Diplomarbeit

# Phasenstabilisierung einer radiofrequenzsynchronisierten gepulsten Elektronenquelle

Eric J. Riehn

Johannes Gutenberg-Universität Mainz Mai 2006

- 20 Gramm unseres Körpergewichts stammen von Elektronen -

# Inhaltsverzeichnis

1	Einle	eitung	5	
2	Theoretische Grundlagen			
	2.1	Polarisierte Elektronen und deren Erzeugung	7	
		2.1.1 Anregung ins Valenzband	8	
		2.1.2 Transport zur Oberfläche	10	
		2.1.3 Emission ins Vakuum	12	
	2.2	Elektronentransport durch die Strahlführung	15	
		2.2.1 Beschleunigung und Extraktionsgradient	17	
		2.2.2 Wedler, Quadrupole und Solenoide	18	
		2.2.3 Ablenkung und Fokussierung durch den $\alpha$ -Magneten	18	
		2.2.4 Hochfrequenzresonator	19	
		2.2.5 Analysierspalt und Toruskondensator	21	
3	Verl	besserung der Zeitauflösung	23	
	3.1	Messungen mit dem Synchro-Streak-Verfahren an der Testquelle	23	
	3.2	Die Pulslängenmessung	27	
		3.2.1 Das Problem kleiner Ströme	28	
		3.2.2 Der mechanische Phasenschieber	32	
	3.3	Die Polarisationsmessung	35	
		3.3.1 Die 2,45 GHz Phasendetektoreinheit	36	
		3.3.2 Schrittmotor und Ansteuerung	38	
	3.4	Schlussfolgerungen	42	
4	Unt	ersuchungen zur Strahlfleckgröße	45	
	4.1	Neue Fokussierung	46	
		4.1.1 Abbildungsfehler höherer Ordnung	51	
		4.1.2 Mathematische Beschreibung eines Solenoiden	54	
	4.2	Simulationen im CW-Betrieb	55	
		4.2.1 Mathematische Beschreibung der Strahlführung	55	
		4.2.2 Durchführung und Resultat der Simulation	56	
	4.3	Fazit	60	
5	Erge	ebnisse der neuen Messmethoden	62	
	5.1	Intensitätsmessungen bei sehr großen Phasen	62	
	5.2	Untersuchung möglicher Doppelreflexe des Lichttransportsystems	67	

#### Inhaltsverzeichnis

	5.3	Pulslängen bei unterschiedlichen Extraktionsfeldern	69		
6	Zusa	ammenfassung und Ausblick	74		
Α	Vors	stellung eines neuen Verfahrens zur Polarisationsmessung	76		
	A.1	Polarisationsmessung mittels Mott-Streuung	76		
	A.2	Aufbau der neuen Messapparatur	78		
	A.3	Funktion des neuen Konzepts	80		
Da	Danksagung				

In the beginning there was nothing, which exploded.

(Terry Pratchett)

## 1 Einleitung

Es gibt eine Theorie, die besagt, wenn jemals irgendwer genau herausfindet, wozu das Universum da ist und warum es da ist, dann verschwindet es auf der Stelle und wird durch etwas noch Bizarreres und Unbegreiflicheres ersetzt. — Es gibt eine andere Theorie, nach der das schon passiert ist.<sup>1</sup>

Um zu erfahren, welche dieser beiden Theorien unsere Welt momentan beschreibt, ist es unumgänglich, die Natur exakt zu beobachten und möglichst viel über sie in Erfahrung zu bringen. In der modernen Physik erzielt man auf diesem Gebiet große Erfolge mit Streuexperimenten an Teilchenbeschleunigern. Als besonders effizient hat sich dabei die Beschleunigung von Elektronen erwiesen, da diese als punktförmig und einigermaßen verstanden gelten.

Aus diesem Grund stellen sich viele Menschen mehr oder weniger teure Elektronenbeschleuniger aus China oder Japan in ihre Wohn- und Schlafzimmer. Dort sitzen sie dann Tag für Tag und nicht selten auch die ganze Nacht hindurch, in der Hoffnung, das Universum in seiner Gesamtheit zu verstehen und seinen Geheimnissen auf die Spur zu kommen. Physiker haben jedoch schnell gemerkt, dass ihnen trotz der überwältigenden Vielzahl an Programmen eine große Menge an Informationen mit dieser Messmethode verborgen bleibt. Denn obwohl in vielen Anwendungen die Spinausrichtung der beschleunigten Elektronen keine Rolle spielt, gibt es durchaus Prozesse, die erst mit polarisierten Projektilen sichtbar gemacht werden können.

Das Institut für Kernphysik hat mit dem Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) einen sehr viel größeren "Fernseher" gebaut, der sehr viel detailliertere Einblicke in die Welt erlaubt. Als Teilchenquellen stehen sowohl eine thermische Kanone (EKAN) für Experimente mit unpolarisiertem Strahl als auch eine polarisierte Quelle (PKA1) zur Verfügung, die spinpolarisierte Elektronen erzeugt. Durch zurzeit drei (ab Mitte 2006 vier) Beschleunigerstufen können diese Elektronen auf Endenergien von 855 MeV (1,5 GeV) beschleunigt und in vier Experimentierhallen geführt werden. Die spinpolarisierten Elektronen werden seit vielen Jahren erfolgreich durch optisches Pumpen aus Kathoden auf der Basis von Gallium-Arsenid-Halbleiterkristallen (GaAs) gewonnen. Die Theorie sagt im Fall der photoinduzierten Emission aus strained-GaAs-Photokathoden eine maximal mögliche Polarisationen von 100% voraus. In der Praxis kommt es aber zu Depolarisationsprozessen, die die bisher maximal erreichte Polarisation an MAMI auf ca. 85% beschränken.

