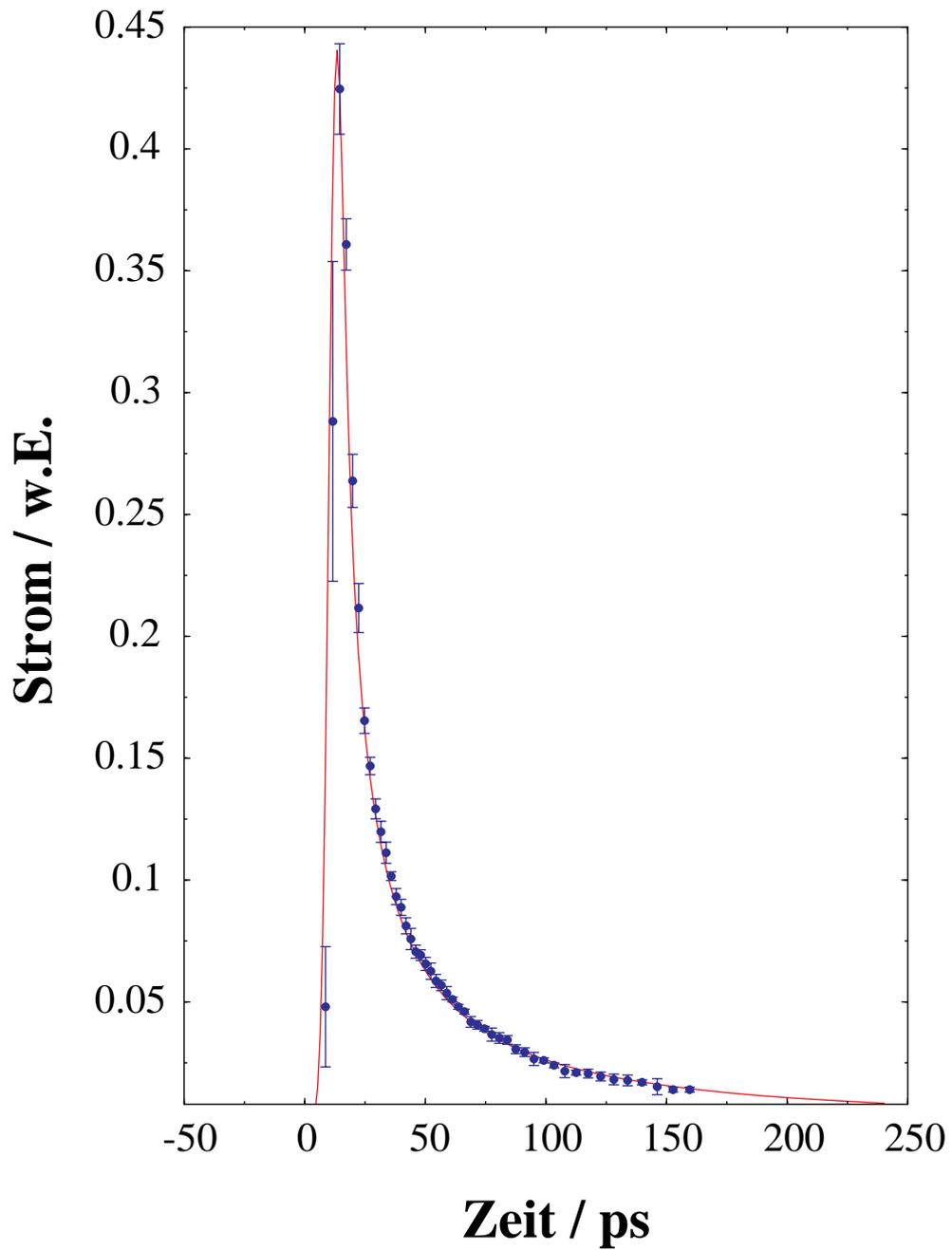
Durch Minimierung der Größe

$$X^2 = \sum_i \left( \frac{I_c^i - I_m^i}{\sigma_m^i} \right)^2 \quad (6.18)$$

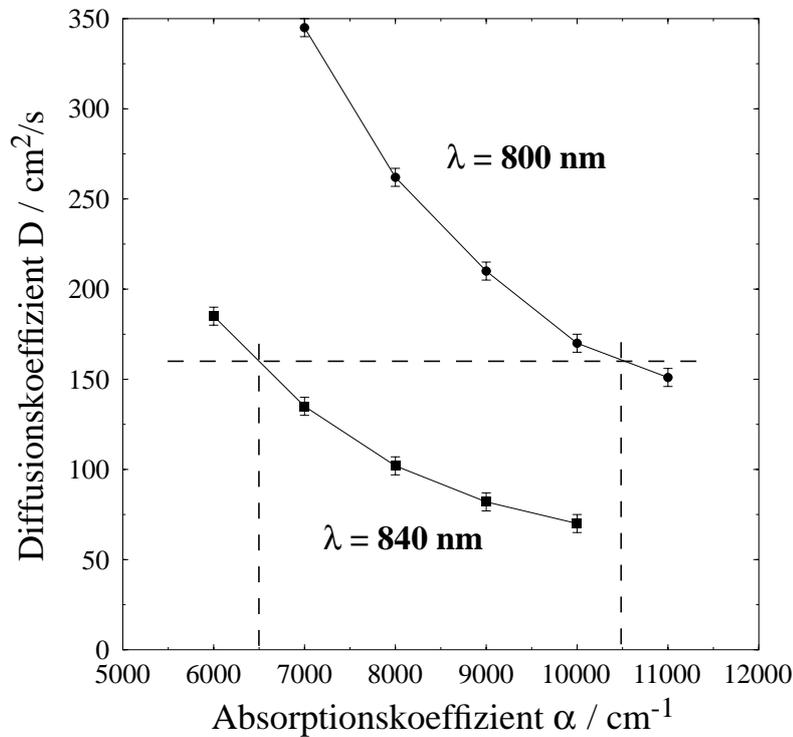
( $I_c^i$ : Berechneter Stromwert,  $I_m^i$ : Meßwert,  $\sigma_m^i$ : Meßfehler) wird die berechnete Kurve über die Modellparameter  $D$  und  $\alpha$  an die Meßwerte angepaßt. Die Definition von  $X^2$  ist an die statistische Größe  $\chi^2$  angelehnt. Da die Meßdaten aber systematische Fehler enthalten, kann durch  $X^2$  keine statistische Aussage über die Qualität des Fits gemacht werden.

Abbildung 6.3 zeigt eine Anpassung der Kurve an die Meßdaten. Die gestrichelt gezeichnete Kurve reproduziert die Meßwerte sehr gut. Ein Minimum von  $X^2$  wird für mehrere Kombinationen von  $D$  und  $\alpha$  gefunden. Der Lichtabsorptionskoeffizient  $\alpha$  wird in Ref. [107] für eine Wellenlänge von 840 nm und eine Dotierung von  $p = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  mit  $\alpha = 7000 \text{ cm}^{-1}$  angegeben. Setzt man diesen Wert in die Modellrechnung ein, ergibt sich je nach Datensatz für  $D$  ein Wert um  $160 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Dieser Wert liegt deutlich über dem in Ref. [102] bestimmten Wert von  $27 \text{ cm}^2/\text{s}$  für eine mit  $p = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dotierte Probe. Dieser Wert wurde über die Einstein-Relation  $D = (\mu kT)/q$ , ( $kT = 0.025 \text{ eV}$ ,  $q$ : Elektronenladung), aus der gemessenen Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  berechnet. Der Diffusionskoeffizient für eine undotierte GaAs-Probe wird mit  $200 \text{ cm}^2/\text{s}$  angegeben.

Durch die Änderung der Wellenlänge des Anregungslichts kann das Verhalten des



**Abbildung 6.3:** Die aus der Modellrechnung erhaltene Kurve (gestrichelt) wird über zwei Modellparameter an die Meßdaten angepaßt.



**Abbildung 6.4:** Punkte mit minimalem  $X^2$  für Datensätze, die bei 800 nm und bei 840 nm gemessen wurden. Für  $D \approx 155 \text{ cm}^2/\text{s}$  stimmen die berechneten Absorptionskonstanten gut mit den Literaturwerten überein.

Modells bei Variation der Absorptionskonstanten  $\alpha$  unter Beibehaltung aller anderen Kristalleigenschaften getestet werden. Daher wurde das Modell an zwei der in Abbildung 5.6 dargestellten Datensätze für  $\lambda = 800 \text{ nm}$  und  $\lambda = 840 \text{ nm}$  angepaßt. Die Punkte für minimales  $X^2$  wurden in das  $D$ - $\alpha$ -Diagramm in Abbildung 6.4 eingetragen. Für eine Diffusionskonstante von  $D \approx 155 \text{ cm}^2/\text{s}$  ergeben sich für die beiden Absorptionskonstanten  $\alpha = 6500 \text{ cm}^{-1}$  und  $\alpha = 10500 \text{ cm}^{-1}$ . Diese Werte werden in Ref. [107] mit  $\alpha \approx 7000 \text{ cm}^{-1}$  und  $\alpha \approx 10000 \text{ cm}^{-1}$  angegeben.

Für die mangelnde Übereinstimmung der ermittelten Diffusionskonstante mit den in Ref. [102] angegebenen Werten sind mehrere Ursachen vorstellbar. Zum einen könnte die Qualität des Kristallaufbaus der beiden Proben unterschiedlich sein. Durch neue Herstellungsmethoden wird der Anteil an Gitterfehlern und Verschmutzungen im Kristall deutlich reduziert, was die Diffusionskonstante beeinflussen kann. Zweitens besteht die Möglichkeit, daß der Einfluß der Bandbiegungszone, die weiter in den Kristall hineinreicht als die erwähnten 15 nm, zu einem kleinen

Potentialgradienten in Richtung der Kristalloberfläche führt. Dieser Gradient hätte zur Folge, daß die Elektronen sich schneller zur Oberfläche bewegen als nur durch Diffusion. Der gleiche Effekt könnte dadurch bewirkt werden, daß das Beschleunigungsfeld der Elektronenkanone durch die Oberflächenladung des Kristalls nicht vollständig abgeschirmt wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Berücksichtigung der Oberflächeneffekte in einer linearen Diffusionsrechnung die gemessenen Pulsdauern und die Pulsform im Rahmen der Meßfehler genau reproduziert (s. Abb. 6.3). Ein Vergleich der berechneten Diffusionskonstanten mit Werten, die durch andere Meßmethoden erzeugt wurden, ergibt eine Diskrepanz, die aber mit den oben erwähnten Effekten begründet werden könnte. Zukünftige systematische Untersuchungen an verschiedenen Kristallen unter unterschiedlichen Bedingungen sollten zu einer weiteren Verfeinerung dieses Modells führen.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Diese Arbeit, die im Rahmen der B2-Kollaboration an MAMI durchgeführt wurde, beschäftigt sich mit der Untersuchung des Photoemissionsprozesses polarisierter Elektronen aus III/V-Halbleitern mit Hilfe von ultrakurzen Laserpulsen. Sie wurde durch die Erwartung motiviert, die Einkoppeleffizienz des polarisierten Elektronenstrahls in den Beschleuniger durch den Einschub von Elektronenpulsen zu steigern. Es wurden sowohl Strained Layer-Photokathoden zur Erzeugung maximaler Polarisation untersucht als auch bulk-Galliumarsenid-Photokathoden, um die grundlegenden Eigenschaften des Photoemissionsprozesses zu studieren.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit beschäftigte sich mit dem Aufbau des Lasersystems, der Elektronenkanone mit Ultrahochvakuumschleuse, dem Strahltransportsystem und der Analysestation mit Hochfrequenzresonator, Elektronenspektrometer und Mottdetektor. Es wurden erstmalig ultrakurze, polarisierte Elektronenpulse erzeugt und hinsichtlich Pulsdauer und Polarisation zeitaufgelöst mit einer Genauigkeit von 2.5 ps vermessen. Weiterhin wurde der transversale und der longitudinale Phasenraum des erzeugten Elektronenstrahls untersucht.