 $<sup>^1\</sup>mathrm{Aus:}$  Douglas Adams, Das Restaurant am Ende des Universums

#### 1 Einleitung

Zur Erhöhung der Polarisation ist ein umfangreiches Verständnis des Emissionsprozesses der Elektronen aus dem Halbleiterkristall notwendig. Das Verhalten verschiedener Kathoden kann an MAMI an der sog. "Testquelle" der Kollaboration B2 untersucht werden. Die Testquelle ist eine der PKA1 baugleiche Elektronenkanone mit eigenem Strahlführungssystem, die spinpolarisierte Elektronen auf maximal 100 keV beschleunigen kann. An ihr wurden alle Experimente der vorliegenden Arbeit durchgeführt. In Kapitel 2 wird die Erzeugung der Elektronen beschrieben und die Wichtigkeit hoher Polarisation für viele Streuexperimente erläutert. Außerdem wird auf den Aufbau des Testquellen-Strahlführungssystems eingegangen.

Zurzeit geht man davon aus, dass es zwei Gründe gibt, die Depolarisationseffekte dominieren. Elektronen können ihre Spinausrichtung zum einen durch Wechselwirkungen in der Photokathode selber verlieren. Je mehr Zeit ein Elektron zum Erreichen der Oberfläche benötigt, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass sein Spin auf Grund von Stoßprozessen umklappt. Bei impulsförmiger Anregung entsteht daraus ein zeitabhängiger Polarisationsverlauf in den Elektronenpaketen (*Bunches*). Beim Austritt ins Vakuum kann es zum anderen durch die starke Verbiegung der Energiebänder und eine große Anzahl an Oberflächendefekten ebenfalls zu Effekten kommen, die die Polarisation verringern. Entgegen dem ersten Prozess führen diese zu einem energieabhängigen Polarisationsverlauf. Durch zeitaufgelöste Messungen, wie sie in Kapitel 2 und ebenfalls in Kapitel 3 beschrieben werden, ist es möglich, den Einfluss beider Effekte getrennt zu untersuchen.

An der Testquelle können zurzeit zwei Arten von zeitaufgelösten Messungen durchgeführt werden. Es können sowohl die Impulsantworten - diese führen zu einer Ausdehnung der Elektronenverteilung in Strahlausbreitungsrichtung (= "longitudinal") - untersucht als auch der Verlauf der Polarisation in Elektronenpulsen mittels Mott-Streuung an dünnen Goldfolien vermessen werden. Dazu ist eine hochsensible Messapparatur vorhanden, bei der störende Einflüsse aber noch nicht vollständig beherrscht und verstanden werden. In Kapitel 3 werden zwei Varfahren vorgestellt, mit denen zum einen eine erhebliche Verringerung der Messzeit, zum anderen eine Stabilisierung der Synchronisation einzelner Elemente im ps-Bereich erreicht werden konnte. Mit beiden Verfahren konnte damit der Einfluss von Störungen verringert werden.

Daneben wird die apparative Zeitauflösung durch unbefriedigende Fokussierung des Elekronenstrahls auf momentan ca. 1 ps begrenzt. Zusammen mit den in Kapitel 3 beschriebenen Effekten beträgt die gesamte apparative Zeitauflösung der Testquelle im Moment  $\tau_{app} = (2, 0 \pm 0, 4)$  ps [4]. In Kapitel 4 werden Simulationen durchgeführt, aus denen der minimal mögliche Strahldurchmesser am Detektor abgeleitet werden kann.

In Kapitel 5 sind die Ergebnisse von Puls- und Polarisationsmessungen für verschiedene Kathoden zu sehen, die mit den neuen Verfahren und der veränderten Fokussierung aufgenommen wurden.

Abschließend wird in Anhang A ein neues Verfahren zur Polarisationsmessung beschrieben, das einen fast vollständig computergesteuerten Ablauf ermöglichen und Mott-Messungen bei gleicher Messzeit wesentlich genauer machen wird, als das mit dem bisherigen Aufbau möglich war.

Eine gute Theorie ist das Praktischste, was es gibt.

(Gustav Robert Kirchhoff)

## 2 Theoretische Grundlagen

Die Verwendung von spinpolarisierten Elektronen spielt mittlerweile in fast allen Experimenten an MAMI eine entscheidende Rolle. In diesem Kapitel wird ihre Gewinnung aus Beryllium-dotierten, Gallium-Arsenid-basierten Halbleiter-Hetero-Strukturen (kurz GaAs) mittels Photoeffekt und ihr Transport bis zum Detektor beschrieben.

### 2.1 Polarisierte Elektronen und deren Erzeugung

Der Spin ist eine quantenmechanische Eigenschaft von Elementarteilchen. Von Uhlenbeck und Goudsmit postuliert und von Dirac als Erstem mathematisch erfolgreich beschrieben, hat er zwar in der klassischen Physik kein Analogon, kann aber als Eigendrehimpuls des betrachteten Teilchens verstanden werden. Als Fermionen besitzen Elektronen einen halbzahligen Spin, der die beiden Eigenwerte  $\pm \frac{\hbar}{2}$  annehmen kann. Ohne die Einwirkung äußerer Felder oder Kräfte sind die beiden Spinausrichtungen gleichverteilt. Polarisation bedeutet, in einem Teilchenensemble ein Ungleichgewicht zwischen den beiden möglichen Spinkomponenten  $\uparrow$  und  $\downarrow$  einzustellen. Die bei der Untersuchung spinabhängiger Prozesse interessanten Messgrößen sind meistens Zählraten, die von der Spinorientierung abhängen. Aus ihnen kann eine Asymmetrie A bestimmt werden, die direkt proportional ist zur Elektronenpolarisation P und der Shermanfunktion  $S_{\Theta}$ . Es gilt die Beziehung:

$$A = \frac{N_{+} - N_{-}}{N_{+} + N_{-}} = S_{\Theta}P \tag{2.1}$$

 $N_+$  ist dabei die Anzahl der Elektronen mit *spin-up* ( $\uparrow$ ),  $N_-$  gibt die Anzahl der Elektronen mit *spin-down* ( $\downarrow$ ) an. Betrachtet man nun den ralativen Fehler von A und setzt  $N_+ + N_- = N$ , erhält man laut [17] durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung den folgenden Ausdruck:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{S_{\Theta}} \cdot \sqrt{\frac{1}{IP^2} - \frac{S_{\Theta}^2}{I}} \propto \frac{1}{\sqrt{IP^2}}$$
(2.2)

Es wurde die Gesamtzahl der vorhandenen Teilchen (N) durch den Gesamtstrom (I)ersetzt, da  $N \propto I$  gilt. Der zweite Summand unter der Wurzel in Gleichung 2.2 ist im allgemeinen kleiner als der erste, weshalb sich der Fehler einer Messung vornehmlich in dem Maße verringert, wie  $IP^2$  zunimmt. Eine Erhöhung des Stroms geht meistens mit einer Erwärmung des Targets und einem überschreiten der zulässigen Zählrate in den

#### 2 Theoretische Grundlagen

Detektoren einher, weshalb für viele Experimente ein maximaler Stromwert nicht überschritten werden darf. Damit hängt die Messzeit ganz empfindlich von der Polarisation des Elektronenstrahls ab.

Neben der Analysierstärke entscheiden aber auch noch Aspekte wie Strahlqualität, Betriebskosten und Handhabbarkeit, ob eine Erzeugungsart zur Gewinnung polarisierter Elektronen geeignet ist. Aus der Vielzahl spinabhängiger Phänomene, die sich zur Erzeugung solcher Elektronenstrahlen eignen, hat sich die Photoemission aus Gallium-Arsenid-Photokathoden als besonders effizient erwiesen und wird an MAMI und der Testquelle seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzt.

Spicer beschreibt die Gewinnung von Elektronen aus Photokathoden in einem Modell, das eine Einteilung in drei Abschitte zulässt [34]. Diese sind:

1. Anregung:

Elektronen werden durch Einstrahlung von Laserlicht geeigneter Wellenlänge in das Valenzband angehoben

2. Transport:

Diffusion der spinpolarisierten Elektronen zur Oberfläche des Kristalls

3. Emission:

Durchquerung der Bandbiegungszone und anschließende Emission ins Vakuum

Auf die genauen Mechanismen in jeder der drei Stufen wird in den folgenden Unterkapiteln eingegangen.

#### 2.1.1 Anregung ins Valenzband

GaAs kristallisiert in Form zweier gegeneinander verschobener, kubisch-flächenzentrierter Gitter, der sog. Zinkblendenstruktur. In der Festkörperphysik ist es üblich im reziproken Raum zu arbeiten, der nicht wie gewohnt von Ortsvektoren, sondern von Impulsvektoren aufgespannt wird. Der Kristall hat hier eine kubisch-raumzentrierte Struktur. Den Ursprung des Koordinatensystems im Impulsraum definiert man als  $\Gamma$ -Punkt. Für spätere Betrachtungen ist eine Darstellung im reduzierten Banddiagramm nützlich, in dem jeder energetisch passende vertikale Übergang automatisch den Kristallimpulserhaltungssatz erfüllt. Abbildung 2.1 zeigt reduziertes Banddiagramm und zugehöriges Termschema von strained Gallium-Arsenid in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punkts.