Die zur Zeit verwendeten Strained Layer-Photokathoden emittieren Pulse von 8–10 ps Dauer – viermal kürzer als für den Einschub in MAMI erforderlich – bei Spinpolarisationsgraden von maximal  $86.5 \pm 2.5(\text{stat.}) \pm 4.3(\text{syst.}) \%$ . Diese Pulse wurden auf die Hochfrequenz des Beschleunigers synchronisiert und mit optimierter Phasenlage eingeschossen. Dadurch konnte die Einkoppeleffizienz des polarisierten Elektronenstrahls von derzeit 16 % auf über 70 % erhöht werden. Im Strahlfänger wurden  $10.1 \mu\text{A}$  Strahlstrom mit 72 % mittlerer Strahlpolarisation nachgewiesen.

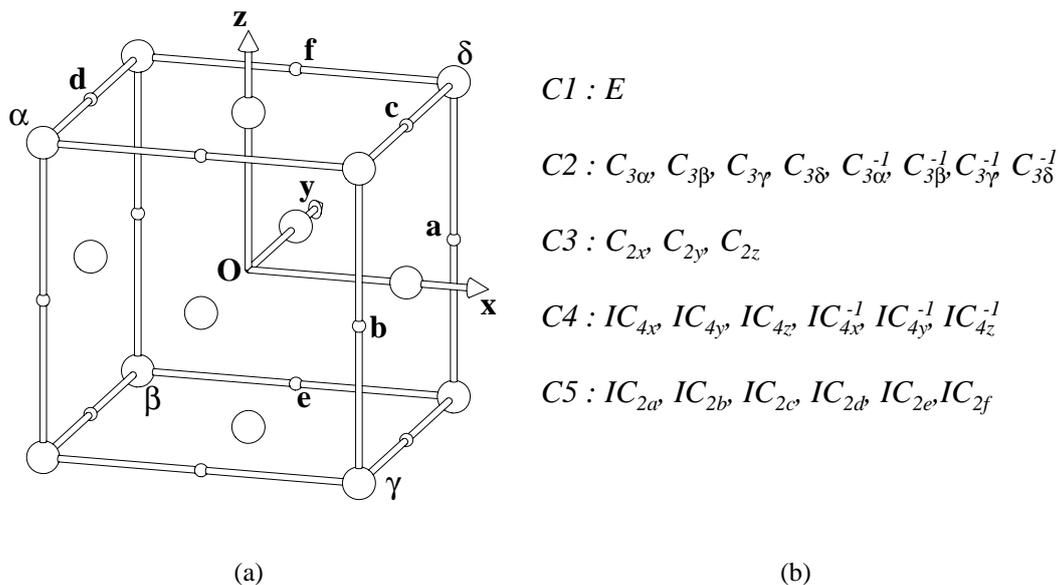
Durch die Möglichkeit, die Elektronenpolarisation des Pulses zeitaufgelöst zu messen, konnte die Spinrelaxationszeit der Leitungsbandelektronen im Halbleiter erstmals in einer direkten Messung bestimmt werden. Die Spinrelaxationszeit einer mit  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  dotierten Galliumarsenidprobe wurde zu  $58.8 \pm 1.4 \text{ ps}$  bestimmt. Messungen an Photokathoden verschiedener Dicke zeigen, daß die mittlere Polarisation des von einer Galliumarsenid-Photokathode emittierten Elektronenstrahls von der

Lichtabsorption, der Diffusionskonstanten für Leitungsbandelektronen, der Spinrelaxationszeit und der Kristalldicke abhängt. Die beschriebene Meßmethode ermöglicht im Zusammenhang mit der durchgeführten Modellrechnung die Optimierung des Kristallaufbaus hinsichtlich Polarisierung und Quantenausbeute. Sie wurde 1996 beim Deutschen Patentamt zum Patent angemeldet.

Unter Berücksichtigung des Einflusses der Oberflächeneffekte wurde ein Modell für die Photoemission entwickelt, mit dem erstmals die gemessenen Pulsdauern und die Pulsform im Rahmen der Meßfehler mit hoher Genauigkeit beschrieben werden können. Die Anwendung dieses Modells auf Strained Layer-Photokathoden wird Gegenstand weiterführender Untersuchungen an der aufgebauten Apparatur sein.

# Anhang A

## Die Raumgruppe des Zinkblendegitters



**Abbildung A.1:** (a) Definition der Drehachsen des kubischen Gitters durch den Ursprung O und einen der bezeichneten Punkte. Die Achse erhält jeweils den gleichen Namen wie der Punkt, der sie definiert. (b) Die Symmetrieeoperationen der Punktgruppe  $T_d$ , eingeteilt in fünf Klassen.

Die Symmetrie des Zinkblendegitters wird durch die Raumgruppe  $T_d^2$  beschrieben. Sie enthält alle Symmetrieeoperationen, die das Gitter in sich selbst überführen. Sie setzt sich zusammen aus einer Untergruppe von Translationen und einer Untergruppe von Drehungen, welche zusätzlich die Raumspiegelung I enthält. Die Untergrup-

pe der Drehoperationen  $T_d$  wird als „Punktgruppe“ der Raumgruppe  $T_d^2$  bezeichnet. Abb. A.1 (a) definiert die Drehachsen, die durch den Ursprung  $O$  und einen der gekennzeichneten Punkte ( $a \dots f, \alpha \dots \delta$ ) bestimmt sind. Die Achsen erhalten die gleichen Namen wie der Punkt, der sie definiert. Gültige Symmetrieoperationen wären zum Beispiel  $C_{3\alpha}$  (Drehung (C) um  $2\pi/3$  (3) um die Achse  $\alpha$  ( $\alpha$ )) oder  $IC_{2a}$  (Drehung um  $\pi$  um die Achse  $a$  mit anschließender Raumspiegelung).

Die Punktgruppe  $T_d$  läßt sich in fünf Klassen von jeweils zueinander konjugierten Operationen einteilen; es gibt daher fünf nicht äquivalente irreduzible Darstellungen der Punktgruppe.

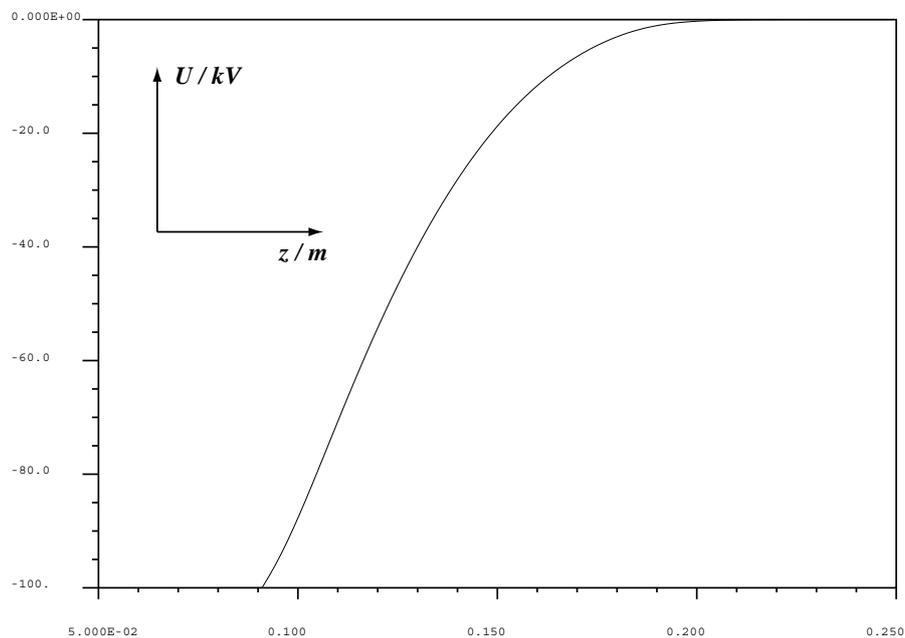
Die fünf Mengen äquivalenter Darstellungen der Punktgruppe werden mit  $\Gamma^1$ ,  $\Gamma^2$ ,  $\Gamma^{12}$ ,  $\Gamma^{15}$  und  $\Gamma^{25}$  bezeichnet [26]. Erst die explizite Angabe von Basisfunktionen bestimmt eine Darstellung eindeutig.

# Anhang B

## Simulationsrechnungen

### B.1 Die Elektronenkanone

Neben den in Abschnitt 3.3.2 dargestellten Ergebnissen erhält man aus den Simulationen weitere Resultate, die in diesem Abschnitt dargestellt werden. Abbildung



**Abbildung B.1:** Potentialverlauf auf der Symmetrieachse (Strahlachse) der Kanone.

B.1 zeigt den Potentialverlauf auf der Strahlachse. Die Kristalloberfläche befindet sich bei 91 mm.

Das elektrische Feld wird in Abbildung B.2 mit Pfeilen dargestellt, deren Länge

proportional zur Feldstärke ist. Abbildung B.3 zeigt den Lorentzfaktor  $\gamma$  der simulierten Teilchen gegen die  $z$ -Komponente ihrer Position. Die Simulation wurde für einen Puls mit 40 fC (·4.64) und eine initiale Pulsdauer von 5 ps durchgeführt. Der transversale Phasenraum des Pulses ist in Abbildung B.4 abgebildet. Er stimmt wegen des für die Rechnung zu groß angenommenen Laserfleckdurchmessers nicht mit den Meßwerten überein.