Im Falle von s-GaAs haben Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum hier ihren minimalen Abstand (=  $E_{GAP}$ ) wobei gilt:

$$E_{GAP} \approx 1,42eV \tag{2.3}$$

Die Energielücke ist somit deutlich größer als die thermische Energie der Elektronen. Durch Absorption von Photonen, deren Energie größer ist als die Bandlücke, ist es generell möglich, Elektronen ins Leitungsband anzuheben. Unter Berücksichtigung der Auswahlregeln für elektromagnetische Dipol-Übergänge können bei  $\sigma^{\pm}$ -Anregung nur solche



Abbildung 2.1: Bandstruktur und Termschema von s-GaAs am  $\Gamma$ -Punkt

Anregungen stattfinden, bei denen sich die magnetische Quantenzahl m um  $\Delta m_j = \pm 1$ ändert; die drei möglichen Übergänge für  $\Delta m_j = +1$  entsprechen den eingezeichneten Pfeilen. Mit einem unpolarisierten Photonenensemble werden die beiden  $S_{1/2}$ -Niveaus im Valenzband gleichermaßen bevölkert und man erhält einen unpolarisierten Strahl. Wählt man zirkularpolarisiertes Licht für die Anregung, unterdrückt man drei der sechs möglichen Übergänge, da für

$$\sigma^+$$
-Licht:  $\Delta m_i = +1$  und  $\sigma^-$ -Licht:  $\Delta m_i = -1$  (2.4)

gelten muss. Neben den Pfeilen sind in Kreisen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben, die man aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten der zugehörigen Zustände erhält. Gäbe es die in Abbildung 2.1 dargestellte Aufspaltung des Leitungsbandes nicht, sieht man auch hier, dass die Zahl der nach  $+\frac{1}{2}$  gleich der nach  $-\frac{1}{2}$  angeregten Elektronen ist. Die mögliche Polarisation des Ensembles beträgt also auch in diesem Fall 0%.

Einen Ausweg bietet die Tatsache, dass das Valenzband in einem Halbleiterkristall aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein vierfach entartetes  $P_{3/2}$ - und ein zweifach entartetes  $P_{1/2}$ -Niveau (*Split-Off-Band*) aufspaltet, deren Abstand

$$\Delta E = 0,34eV \tag{2.5}$$

beträgt. Indem man nun Photonen mit einer Wellenlänge einstrahlt, die Übergänge von  $P_{3/2}$  ins Valenzband ermöglicht, für Übergänge von  $P_{1/2}$  jedoch nicht ausreicht, also mit

$$E_{Gap} < E_{\gamma} < E_{Gap} + \Delta E \quad , \tag{2.6}$$

#### 2 Theoretische Grundlagen

erreicht man theoretisch eine Polarisation von 50%.

Vollständige Polarisation der Elektronen kann nur vorliegen, wenn es zusätzlich gelingt, das  $P_{3/2}$ -Niveau in das sog. Light-Hole-Band  $(m = \pm \frac{1}{2})$  und das ca. 50 mV darüber liegende Heavy-Hole-Band  $(m = \pm \frac{3}{2})$  zu trennen, was in der Praxis durch eine Deformation der Kristallstruktur geschieht. Je nach Herstellungsverfahren erhält man sog. Strained-Layer-Kristalle oder (Un-)Strained-Superlattice-Kristalle. Strained-Layer entstehen durch Aufbringen der aktiven GaAs-Zone auf ein Substrat mit etwas kleinerer Gitterkonstante (z.B.  $GaAs_{0.95}P_{0.05}$  auf  $GaAs_{0.7}P_{0.3}$ ). In Abbildung 2.2 sieht man das Substrat (rot) und die aktive Zone (blau). Das blaue Gitter orientiert die Abmessungen seiner Grundfäche an denen des roten Gitters, versucht aber gleichzeitig, sein Volumen konstant zu halten. Dadurch wird die dritte Dimension gestreckt und es kommt zu einer unaxialen Deformation der Kristallstruktur. Ein Effekt analog dem Starkeffekt führt dann zu einer Aufspaltung der Energieniveaus im oben genannten Bereich.



Abbildung 2.2: Herstellung eines Strained-Layer-Kristalls durch unaxiale Deformation

Bei *Strained-Superlattices* kommt es durch Schichtung zweier verschiedener Kristalle mit verschiedenen Gitterkonstanten und unterschiedlichen Bandlücken zur Ausbildung von Minibändern im Leitungs- bzw. Valenzband. Die effektive Größe der Bandlücke wird dadurch verringert. Bei *Unstrained-Superlattices* haben beide Kristalle ebenfalls verschiedene Bandlücken, jedoch die gleiche Gitterkonstante. Die entstehenden Strukturen sind in Abbildung 2.3 zu sehen.

Mit beiden Kristalltypen kann zumindest theoretisch eine Polarisation von 100% erreicht werden. In der Praxis begrenzen Depolarisationseffekte während des Transports zur Oberfläche und beim Austritt ins Vakuum diesen Wert jedoch auf ungefähr 85%.

#### 2.1.2 Transport zur Oberfläche

Da die Energie der Photonen immer etwas größer als die Bandlücke sein wird, entstehen die Elektronen auch immer oberhalb des Leitungsbandminimums. In einem ersten Schritt thermalisieren sie, wobei die größten Energieverluste durch Phononenemission

#### 2.1 Polarisierte Elektronen und deren Erzeugung



Abbildung 2.3: Diagramm der Schichten eines Superlattice-Kristalls (links) und dessen Energiebänder (rechts)

entstehen. Besonders bei stark dotierten Materialien kommt es daneben vermehrt zu Elektron-Loch- und Elektron-Ion-Wechselwirkungen, durch die das Elektron seine Energie ebenfalls in Form von Phononen an das Gitter abgibt. Neben der Emission sind auch Wechselwirkungen durch Photonenabsorption möglich. Es kommt zu einer Boltzmannverteilten Besetzung der Leitungsbandzustände mit einem Maximum knapp oberhalb der Bandkante. Die typischen Zeiten für diesen Prozess der Thermalisation liegen im Bereich von  $\tau_{therm} \leq 2ps$ , verbunden mit einer mittleren Weglänge von ungefähr 100 nm. Danach ändert sich die Energieverteilung der Elektronen praktisch nicht mehr [37].