## B.2 Die Solenoidlinsen

Der Entwurf der Doppelsolenoiden wurde mit Hilfe des Programms MAFIA durchgeführt. Abbildung B.5 zeigt die Geometrie und die Feldverteilung der Solenoidlinse. Die Pfeillänge stellt Betrag und Richtung der magnetischen Flußdichte  $B$  dar. Die Feldverteilung auf der Strahlachse wird in Abbildung B.7(a) mit Messungen der Feldverteilung verglichen. Das im Vergleich etwas zu kleine gemessene Magnetfeld wurde wahrscheinlich durch die Sättigung des  $\mu$ -Metalls bei hohen magnetischen Feldstärken verursacht. Abbildung B.7(b) zeigt gemessene Feldverteilungen für verschiedene Erregungsströme.

Aus den Simulationsdaten wurde die Brennweite der Linse für 100 keV-Elektronen und verschiedene Erregungsströme, die in Abbildung B.6 dargestellt sind, berechnet.

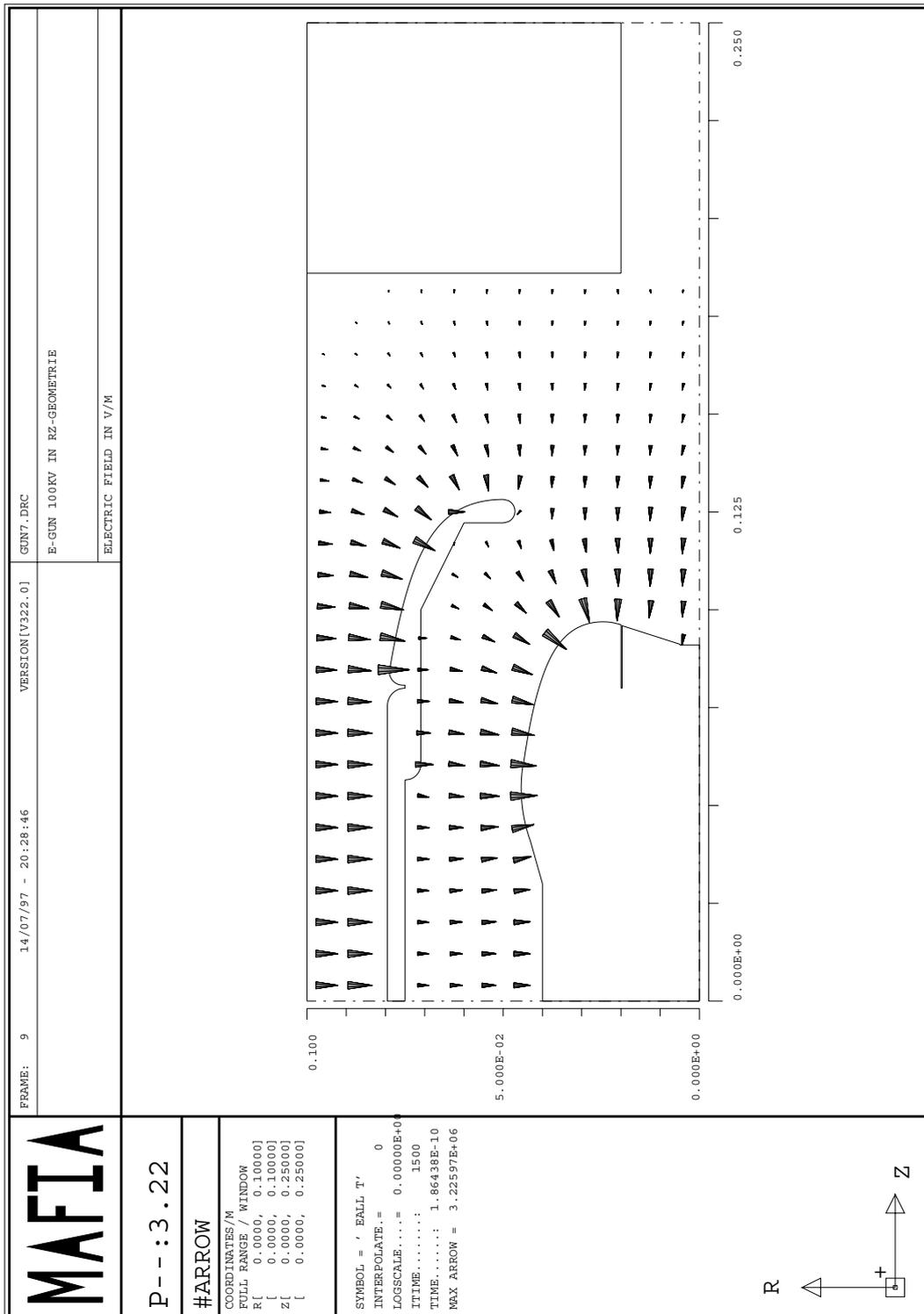


Abbildung B.2: Die Geometrie der Elektronenkanone und die elektrische Feldstärke.

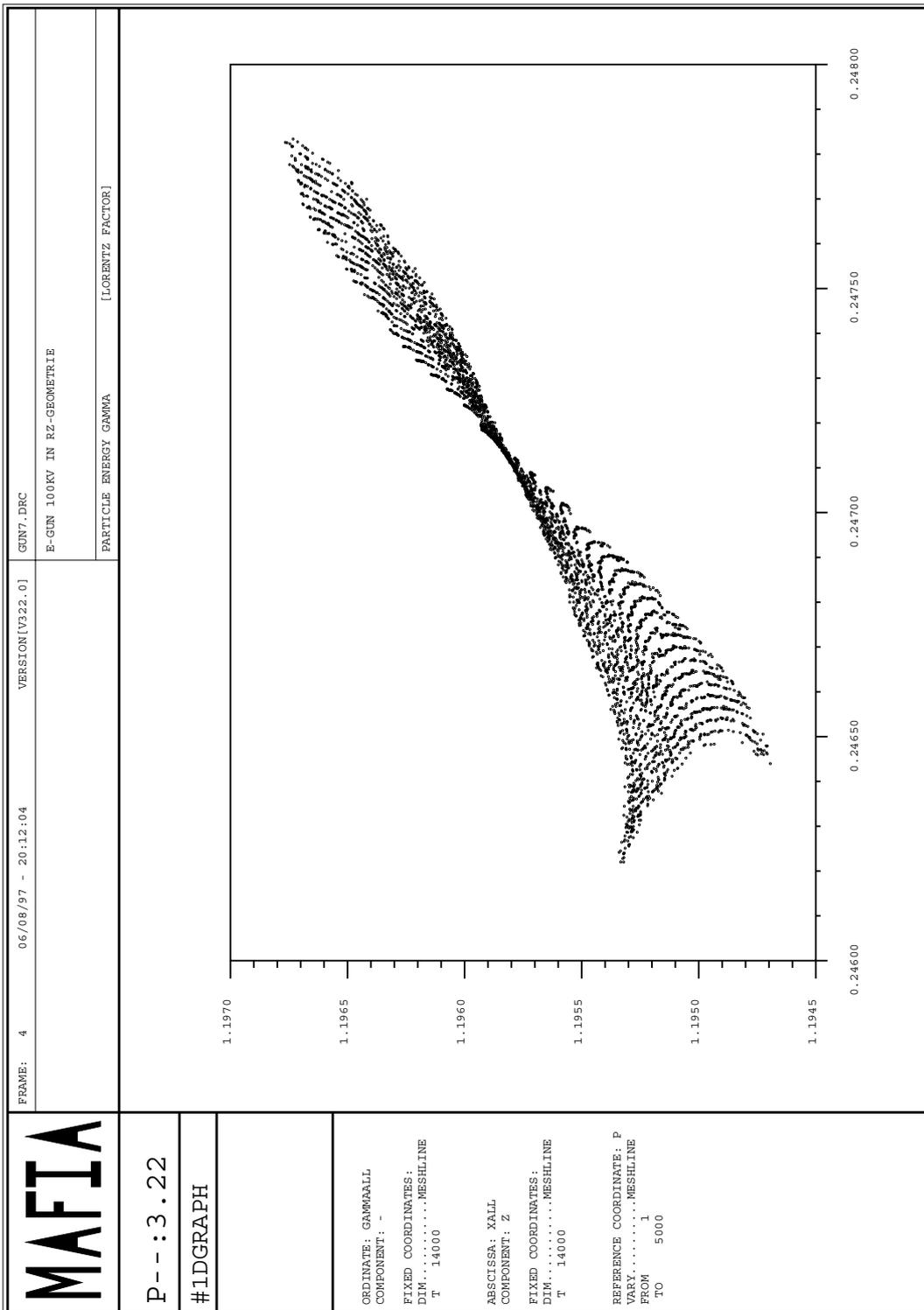


Abbildung B.3: Lorentzfaktor  $\gamma$  der Elektronen gegen den Ort für einen Puls, der sich 50 mm hinter dem Ausgang der Kanone im Strahlrohr befindet.

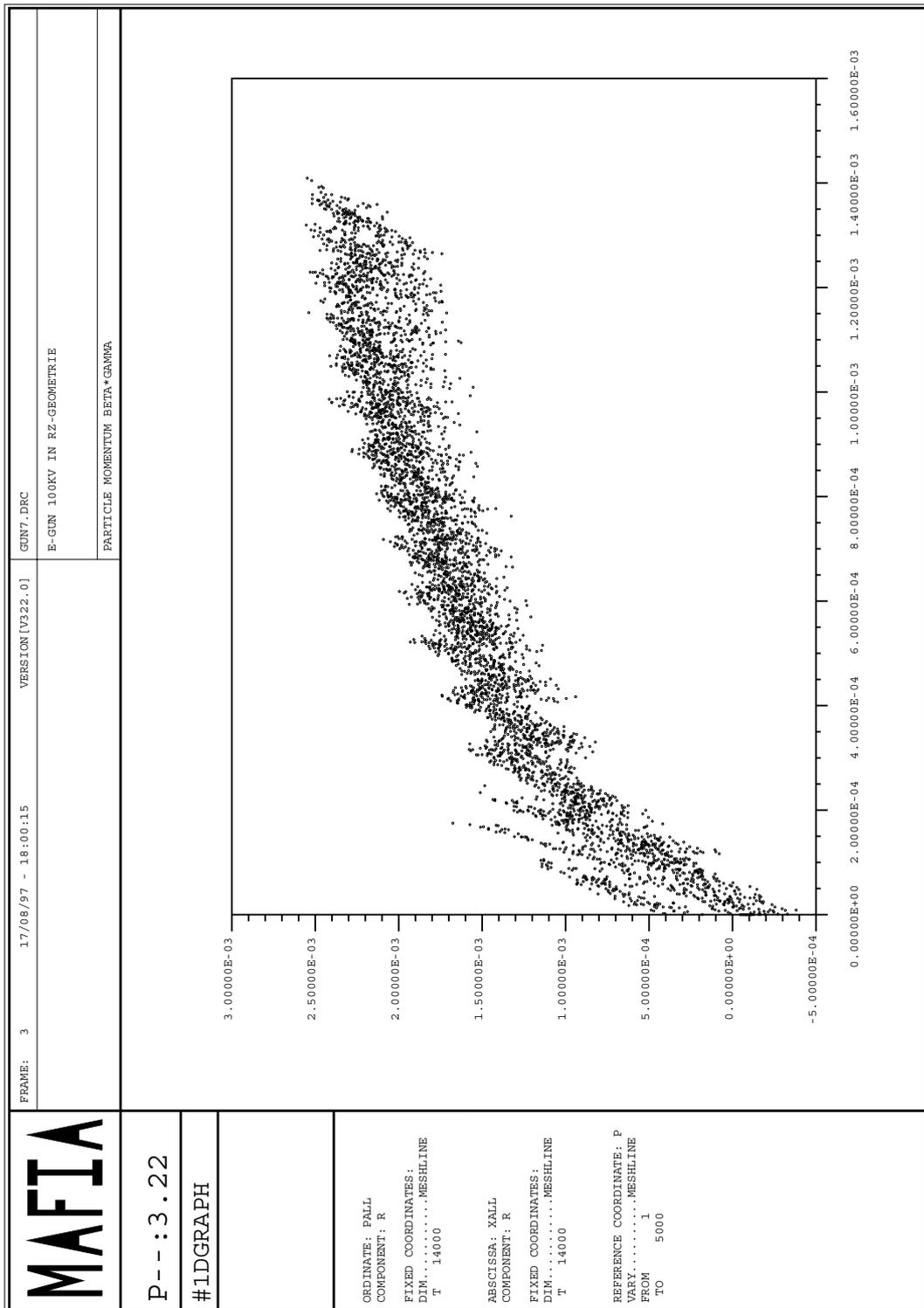


Abbildung B.4: Transversale Komponente  $(\beta\gamma)_r$  der Teilchenimpulse gegen die Radialkomponente des Teilchenorts. Der Phasenraum des Pulses ist wegen des zu großen Laserfleckdurchmessers nicht mit Meßwerten vergleichbar.

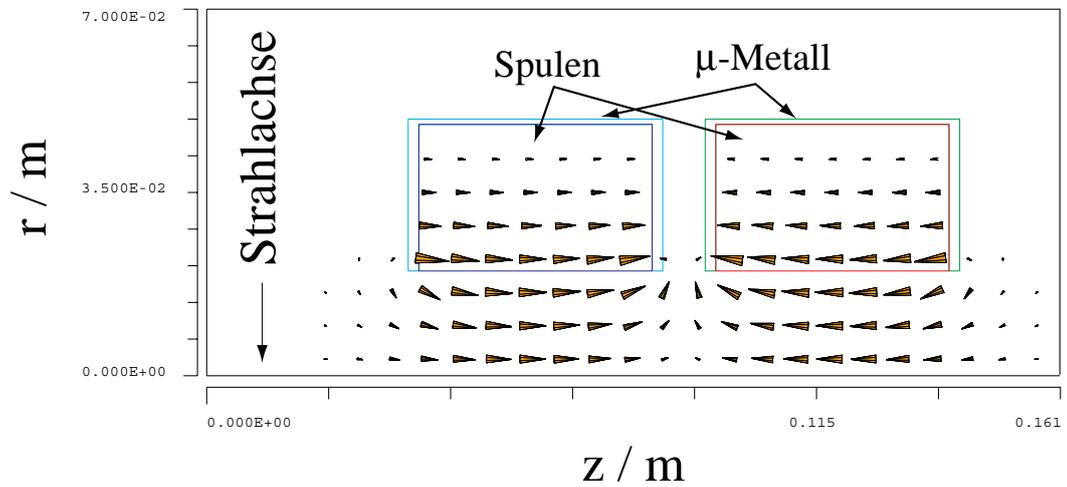


Abbildung B.5: Geometrie und Magnetfeld der Doppelsolenoiden.

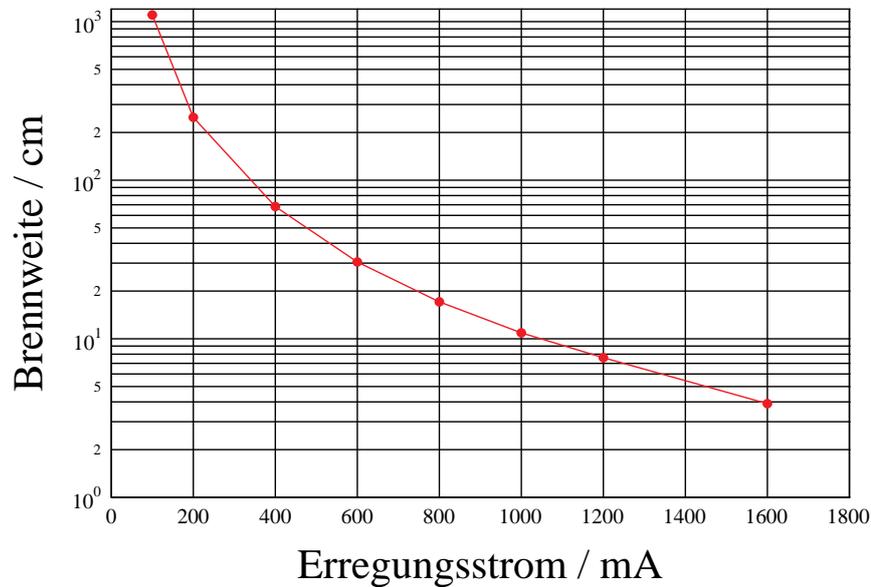
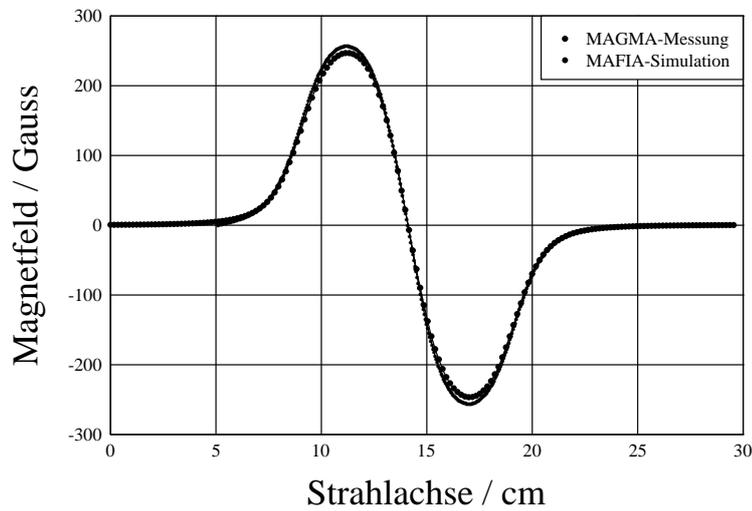
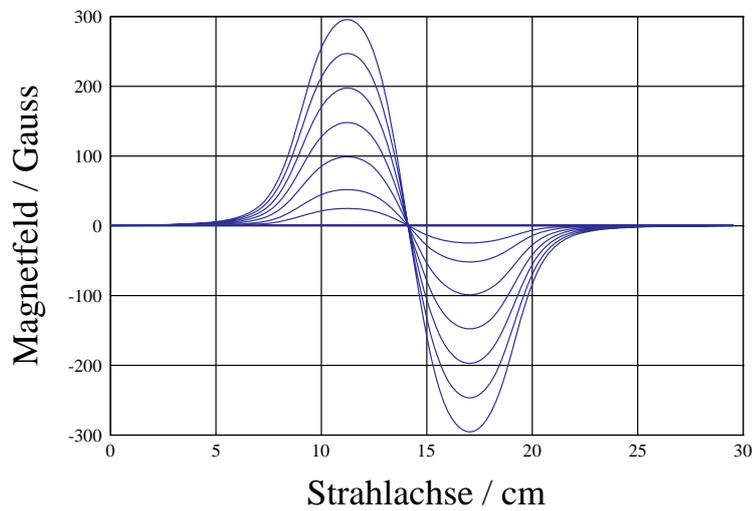


Abbildung B.6: Aus den Simulationsdaten berechnete Brennweiten der Doppelsolenoiden.



(a)



(b)

**Abbildung B.7:** (a) Vergleich zwischen gemessenem Magnetfeld und einer Simulationsrechnung mit MAFIA. (b) Gemessene Feldverteilung bei verschiedenen Strömen durch die Solenoidspulen.



# Literaturverzeichnis

- [1] B. Montague. High energy physics with polarized beams and polarized targets. In *Proceedings of the 1980 International Symposium, Lausanne*. Birkhäuser Verlag Basel 1981, 1980.
- [2] C.Y. Prescott, W.B. Atwood, R.L.A. Cottrell, H. DeStaebler, E.L. Garwin, A. Gomidec, R.H. Miller, I.S. Rochester, T. Sato, D.J. Sherden, C.K. Sinclair, S. Stein, R. E. Taylor, J.E. Clendenin, V.W. Hughes, N. Sasao, K.P. Schüler, M.B. Borghini, K. Lübbelsmeyer, and W. Jentschke. Parity non-conservation in inelastic electron scattering. *Phys. Lett. B*, 77:347–352, 1978.
- [3] W. Heil, J. Ahrens, H. G. Andresen, A. Bornheimer, D. Conrath, K.-J. Dietz, W. Gasteyer, H.-J. Gessinger, W. Hartmann, J. Jethwa, H.-J. Kluge, H. Kessler, T. Kettner, L. Koch, F. Neugebauer, R. Neuhausen, E. W. Otten, E. Reichert, F. P. Schäfer, and B. Wagner. Improved limits on the weak, neutral, hadronic axial vector coupling constants from quasielastic scattering of polarized electrons. *Nucl. Phys.*, B327:1, 1989.
- [4] P.A. Souder et al. *Phys. Rev. Lett.*, 65:694, 1990.
- [5] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579  
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264; 27 (1971) 1688  
A. Salam, *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980) 525.
- [6] F.E.Maas et al. The new parity violation experiment at MAMI. In *Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics (SPIN96)*, Amsterdam, 1996.
- [7] H. Euteneuer, F. Hagenbuck, R. Herr, J. Herrmann, K. Herter, M.O. Ihm, K.-H. Kaiser, Ch. Klümper, H.-P. Krahn, H.-J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, G. Stephan, and Th. Weis. Beam measurements and operating experience at MAMI. In *Proc. of the 1994 European Particle Accelerator Conference, London*, 1994.
- [8] J. J. Scheer and J. van Laar. *Solid State Commun.*, 3:189, 1965.