Durch die starke Dotierung des Kristalls gibt es zudem eine Vielzahl von Lochzuständen, mit denen die Elektronen aus dem Leitungsband rekombinieren können. Auch die Möglichkeit, dass es zu einer strahlungslosen Rekombination kommt, besteht. Über zusätzliche Energieniveaus durch Gitterdefekte können Elektronen ohne Abgabe von Photonen vom Leitungsband ins Valenzband wechseln. Rekombination kann ein Problem darstellen, da sie den Photostrom bei gleicher eingestrahlter Laserleistung verringert. Die Laserleistung auf dem Kristall ist aber begrenzt, da höhere Leistung mit höherer Wärmedeposition verbunden ist, die wiederum zu einer Zerstörung der Kristallstruktur und damit der gesamten Kathode führen kann. Eine Aussage über den Wirkungsgrad einer Photokathode erhält man durch Berechnung der sog. Quantenausbeute (*quantum efficiency* oder kurz QE), die über das Verhältnis aus Photoelektronen-Ausbeute ( $N_{el}$ )

#### 2 Theoretische Grundlagen

zu eingestrahlter Photonenmenge  $(N_{h\nu})$  definiert ist.

$$QE = \frac{N_{el}}{N_{h\nu}} = \frac{hcI_{photo}}{e\lambda P_{licht}}$$
(2.7)

In Gleichung 2.7 sind  $I_{photo}$  der Photostrom und  $P_{licht}$  die Laserleistung, sowie c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und e die Elementarladung. Die Wellenlänge des eingestrahlten Laserlichts sei  $\lambda$ .

Die Rekombinationszeit  $\tau_{rec}$  liegt typischerweise in der Gegend von einigen Nanosekunden und muss für eine hohe QE groß gegen die Zeit sein, die die Elektronen zum Erreichen der Kristalloberfläche benötigen. Erfolgreiche Vorhersagen über die mittlere Emissionszeit der Elektronen liefert das *Diffusionsmodell*[18], dessen einziger freier Parameter die Diffusionskonstante D ist. Das Modell kann zwar die Auswirkungen von Streuprozessen auf die einzelnen Elektronen nicht berücksichtigen, liefert aber dennoch sinnvolle Ergebnisse. Die Diffusionslänge  $(l_{diff})$  beschreibt die Entfernung, die ein Elektron im Mittel bis zu seiner Rekombination zurücklegt und errechnet sich nach dem Diffusionsmodell zu:

$$l_{diff} = \sqrt{D \cdot \tau_{rec}} \tag{2.8}$$

Setzt man typische Werte von  $D = 50 \frac{cm^2}{s}$  und  $\tau_{rec} = 1$  ns in Gleichung 2.8 ein, erhält man eine Diffusionslänge von 2,24  $\mu$ m. Da die Anregung im Mittel nur wenige hundert Nanometer unter der Oberfläche stattfindet, wird der Großteil der Elektronen das Kristallinnere mit Sicherheit verlassen, womit der Prozess der Rekombination für diese Arbeit vernachlässigbar wird.

Störend für die Erzeugung hochpolarisierter Elektronenstrahlen ist vielmehr die Tatsache, dass es neben den vielen Wechselwirkungsprozessen die die Spinausrichtung der angeregten Elektronen unverändert lassen auch Effekte gibt, die die Spinpolarisation erniedrigen. Bei Raumtemperatur ist die Spinaustauschstreuung an den unpolarisierten Löchern im hochdotierten Material der dominierende Spinrelaxationsmechanismus [3]. Spinrelaxationszeiten ( $\tau_{spin}$ ) von typischerweise 50 ps [3] dürfen bei Pulslängen in der Größenordnung weniger ps nicht mehr vernachlässigt werden und führen zu der in Kapitel 1 erwähnten rein zeitabhängigen Abnahme der Polarisation.

#### 2.1.3 Emission ins Vakuum

Um den Halbleiter verlassen zu können, muss die Energie der Elektronen im Inneren des Kristalls größer sein als im Vakuum. Bei Gallium-Arsenid ist die Energiedifferenz zwischen Leitungsbandminimum  $(E_{lb})$  und Vakuum  $(E_{vak})$  mit ca. 5,2 eV zu groß für eine spontane Emission. Man nennt

$$\chi = E_{vak} - E_{lb} \tag{2.9}$$

die Elektronenaffinität. Unter der Fermi-Energie  $(E_F)$  versteht man den Energiewert, bei dem die Hälfte aller Zustände besetzt ist. Da sich alle Elektronen im Valenzband und keine im Leitungsband befinden, liegt  $E_F$  in der Mitte zwischen Valenzbandoberkante und Leitungsband unterkante. Zusätzlich definiert man noch die sog<br/>. Arbeitsfunktion  $\Phi,$  die über

$$\Phi = E_{vak} - E_F \tag{2.10}$$

gegeben ist. Abbildung 2.4 (a) zeigt den Zustand, wie er ohne äußeres Eingreifen im Kristall vorliegen würde.