- [9] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [10] H. Braun, H. Herminghaus, and A. Streun. The gun/chopper system for the Mainz Microtron. In *Proc. of the 1988 European Particle Accelerator Conference, Rome*, 1988.
- [11] V.I. Shvedunov, M.O. Ihm, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser, and Th. Weis. Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In *Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference (EPAC96)*, 1996.
- [12] C. C. Phillips, A. E. Hughes, and W. Sibbett. Quantitative XPS surface chemical analysis and direct measurement of the temporal response times of glass bonded NEA GaAs transmission photocathodes. *J. Phys. D*, 17:1713–1725, 1984.
- [13] R. Haight, J. A. Silbermann, and M. I. Lilie. Novel system for picosecond photoemission spectroscopy. *Rev. Sci. Instr.*, 59:1941, 1988.
- [14] A. V. Aleksandrov et al. *Phys. Rev. E*, 51:1449, 1995.
- [15] R. L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [16] W. E. Spicer and A. Herrera-Gómez. Modern theory and applications of photocathodes. SLAC-Pub 6306, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [17] B. Yang, G. Ciullo, V. Guidi, and L. Tecchio. Monte Carlo simulation of a GaAs electron source. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25:1834 – 1837, 1992.
- [18] P. S. Farago. *Adv. Electron. Electron Phys.*, 21:1, 1965.
- [19] J. Keßler. *Polarized electrons*. Springer, 1985.
- [20] A. A. Sokolov and I. M. Ternov. *Sov. Phys. Dokl.*, 8:1203, 1964.
- [21] J.D. Jackson. On understanding spin - flip synchrotron radiation and the transverse polarization of electrons in storage rings. *Rev. Mod. Phys.*, 48:417–433, 1976.
- [22] J. Arianer, I. Brissaud, S. Essabaa, H. Humblot, and W. Zerhouni. The Orsay polarized electron source from a flowing Helium afterglow. *Nucl. Instr. Meth. A*, 337:1, 1993. See also: <http://ipninfo.in2p3.fr/ipn/projet/selpe-fr.html>.
- [23] Ch. K. Sinclair. In *AIP Conf. Proc.* 35, 1976.
- [24] H. Bethe. Termaufspaltung in Kristallen. *Annalen der Physik*, 3:133, 1929.

- [25] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP- Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [26] Bouckaert, Smoluchowski, and Wiegner. *Phys. Rev.*, 50:58, 1936.
- [27] C. E. Mortimer. *Chemie*. Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1983.
- [28] Y. Kurihara et al. Development of polarized electron source using AlGaAs-GaAs superlattice. In *Proceedings of the Symposium on High Energy Spin Physics, Nagoya*, 1992.
- [29] P. Drescher. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [30] T. Maruyama et al. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2376, 1991.
- [31] T. Nakanishi et al. Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer. *Phys. Lett. A*, 158:345, 1991.
- [32] G. Fishman and G. Lampel. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Phys. Rev. B*, 16:820–831, 1977.
- [33] E. O. Kane. *J. Phys. Chem. Solids*, 1:249, 1957.
- [34] R.J. Elliott. *Phys. Rev.*, 96:266, 1954.
- [35] Y. Yafet. *Solid State Physics*, volume 14, chapter 1, page 1. Academic Press, 1963.
- [36] M.I. D'Yakonov and V.I. Perel. *Sov. Phys.-JETP*, 33:1053, 1971.
- [37] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes. *Sov. Phys.-JETP*, 42:705, 1976.
- [38] M. Zolotarev, A. Kulikov, and J.E. Clendenin. Effect of radiation trapping on polarization of photoelectrons from semiconductors. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 1993.
- [39] A. G. Aronov, G. E. Pikus, and A. N. Titkov. Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds. *Sov. Phys. JETP*, 57:680, 1983.
- [40] K. Zerrouati et al. Spin-lattice relaxation in p-type gallium arsenide single crystals. *Phys. Rev. B*, 73:1334, 1988.
- [41] H. C. Casey Jr. and F. Stern. Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. *J. Appl. Phys.*, 47:631, 1976.

- [42] W. P. Dumke. Optical transitions involving impurities in semiconductors. *Phys. Rev.*, 132:1998, 1963.
- [43] D. T. Pierce et al. *Appl. Phys. Letters*, 26:670, 1975.
- [44] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 17:132, 1905.
- [45] W. E. Spicer. *Phys. Rev.*, 112:114, 1958.
- [46] A. Herrera-Gómez and W. E. Spicer. *Physics of High Intensity Nanosecond Electron Source*. SLAC-Pub 6307, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [47] W. Shockley. *Electrons and holes in semiconductors*. D. v. Nostrand, Princeton, 1950.
- [48] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid state physics*. CBS Publishing Asia Ltd., 1987.
- [49] Kudmann I. and Seidel T. Absorption edge in degenerate p-type GaAs. *J. Appl. Phys.*, 33(3):771, 1962.
- [50] D.G. Fisher, R.E. Enstrom, J.S. Escher, and B.F. Williams. Photoelectron surface escape probability of (Ga,In)As:Cs-O in the 0.9 to  $\approx 1.6 \mu\text{m}$  range. *J. Appl. Phys.*, 43:3815, 1972.
- [51] J. Kirschner, H. P. Oepen, and H. Ibach. Energy- and spin-analysis of polarized photoelectrons from NEA GaAsP. *Appl. Phys. A*, 30:177, 1983.
- [52] W. E. Spicer. Negative affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology. *Appl. Phys.*, 12:115, 1977.
- [53] T. Kendelewicz, P. Soukiassian, M. H. Bakshi, Z. Hurych, I. Lindau, and W. E. Spicer. *Phys. Rev. B*, 38:7568, 1988.
- [54] M. Prietsch, M. Domke, C. Laubschat, T. Mandel, C. Xue, and G. Kaindl. Photoemission study of alkali/GaAs(110) interfaces. *Z. Phys. B*, 74:21, 1989.
- [55] M. B. Allenson et al. *J. Phys. D*, 19:1353, 1986.
- [56] I. Lindau C. Y. Su, W. E. Spicer. Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces. *J. Appl. Phys.*, 54:1413, 1983.
- [57] B. Goldstein. *Surf. Sci.*, 47:143, 1975.
- [58] B. J. Stocker. *Surf. Sci.*, 47:501, 1975.

- [59] H. G. Andresen, K. Aulenbacher, J. Bermuth, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, H.J. Kreidel, Ch. Nachtigall, S. Plützer, E. Reichert, K.-H. Steffens, and M. Steigerwald. The MAMI source of polarized electrons. In *Book of abstracts, European Research Conference on Nuclear Physics: Polarization in Electron Scattering, Santorini, Greece, 1995*.
- [60] H. G. Andresen et al. In *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, 1993; SLAC-report 432, 1994*.
- [61] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [62] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall, et al. The MAMI source of polarized electrons. *Submitted to Nucl. Instr. Meth.*, 1997.
- [63] H. Tang, R. K. Alley, H. Aoyagi, J. E. Clendenin, J. C. Frisch, G. A. Mulhollan, P. J. Saez, D. C. Schultz, and J. L. Turner. Experimental studies of the charge limit phenomenon in NEA GaAs photocathodes. In *Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference (EPAC94)*, 1994.
- [64] M. H. Hecht. Role of photocurrent in low-temperature photoemission studies of Schottky-barrier formation. *Phys. Rev. B*, 41:7918, 1990.
- [65] J.E. Clendenin. Polarized electron sources. In *Invited talk presented at the 1995 Particle Accelerator Conference and International Conference on High-Energy Accelerators, Dallas, Texas, 1995*. see also SLAC-PUB-95-6842.
- [66] M. Poelker. High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 67:2762, 1995.
- [67] M. Ciarrocca, H. Avramopoulos, and C. N. Papanicolas. A modelocked semiconductor laser for a polarized electron source. *Nucl. Instr. Meth. A*, 385:381, 1997.
- [68] J. Hoffmann. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [69] J. Hoffmann, P. Hartmann, C. Zimmermann, D. v. Harrach, E. Reichert, K. Aulenbacher, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser, S. Köbis, M. Schemies, M. Steigerwald, H. Trautner, K. Grimm, Th. Hammel, H. Hofmann, E.-M. Kabuß,

- A. Lopes-Ginja, F. E. Maas, P. Piatosa, and E. Schilling. Selfstarting mode-locked ti:sapphire laser at a repetition rate of 1.039 ghz. *Nucl. Instr. Meth.*, A383:624, 1996.
- [70] K. K. Geissler. Generation of short laser pulses. *Nucl. Instr. Meth. A*, 340:52, 1994.
- [71] Govind P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Quantum Electronics - Principles and Applications. Jovanovich, H. B., New York, 1989.
- [72] *The Coherent Mira Model 900 Laser, Technische Unterlagen*.
- [73] H. Trautner. Konzeption und Aufbau eines kompakten c.w.-Ti:Saphir-Lasers für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [74] A. E. Siegmann. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [75] N. Saga, K. Tanaka, and O. Fukumitsu. Diffraction of a gaussian beam through a finite aperture lens and the resulting heterodyne efficiency. *Appl. Optics*, 20:2827, 1981.
- [76] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [77] E. Heinen-Konschak. Untersuchungen zur Spinmodulation der Quelle polarisierter Elektronen von MAMI B. Diplomarbeit, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1991.
- [78] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahles für MAMI unter Ausnutzung der Photoelektronenemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [79] Mafia. Gesellschaft für Computer-Simulationstechnik m.B.H., D-64289 Darmstadt.
- [80] K-H. Steffens. *Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [81] Thorsten Dombo. Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100 keV -Beamline polarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1992.

- [82] J. Hoffmann. Untersuchungen zur Pulsstruktur des Strahles polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [83] Simon Köbis. Entwicklung eines elektrostatischen Spektrometers/Polarimeters für eine polarisierte Elektronenquelle. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [84] V. Bargman, L. Michel, and V. L. Telegdi. *Phys. Rev. Lett.*, 2:435, 1959.
- [85] Thosten Dombo. Private Mitteilung.
- [86] Jörg Bermuth. Phasenaufgelöste Messung der Polarisation eines gepulsten Elektronenstrahls. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [87] N. Sherman. Coulomb scattering of relativistic electrons on point nuclei. *Phys. Rev.*, 103:1601, 1956.
- [88] W. Bühring. An approximate phase shift formula applied to elastic scattering of electrons by mercury atoms. *Z. Phys. A*, 317:241, 1984.
- [89] Dr. Cetterer. Institut für Mikromechanik (IMM), Mainz, Private Mitteilung.
- [90] G. D. Fletcher and T. J. Gay. New insights into Mott-scattering electron polarimetry. *Phys. Rev. A*, 34(2):911, 1986.
- [91] H. Wegener. Mott-Streuung an Streufolien endlicher Dicke. *Z. Phys.*, 151:252, 1958.
- [92] H. Herminghaus. Einführung in die Beschleunigerphysik. Vorlesungsskript, 1986.
- [93] D. M. Pozar. *Microwave engineering*. Addison-Wesley, 1990.
- [94] H. Nilles et al. In *Proc. of the European Particle Accelerator Conference*, page 1149, Rome, 1988.
- [95] H. Euteneuer and H. Schöler. Das Diagnose - Deflektorcavity. MAMI Interner Bericht 6/88, 1988.
- [96] C.K. Sinclair, B.M. Poelker, and J.S. Price. Exposure of GaAs to atomic Hydrogen for cleaning prior to NEA photocathode activation. In *Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics (SPIN96)*, Amsterdam, 1996.
- [97] Techn. Unterlagen zum Hochspannungsnetzgerät HCN 350M-101000. FUG Elektronik GmbH, Rosenheim.

- [98] H. Euteneuer, H. Herminghaus, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H.-J. Kreidel, D. Mittwich, G. Stephan, Th. Weis, and P. Zinnecker. Beam monitors at the Mainz Microtron. In *Proc. of the 1992 Linear Accelerator Conf.*, 1992.
- [99] H. Aufhaus. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1981.
- [100] Y. Mamaev et al. *Phys. Low-Dim. Structures*, 7:27, 1994.
- [101] R. Clauberg et al. *J. Appl. Phys.*, 65:4095, 1989.
- [102] K. Beyzavi. Temperature dependence of minority carrier mobility and recombination time in p-type GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 58:1268, 1991.
- [103] S. Takashi et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32:L1837, 1993.
- [104] E. Reichert. In *Proceedings of the International Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets*, Cologne, Germany, 1995.  
See also: K. Aulenbacher, Dissertation, Johannes Gutenberg - Universität, Mainz, 1994.
- [105] M. Ciarrocca, H. Avramopoulos, P. Hartmann, J. Hoffmann, E. Reichert, J. Schuler, H. Trautner, and K. Aulenbacher. 2.45 GHz synchronised polarised electron injection at MAMI. *To be published*, 1997.
- [106] W. Jost. *Diffusion*. Verlag von Dr. Dietrich Steinkopf, Darmstadt, 1957.
- [107] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53:R123, 1982.

# **Publikation**





ELSEVIER

## Picosecond polarized electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode<sup>◇</sup>

P. Hartmann<sup>a,\*</sup>, J. Bermuth<sup>a</sup>, J. Hoffmann<sup>a</sup>, S. Köbis<sup>a</sup>, E. Reichert<sup>b,1</sup>, H. G. Andresen<sup>a,1</sup>, K. Aulenbacher<sup>b,1</sup>, P. Drescher<sup>b,1</sup>, H. Euteneuer<sup>a,1</sup>, H. Fischer<sup>b,1</sup>, P. Jennewein<sup>a,1</sup>, K.-H. Kaiser<sup>a,1</sup>, H. J. Kreidel<sup>a,1</sup>, Ch. Nachtigall<sup>b,1</sup>, S. Plützer<sup>b,1</sup>, M. Schemies<sup>b,1</sup>, K.-H. Steffens<sup>a,1</sup>, M. Steigerwald<sup>b,1</sup>, H. Trautner<sup>b,1</sup>, D. v. Harrach<sup>a,2</sup>, I. Altarev<sup>c,2</sup>, R. Geiges<sup>a,2</sup>, K. Grimm<sup>a,2</sup>, Th. Hammel<sup>a,2</sup>, E. Heinen-Konschak<sup>a,2</sup>, H. Hofmann<sup>a,2</sup>, E.-M. Kabuß<sup>a,2</sup>, A. Lopes-Ginja<sup>a,2</sup>, F. Maas<sup>a,2</sup>, E. Schilling<sup>a,2</sup>

<sup>a</sup> Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg - Universität, Mainz, Germany

<sup>b</sup> Institut für Physik, Joh. Gutenberg - Universität, Mainz, Germany

<sup>c</sup> St. Petersburg Nucl. Phys. Inst., RAS, 188350 St. Petersburg, Russia

Received 19 April 1996

### Abstract

At the Mainz electron accelerator MAMI a facility has been set up that allows the measurement of the bunchlength, the energy spread and the averaged and phase resolved polarization of picosecond electron bunches from a source of polarized electrons for MAMI. Electron bunches of typically 10 to 30 ps duration are generated by illuminating a strained layer GaAsP photocathode with femtosecond laser pulses.

### 1. Introduction

In recent years the demand on polarized electron beams for nuclear scattering experiments has constantly risen. Experiments at MAMI [1,2], CEBAF [3], SLAC [4] and many other sites either require tens of microamperes of average beam current or pulse currents of several amperes.

The sources of polarized electrons used to satisfy these demands are usually based on the photoemission from III-V semiconductor photocathodes. Polarizations between 30 % and 50 % are achieved with simple bulk GaAs-type photocathodes [5]. Recently developed GaAs-type photocathodes, consisting of superlattice or strained layer heterostructures, have enhanced the polarization up to 80 % and more [6,7].

One unsolved problem since the first use of GaAs photocathodes at an accelerator site, is the decrease of quantum efficiency with time when current is extracted.

The quantum efficiency of these photocathodes shows a dependence on the produced charge, that is well described by an exponential behaviour. Experience at MAMI shows that the cathode lifetime decreases when beam current is increased [8].

Currently, strained layer photocathodes are installed in the MAMI source of polarized electrons. The source emits a d.c. beam using a cw laser [8]. Since the accelerator is radiofrequency (rf) driven, the d.c. beam has to be chopped and prebunched before it is injected into the accelerator. The chopper-prebuncher system has a capture efficiency of 16% at best (see Fig. 1). Thus a major part of the polarized current is not accepted at the injection point,

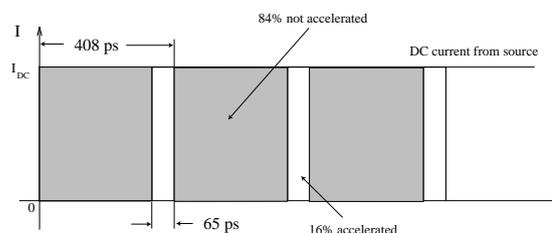


Fig. 1. The transmission of the d.c. source current through the accelerator. At best 16% of the generated electrons reach the experiment.

<sup>◇</sup> This work is part of the Ph.D. thesis of P. Hartmann.

\* Corresponding author. Address: Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg, Universität Mainz, J. J. Becherweg 45, 55099 Mainz, Germany. Tel.: +49 6131 39 5808, fax: +49 6131 39 2964, e-mail: hartmannkph.uni-mainz.de.

<sup>1</sup> B2-Collaboration.

<sup>2</sup> A4-Collaboration.

what severely lowers the current of polarized electrons available for experiments at MAMI. One could gain in capture efficiency by chopping the beam at the cathode already. Illumination of the cathode with a pulsed light beam synchronous to the accelerator rf would greatly enhance the capture, if short enough electron bunches were produced in this way. An increase in the accelerated beam current without a decrease of the cathode lifetime could be achieved. In case of MAMI the pulse duration should be less than 65 ps. Theoretical calculations based on a diffusion model [9,10] predict very long cathode response times in the order of nanoseconds. Recent Monte Carlo studies taking into account solid state scattering mechanisms [11] give response times of 270 ps. Experimental investigations by Phillips et al. [12] using a streak camera method find bunchlengths of electrons emitted from GaAs cathodes between 8 and 71 ps. Investigations by Aleksandrov et al. [13] with circular rf-deflection give an upper limit of 40 ps for bunches emitted from GaAs cathodes. The present work describes an apparatus which not only refines these findings, but extends the method to measurements of energy spread and phase resolved polarization.

## 2. The Experimental Setup

A sketch of the experimental facility at MAMI is shown in Figure 2. It consists of an electron gun, a beam transport system, a radiofrequency deflector resonator followed by an electron spectrometer and a Mottdetector for polarization analysis. By opening a plug in the spectrometer the beam can be injected into the injection line of MAMI.

### 2.1. Electron gun

The electron gun consists of a triode system shown in the inset of Fig. 2. Photoemission is excited by an incident

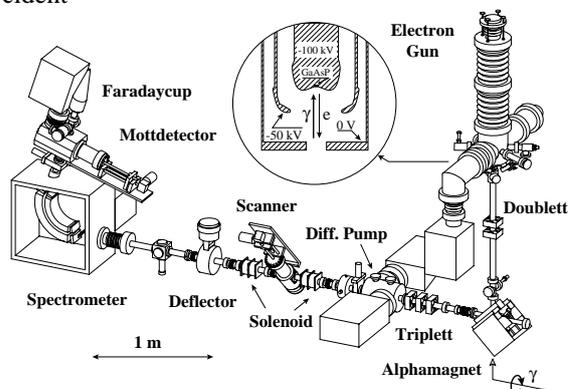


Fig. 2. Sketch of the experimental setup

laser beam coming from below. The laser spot at the cathode has a diameter of 0.6 mm. The electrons are extracted antiparallel to the laser beam by a 100 kV accelerating voltage. Details of the design may be found in [8,14].

In this work a strained layer GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>-cathode purchased from the Ioffe Institute in St. Petersburg [15] is used. The thickness of the electron emitting epilayer is 150 nm. The same type of photocathode is routinely used in the MAMI source of polarized electrons [8]. Negative electron affinity is achieved by a (Cs + O)-layer on the cathode surface [9]. A quantum efficiency of  $5 \times 10^{-4}$  has been obtained at a wavelength of 836 nm of the irradiating light.

### 2.2. Laser system

A Kerr-lens modelocked Titanium-Sapphire Laser [16] is used as the light source. The light pulse duration is measured with an autocorrelator [17]. Fig. 3 shows an autocorrelation trace of the laser pulses. The duration is 105 fs (FWHM), assuming a standard (sech)<sup>2</sup> pulse shape. The laser is running at a repetition rate of 76.5406 MHz and is phaselocked to the 32<sup>nd</sup> subharmonic of the MAMI radiofrequency of 2.4493 GHz, using a Coherent Synchro-Lock unit (see Fig 4). The laser beam intensity is adjusted with a pair of Glan-Foucault-prisms. Circular light polarization is obtained with help of a Pockelscell in the beam. The voltage across the Pockelscell may be reversed to switch from positive to negative helicity. The degree of circular polarization observed is  $0.995 \pm 0.001$  for each helicity.