(a) Energieverhältnisse in einem (b) p-dotierter Zustand mit (c) NEA nach Bedampfung mit idealen Halbleiter Bandverbiegung Cäsium

#### Abbildung 2.4: Vorgehensweise zur Herstellung einer Photokathode mit negativer Elektronenaffinität (NEA)

In einem ersten Schritt wird mit Fremdatomen dotiert. Um  $\chi$  zu verkleinern, muss man einen p-dotierten Kristall herstellen, da nur in diesem Fall später eine Bandbiegung in die richtige Richtung stattfindet. Die hier vermessenen Photokathoden sind mit Beryllium (Be) dotierte, von GaAs abgeleitete Kristalle. Als Element der zweiten Hauptgruppe hat Be ein Valenzelektron weniger als Gallium. Es kommt zur Ausbildung eines Akzeptorniveau 28 meV über der ursprünglichen Valenzbandoberkante, in das Elektronen aufgrund thermischer Anregung leicht angehoben werden können. Dadurch entstehen Elektronenlöcher im Valenzband und die Fermi-Energie im Inneren des Kristalls wird, wie in Abbildung 2.4 (b) zu sehen, in dessen Richtung verschoben.

Das allein verringert  $\chi$  allerdings noch nicht, da sich ja nur die Lage der Fermi-Energie relativ zum Vakuum, also der Wert von  $\Phi$  ändert. Der entscheidende Punkt ist, dass es immer eine Grenzfläche zwischen Kristall und Vakuum geben wird. Diese besteht in der Regel aus einer Halbleiter-Halbleiteroxid-Schicht und umfasst alle Atomschichten, deren Bindungsverhältnisse oder Bindungssymmetrien anders sind als im Volumen selbst. Bindungen mit anderen Atomen, Bindungen mit anderen Bindungsenergien, nicht abgesättigte Bindungen, etc. führen in dieser Schicht zu zusätzlichen Zuständen, den

#### 2 Theoretische Grundlagen

Oberflächenzuständen innerhalb der Energielücke. Elektronen werden diese Zustände bei Raumtemperatur teilweise bevölkern und somit die Fermi-Energie fixieren (pinnen). ein Phänomen, das unabhängig von jeglicher Dotierung ist und unter dem Namen Fermi-Level-Pinning bekannt ist. Bringt man nun den Kristall (in einem Gedankenexperiment) mit seiner eigenen Oberfläche zusammen, fließen die Elektronen aus den Oberflächenzuständen in den Kristall, da dort energetisch günstigere Niveaus vorhanden sind und neutralisieren die Löcher, die durch die Dotierung entstanden sind. Zurück bleiben "ortsfeste Löcher"<sup>1</sup>, also positive Ladungen auf der Oberfläche, zusätzlich entsteht ein Elektronenüberschuss im Kristallinneren. Dadurch baut sich ein elektrisches Feld auf. Früher oder später werden für Elektronen aus der Grenzfläche keine energetisch tieferliegenden Niveaus mehr frei sein, und es stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein. Untrennbar mit dem entstandenen Feld ist ein Potential verknüpft, das zu einer Verbiegung der Energiebänder führt, denn eine Erhöhung der Elektronenkonzentration erfordert eine Erniedrigung von  $E_{lb} - E_{fermi}$  und, da der Abstand zwischen beiden Bandkanten gleich bleibt, eine Erhöhung von  $E_{fermi} - E_{vb}$ . Da das Leitungsband an der Oberfläche jetzt nach unten gebogen ist, wird  $\chi$  kleiner. Diese Situation ist in Abbildung 2.4 (b) dargestellt. Dabei ist  $V_{BB}$  der Potentialunterschied durch Bandbiegung (maximal 1 eV) und die Debye-Länge  $d_{BB}$  die Tiefe, bis zu der Bandbiegung stattfindet. Die Eindringtiefe in den Kristall erhält man aus der Lösung er Poisson-Gleichung zu:

$$d_{BB} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon V_{BB}}{2\pi q^2 n}} \tag{2.11}$$

Es sind  $\epsilon_0$  und  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstanten des Vakuums und von GaAs,  $V_{BB}$  die Energiebreite der Bandbiegungszone, q die Elementarladung und n die Oberflächendichte der Elektronen. Für GaAs mit einer Dotierung von  $4 \cdot 10^{-18} cm^{-3} < n < 10 \cdot 10^{-18} cm^{-3}$  erhält man eine Debye-Länge von  $d_{BB} \approx 10 nm$ .