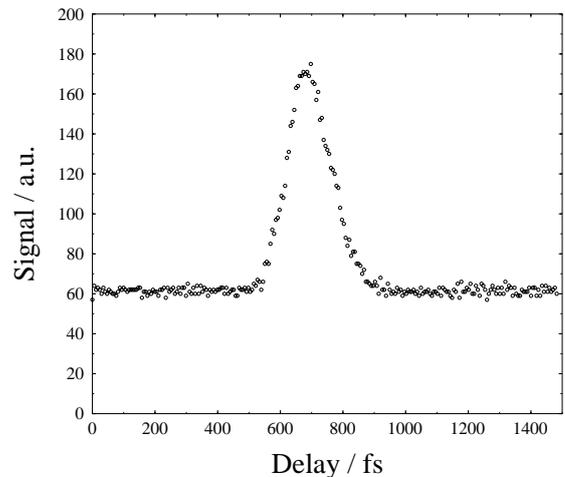


Fig. 3. Autocorrelation signal of the laser pulses. Assuming a standard (sech)<sup>2</sup> pulseshape, the pulsewidth is 105 femtoseconds (FWHM).

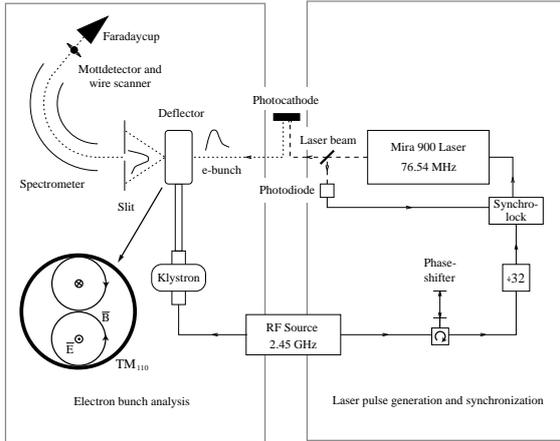


Fig. 4. Principle of the measurement is a radiofrequency streak method. On the right side the laser pulse generation and synchronization to the MAMI rf is shown. The left part of the sketch shows the electron bunch analysis with the  $TM_{110}$  deflector cavity.

### 2.3. Electron beam transport

The electron beam transport system consists of a set of five quadrupoles and two double solenoid lenses along the beamline in Fig. 2. An achromatic, non-isochronic alphas magnet [18] separates it from the incident laser beam. Its phase focussing effect due to the non-isochronicity has been estimated by a homogeneous field calculation to be 0.005 ps per electronvolt energy spread. Its effect on the bunchlength measurement can be neglected for the measurements presented below. The last double solenoid focusses the beam on the entrance slit of an electron spectrometer.

### 2.4. Phase analyzer

The basic concept of the electron bunch analysis is a radiofrequency streak method (see Fig. 4). This method transforms the phase (time) dependent intensity of the electron bunch into a transverse spatial profile. The electron beam is wobbled over the narrow entrance slit of the electron spectrometer. Since the laser is synchronized to the wobble radiofrequency, a stable spatial image of the phase dependent intensity profile of the bunch is generated. This spatial pulse image can be shifted over the slit by varying the phase of the laser pulses relative to the radiofrequency. By measuring the dependence of the transmitted current on the phase shift, the phase dependent intensity profile is sampled.

For beam wobbling we use a cylindrical  $TM_{110}$  resonator (see also Fig. 4) as described in references [19,20]. The beam is deflected by the transverse magnetic field of the  $TM_{110}$  mode on the symmetry axis of the cavity. To set the deflection plane exactly perpendicular to the slit, two metallic rods are installed at suitable positions inside the resonator.

The maximum deflection angle is given by

$$\tan \alpha = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m_0\gamma\pi c} H_{max} \cdot \sin\left(\frac{\pi l}{\beta\lambda_0}\right) \quad (2.1)$$

where  $e$  is the electron charge,  $\mu_0$  the magnetic susceptibility,  $m_0\gamma$  the relativistic electron mass,  $\lambda_0$  the vacuum wavelength of the rf,  $H_{max}$  the maximum magnetic field on the cavity axis and  $l$  the cavity length. The cavity length is optimized for a maximum deflection angle of the 100 keV electron beam at a given input power  $P$ . The phase resolution is

$$\delta\phi^{rms} = \frac{\sqrt{\sigma_x^2 + \frac{w^2}{12}}}{L} \cdot \frac{180^\circ}{\pi \cdot \tan \alpha} \quad (2.2)$$

with slit width  $w$ , beam spot size  $\sigma_x$  and distance  $L$  between cavity and slit. With  $P = 41$  W,  $w = 20$   $\mu\text{m}$ ,  $\sigma_x = 0.25$  mm and  $L = 1$  m we get  $\delta\phi^{rms} = 1^\circ$ . This corresponds to a rms time resolution of 1.1 ps at 2.45 GHz.

### 2.5. Electron Spectrometer

The electrostatic electron spectrometer consists of two toroidal condenser plates [21], set to  $\pm 9.26$  kV. The ratio of the two toroidal radii of curvature of 0.85 is chosen to form a stigmatic image of the incident beam spot. The energy scale is calibrated by measuring the position of the image of the entrance slit for different acceleration voltages. With an entrance slit of 20  $\mu\text{m}$  width the dispersion is determined to 6.95  $\mu\text{m}/\text{eV}$  and the energy resolution is better than 15 eV at 100 keV. To transform an incident longitudinal beam polarization into a transverse polarization, that can easily be analyzed by Mott scattering, the deflection angle is chosen to be  $107.7^\circ$ . According to the BMT-Formula [22] the electron spin precession angle is  $17.7^\circ$ .

### 2.6. Mott analyzer

In the image plane of the spectrometer the scattering targets for the Mott analyzer are mounted on a precisely movable target holder. They consist of 10 to 50 nm thick gold layers on Pioloform [23] carriers. These targets of different thickness have been used to obtain their effective Sherman function by a foil thickness extrapolation [24]. Two silicon surface barrier detectors at  $120^\circ$  scattering angle define the scattering plane perpendicular to the deflection plane of the spectrometer. Their counting rate asymmetry

$$A^\pm = \frac{N_L^\pm - N_R^\pm}{N_L^\pm + N_R^\pm} \quad (2.3)$$

is proportional to the beam polarization. The beam polari-

zation is reversed once per second by switching the circular polarization of the laser light. This results in four detector counting rates  $N_L^-, N_R^-, N_L^+,$  and  $N_R^+$ . The asymmetry

$$A = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}} \quad \text{with} \quad Q = \frac{N_L^+ \cdot N_R^-}{N_R^+ \cdot N_L^-} \quad (2.4)$$

is then to first order independent of detector asymmetries and beam intensity fluctuations. The measured asymmetries are corrected for false asymmetries from the Pioloform carrier and for inelastic background according to Fletcher et al. [24].

Residual systematic errors like differences of the beam polarization for + and – are taken into account. The total systematic error is estimated to be  $\pm 4.6\%$ . In addition to the gold foils, a phosphorescent screen and a tungsten wire are mounted on the target holder. With the tungsten wire the energy spread of the electron beam can be determined by scanning the beam spot size in the dispersive plane of the spectrometer. The subsequent Faradaycup is used to measure the transmitted beam current.

### 3. Results

Fig. 5 shows measurements with the apparatus in phase mode (a) and in spectrometer mode (b). In phase mode the deflector resonator (phase analyzer) is switched on to measure the phase-dependent properties of the electron bunch. In spectrometer mode non-phase-dependent properties of the electron beam are measured and the deflector resonator is off. All data were taken at a laser wavelength of  $836 \pm 1$  nm.

Fig. 5 (a) shows as an example an electron bunch generated with an accelerating voltage of 100 kV at a quantum efficiency of  $5 \times 10^{-4}$ . The transmitted current, measured with the Faradaycup, is plotted vs. the phase (time) of the phase analyzer. The shown bunch is charged with 0.65 fC.

The widths of the electron bunches (FWHM) for different bunch charges are shown in Fig. 6 (a). We observe a strong dependence of the bunch length on the bunch charge. This is considered to be an external space charge effect. It takes place during the transport of the bunch from the photocathode to the deflector cavity [25,26]. Fig. 5 (b) shows the integral energy spread of the beam measured in spectrometer mode. The current on the Mott detector tungsten wire is plotted vs. wire position. On the top axis of the plot the calibrated energy scale is applied. Each of the curves corresponds to a different bunch charge. The base widths of the curves are plotted in Fig. 6 (b). The monotonous increase of the energy spread with the bunch charge indicates that the major amount of the space charge potential is transformed into kinetic energy. In a simple electrostatic model the offset in kinetic energy of the outermost particles of the bunch relative to the center particle is proportional to their initial space charge potential, which itself is proportional to the total number of electrons in the bunch. The average polarization of the electron beam vs. the bunch charge is plotted in Fig. 6 (c). No dependence on the bunch charge was seen up to 8 fC. The highest charge investigated would correspond to a mean beam current of  $20 \mu\text{A}$  if a pulse repetition rate of 2.45 GHz (MAMIrf) could be achieved. The rightmost two points have an

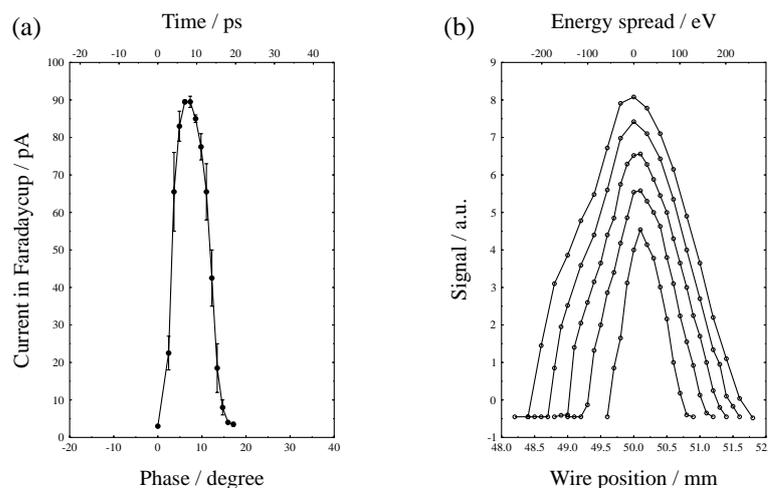


Fig. 5. (a) An electron bunch generated with an accelerating voltage of 100 kV at a quantum efficiency of  $5 \times 10^{-4}$ . To guide the eye, the points are connected with straight lines. (b) The energy distribution of the pulsed electron beam, measured in spectrometer mode (see text). Each of the curves corresponds to a different beam current.

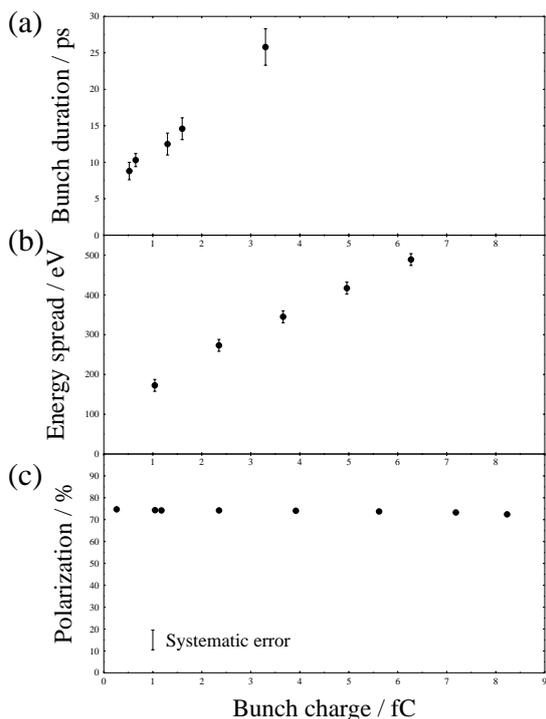


Fig. 6. Polarization, bunch duration and energy spread of the bunches vs. the bunch charge. These three measurements were not taken at the same time. The strong dependence of the bunch duration on the bunch charge is considered to be an external space charge effect.

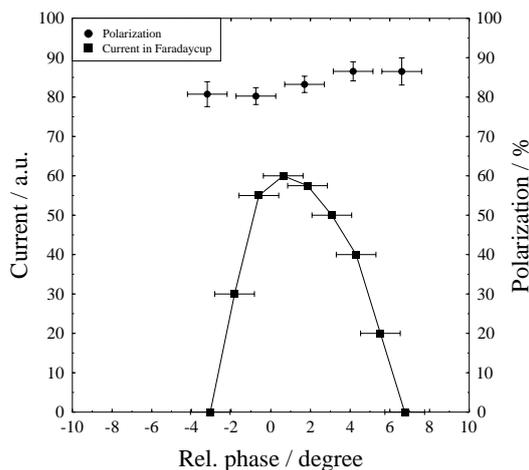


Fig. 7. Phase resolved measurement of the polarization of the electron bunches. The spin polarization (upper points) and the transmitted current (curve on the bottom of the plot) are shown as a function of the deflector cavity phase.

enlarged systematic error due to detector rate effects, starting at 3000 counts/s.

To investigate the phase resolved polarization, we examine the transmitted current from the phase analyzer (phase mode) with the Mott detector. Fig. 7 shows the spin polarization (upper points) and the transmitted current (curve on the bottom of the plot) as a function of the deflector cavity phase. Within the error bars no dependence of the polarization on the position in the bunch is observed.

#### 4. Conclusions

This work demonstrates the feasibility of picosecond photoemission of polarized electrons from a strained layer GaAsP photocathode. The emitted bunches are short enough for an injection into the electron accelerator MAMI, even though there is a strong dependence of the bunchlength and the energy spread on the bunch charge due to an external space charge effect. No dependence of the average beam polarization on the bunch charge was seen up to 8 fC. This bunch charge corresponds to a mean beam current of 20  $\mu$ A at a pulse repetition rate of 2.45 GHz (MAMI-rf). With the possibility of measuring the phase resolved polarization a powerful tool for investigations in photocathode technology has been set up. A first measurement of the phaseresolved polarization of electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode is presented. Within the error bars no dependence of the polarization on the bunch phase was observed. This result is not expected for bulk GaAs photocathodes. The work will be continued by studying the space charge spreading of bunches as a function of primary light pulse duration. Bulk cathodes and samples with different layer thicknesses will be investigated.

#### Acknowledgments

This project is supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 201).

#### References

- [1] M. Meyerhoff et al., *Phys. Lett. B* 327 (1994) 201.
- [2] D. v. Harrach. MAMI-Proposal A4/1-93, 1993.
- [3] J. M. Finn and P. Souder. CEBAF Experiment E-91-010, 1991.
- [4] S. Ecklund. In *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, 1993*; SLAC-report 432.
- [5] D. T. Pierce et al. *Appl. Phys. Letters*, 26:670, 1975.
- [6] T. Nakanishi et al. *Phys. Lett. A*, 158:345, 1991.

- [ 7 ] T. Maruyama et al. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2376, 1991.
- [ 8 ] E. Reichert. In *Proceedings of the International Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets*, Cologne, Germany, 1995.  
See also: K. Aulenbacher, Dissertation, Johannes Gutenberg - Universität, Mainz, 1994.
- [ 9 ] R. L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [ 10 ] W. E. Spicer and A. Herrera-Gómez. *Modern Theory and Applications of Photocathodes*. SLAC-Pub 6306, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [ 11 ] B. Yang et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25:1834, 1992.
- [ 12 ] C. C. Phillips et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17:1713, 1984.
- [ 13 ] A. V. Aleksandrov et al. *Phys. Rev. E*, 51:1449, 1995.
- [ 14 ] H. G. Andresen et al. In *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, 1993; SLAC-report 432*.
- [ 15 ] Yu. Mamaev et al. In *Proc. of Int. Workshop on Polarized beams and Polarized Gas Targets, June 5 - 9, 1995*, Cologne, Germany, 1995.
- [ 16 ] COHERENT Mira 900 D with Synchrolock-unit.
- [ 17 ] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [ 18 ] K.-H. Steffens. Dissertation, Johannes Gutenberg - Universität, Mainz, 1993.
- [ 19 ] H. Nilles et al. In *Proc. of the European Particle Accelerator Conference*, page 1149, Rome, 1988.  
See also: H. Euteneuer and H. Schöler, Das Diagnose-Deflektorcavity, MAMI internal report 6/88.
- [ 20 ] J. Haimson. In *Proc. 1966 Lin. Acc. Conf.*, page 303, 1966.
- [ 21 ] H. Wollnik. In A. Septier, editor, *Focusing of charged particles, Vol. II*, New York, 1967.
- [ 22 ] V. Bargman et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2:435, 1959.
- [ 23 ] Pioloform F, Wacker-Chemie, Munich. [ 24 ] G. D. Fletcher et al. *Phys. Rev. A*, 34:911, 1986.
- [ 25 ] R. Clauberg et al. *J. Appl. Phys.*, 65:4095, 1989.
- [ 26 ] P. V. Logatchev et al. In *EPAC 94, Vol. 2*, page 1480, London, 1994. World Scientific.

# Danksagung

Ich möchte diese Gelegenheit nutzen, um meinem Doktorvater, Herrn Prof. von Harrach zu danken, der es versteht, andere Menschen an seiner Kreativität und an seiner Begeisterung für die Physik teilhaben zu lassen und der immer noch eine neue Idee in petto hat, wenn man bereits glaubt, alle Register gezogen zu haben.

Weiterhin gebührt mein Dank Herrn Prof. Reichert für sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit und für die Vermittlung seines großen Wissens und seines reichen Erfahrungsschatzes auf dem Gebiet der polarisierten Elektronen, von dem ich in den vergangenen Jahren oft profitieren konnte.

Mein besonderer Dank gilt außerdem meinem langjährigem Zimmerkollegen Jürgen Hoffmann und „meinen“ Diplomanden Simon Köbis und Jörg Bermuth, für die von Teamgeist und Enthusiasmus geprägte Zusammenarbeit.

Frau Priv.-Doz. Eva Kabuß und Herrn Dr. Frank Maas gebührt mein Dank, weil sie sich oft und immer bereitwillig die Zeit nahmen, auf besondere Fragen und Hilfesuche ausführlich einzugehen.

Allen anderen ehemaligen und gegenwärtigen Mitgliedern der Arbeitsgruppen „von Harrach“ und „Reichert“, insbesondere Dr. I. Altarev, Dr. J.-E. Ducret, K. Grimm, Th. Hammel, Th. Hattemer, Dr. E. Heinen-Konschak, H. Hofmann, A. Lopes-Ginja, J. Pretz, Dr. K. Aulenbacher, Dr. P. Drescher, Dr. H. Fischer, Dr. H. J. Kreidel, Dr. Ch. Nachtigall, Dr. S. Plützer, M. Schemies, J. Schuler, Dr. K.-H. Steffens, M. Steigerwald und H. Trautner möchte ich für das ausgesprochen freundliche Gruppenklima, ihre Hilfsbereitschaft und für ihre ständige Diskussionsbereitschaft danken.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. H. Euteneuer, Herrn Dr. Stephan, Herrn H. Mussel, Herrn J. Röthgen, Herrn Rienauer und Herrn Fiedler bedanken, die mir beim Entwurf und beim Aufbau der Elektronik und der Hochfrequenzanlage mit Rat und Tat zur Seite standen.

Mein Dank gebührt ganz besonders auch den technischen Werkstätten des Hauses unter Herrn Luzius, Herrn Böhm und Herrn Streit, Herrn Keim und Herrn Schweikhard, die Arbeit von allerhöchster Qualität leisteten und dadurch wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen. Besondere Erwähnung verdienen Herr E. Krämer, Herr Schön und Herr Scheidemantel für ihr besonderes Interesse an dem Fortgang der Arbeit und für ihr außergewöhnliches Engagement bei der Herstellung komplizierter Spezialteile des Experimentaufbaus.

Herr Dr. Nirschl von Siemens stellte die Bulk-Photokathoden kostenlos zur Verfügung und Herr Dr. Cetterer vom IMM in Mainz gestattete uns die Benutzung der von ihm betreuten Aufdampfanlage zur Herstellung der Goldfolien.

Meine Tante Susi schaffte es, meine Arbeit unter großem Zeitdruck zu lesen und dabei noch (hoffentlich) alle Rechtschreib- und Grammatikfehler auszumerzen.

In dieser Aufzählung als letzten, aber sonst in jeder Beziehung als ersten möchte ich meiner Frau Corinne und meinen Eltern danken, ohne deren moralische Unterstützung, besonders in den schweren Phasen, ich nicht den Hauch einer Chance gehabt hätte, diese Arbeit zu Ende zu bringen.