Nach der Absenkung bleibt  $\chi$  jedoch immer noch positiv und lässt die für Elektronen unüberwindliche Potentialbarriere bestehen. Durch Aufdampfen einer CsO-Decklage bildet sich eine elektrische Dipolschicht aus. Als Alkalimetall kann Cäsium leicht ein Elektron an den Kristall abgeben, wodurch es zur Ausbildung einer weiteren Dipolschicht auf der Oberfläche kommt (Blau in Abbildung 2.4 (c). Dieser Vorgang des Bedampfens heißt Aktivierung und muss in regelmäßigen Abständen durchgeführt werden. Zwischen Halbleiter und Vakuum ist zwar jetzt ein dünner Potentialwall entstanden, dieser kann aber von den eintreffenden Elektronen leicht durchtunnelt werden. In Abbildung 2.4 (c) sieht man, dass der Abstand zwischen Leitungsband und Vakuumniveau an der Grenzfläche immer noch positiv ist, wichtig ist aber der Effektivwert, also die Potentialdifferenz zwischen Leitungsbandminimum im Inneren des Kristalls und Vakuumniveau, der hier als NEA = (Negative Elektronenaffinität) bezeichnet ist.

Obwohl alle Elektronen gleichermaßen an der Leitungsbandunterkante thermalisiert sind, kann man nicht erwarten, dass nach dem Austritt ins Vakuum ebenfalls ein ther-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Löcher sind normalerweise nicht ortsfest sondern delokalisiert. In vorliegenden Fall können sich die Löcher zwar in der Oberfläche frei bewegen, haben aber keine Möglichkeit ins Kristallinnere zu gelangen.

malisierter Strahl vorliegt. Durch die Vielzahl an Besetzungsmöglichkeiten in der Bandbiegungszone tritt bei den emittierten Elektronen ein Energieunterschied von mehreren hundert meV auf. Abbildung 2.5 zeigt die Energieverteilung, die mit einer von Orlov *et al.* am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg entwickelten Methode zum ersten Mal direkt sichtbar gemacht werden konnte.



Abbildung 2.5: Zweidimensionale Darstellung der Photoelektronen-Energieverteilung in GaAs(Cs,O); entnommen aus [26]

Man sieht "longitudinale Energie" (Impuls senkrecht zur Halbleiteroberfläche) und "transversale" Energie (Impuls parallel zur Oberfläche), aufgetragen gegen die Zählrate. Weiterhin wurde die Energie von Leitungsbandminimum  $(E_{lbm})$  und Vakuumniveau  $(E_{vak})$  markiert, wobei Elektronen mit einer Energie kleiner als  $E_{vak}$  nicht mehr emittiert werden können. Sowohl in longitudinaler Richtung als auch in transversaler erkennt man einen exponentiellen Abfall bei Energien größer als  $E_{lbm}$ . Die breite transversale Energieverteilung für Energien im Bereich zwischen  $E_{vak}$  und  $E_{lbm}$  zeigt den Einfluss elastischer und inelastischer Streuung beim Durchtunneln der Potentialbarriere [39]. Die Energieverteilung senkrecht zur Oberfläche wirkt sich stark auf die Zeitspanne aus, die die Elektronen zum Durchfliegen der Strahlführung benötigen und führt selbst bei unendlich kurzen Emissionszeiten zu longitudinal (in Flugrichtung) ausgedehnten Pulsen.

## 2.2 Elektronentransport durch die Strahlführung

Auf ihrem Weg von der Photokathode zum Detektor passieren die Elektronen eine Vielzahl von elektronenoptischen Elementen, die den Strahl durch magnetische und elektri-

#### 2 Theoretische Grundlagen

sche Felder beeinflussen. Die Aufgabe der Strahlführung zerfällt in zwei Bereiche. Zum einen muss sie die longitudinal ausgedehnte Elektronenverteilung verzerrungsfrei in ein transversales Abbild transformieren. Dies geschieht durch einen Mikrowellen-Resonator, wobei auf das eigentliche Meßprinzip in Kapitel 3 eingeangen wird. Zum anderen muss man mit der Strahlführung in der Lage sein können, das ohnehin vorhandene transversale Profil (Strahlbreite) zu fokussieren. Das ist nötig, da sich das gemessene Signal bei der transversalen Beobachtung aus einer Überlagerung von Strahlbreite und transformiertem, ehemals longitudinalem Profil zusammensetzt. Diese Eigenschaft wird in Kapitel 4 ebenfalls ausführlicher diskutiert.

In diesem Abschnitt wird auf den Aufbau der Strahlführung an der Testquelle, die verwendeten Bauelemente und deren Einfluss auf den Strahl eingegangen. Das verwendete Lasersystem und der Lichttransport zur Kathode werden detailliert in [40] beschrieben und deshalb hier nicht weiter erklärt. Da im Laufe der Arbeit des öfteren auf elektronenoptische Elemente der Strahlführung verwiesen wird, seien an dieser Stelle die wichtigsten Elemente und ihre Eigenschaften beschrieben. Im Vergleich zu vorherigen Arbeiten an der Testquelle hat sich der Aufbau jedoch nicht verändert. Die komplette Strahlführung ist in Abbildung 2.6 abgebildet, farbige Elemente in der Legende erklärt.



Abbildung 2.6: Aufbau der Strahlführung

Die Einstrahlung des Laserlichts sei durch den schwarzen Pfeil am rechten unteren Bildrand symbolisiert. Nachfolgende Richtungsangaben und Koordinatenbezeichnungen beziehen sich auf das ebenfalls in Abbildung 2.6 eingezeichnete Koordinatensystem.

#### 2.2.1 Beschleunigung und Extraktionsgradient

Nach der Emission ins Vakuum können die Elektronen auf maximal 100 keV beschleunigt werden. Abbildung 2.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau des verwendeten Gleichspannngsbeschleunigersystems.



Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau der Beschleunigungsstrecke

Man erkennt die Kathode samt Kristall auf einem Potential von -100 keV und die Anode auf Erdpotential. In der Mitte befindet sich eine Zwischenelektrode, die über einen variablen Spannungsabgriff auf Werte von -62 kV bis -38 kV gelegt werden kann. Der Abstand zwischen Kathode und Zwischenelektrode beträgt 5 cm, die Entfernung der Anode zur Zwischenelektrode 10 cm. Obwohl diese Abstandsverhältnisse normalerweise nicht verändert werden können, ist über die Wahl des Zwischenpotentials eine Variation des Feldes und somit des Extraktionsgradienten bei unveränderter Gesamtbeschleunigung möglich. Es können im oberen Bereich Felder von 0, 76  $\frac{MV}{m}$  bis 1, 24  $\frac{MV}{m}$  erreicht werden, im unteren Teil der Beschleunigungsstrecke 0, 38  $\frac{MV}{m}$  bis maximal 0, 62  $\frac{MV}{m}$ . Durch Lösen der eindimensionalen<sup>2</sup> Differentialgleichung (Gleichung 2.12) mit den Anfangsbedingun-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Man nimmt an, dass die Ablagen der Elektronen zur Strahlrohrachse ebenso wie ihre Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zu dieser an der Kathode vernachlässigbar klein sind, wodurch die eigentlich dreidimensionale Differentialgleichung eindimensional wird.

#### 2 Theoretische Grundlagen

gen  $\vec{z}(0) = 0$  und  $\dot{\vec{z}}(0) = 0$  erhält man die Flugzeiten im beschleunigenden Feld.

$$\ddot{\vec{z}}(t) = -\frac{q}{m_0} \cdot Extr(z) \cdot \left(1 - \frac{\dot{\vec{z}}(t)^2}{c^2}\right)^{3/2}$$
(2.12)

Die Flugrichtung der Elektronen sei entlang der z-Achse,  $\frac{q}{m_0}$  das Verhältnis aus Elektronenladung und Ruhemasse und *Extr* das Extraktionsfeld, also das beschleunigende elektrische Feld.

Für ein konstantes Feld erhält man die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$  für Elektronen mit kinetischen Energieen  $E_{kin}$  direkt aus Gleichung 2.13.

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2E_{kin}m_0}}{q \cdot Extr} \tag{2.13}$$

Die Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit und damit auch von der kinetischen Energie erlaubt es nun, aus einer Änderung der gemessenen Pulsform bei verändertem Extraktionsfeld Rückschlüsse über die Energieverteilung an der Kathode zu ziehen. In Abschnitt 5.3 wird dies für verschiedene Kathoden durchgeführt.

#### 2.2.2 Wedler, Quadrupole und Solenoide

Im Verlauf der Strahlführung finden sich mehrere Wedler<sup>3</sup>, mit denen die Strahllage korrigiert und der Elektronenstrahl mittig in das Strahlrohr gelegt werden kann. Das wird nötig, um einen möglichst strahlungsfreien Transport zu gewährleisten. Außerdem kann mit ihrer Hilfe ein mittiger Einschuß in die Fokussierelemente erreicht werden. Die insgesamt 13 Wedler sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 2.6 eingezeichnet.

Im vorderen Teil sorgen fünf Quadrupole für eine Fokussierung. Da ein einzelner Quadrupol nur in einer Richtung fokussierend wirkt, in der anderen dagegen defokussierend, sind diese zu einem Quadrupol-Dublett und einem Quadrupol-Triplett zusammengeschaltet. Diese Elemente sollen den Strahldurchmesser so klein machen, dass er verlustfrei durch den  $\alpha$ -Magneten und die differentielle Pumpstufe zwischen Quadrupol-Triplett und erstem Doppelsolenoid fliegen kann, an der das Strahlrohr den kleinsten Durchmesser hat.

Weiter hinten wird die nötige Fokussierung durch vier Solenoide erreicht; Spulen, die in beiden Richtungen fokussierend wirken. Auch diese sind zu sog. Doppelsolenoiden zusammengeschaltet, da ein einzelner Solenoid die Projektion des Strahls auf eine Ebene senkrecht zur Flugrichtung dreht. Durch zwei Solenoide kann eine Aufhebung dieser Bilddrehung erreicht werden.

#### 2.2.3 Ablenkung und Fokussierung durch den $\alpha$ -Magneten

Das nächste Strahlführungselement ist der  $\alpha$ -Magnet (rot in Abbildung 2.6). Seine Aufgabe ist es, den Elektronenstrahl um 270° abzulenken, da die Elektronenkanone aus

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>An MAMI werden Korrekturspulen als "Wedler" bezeichnet, da sie den Eletronenstrahl horizontal und vertikal "wedeln", also ablenken können.

Platzgründen nicht in der Strahlachse aufgebaut werden kann. Seine Eigenschaften ähneln denen des in der Lichtoptik verwendeten Pentaprismas und haben im Vergleich zu einem normalen 90°-Ablenkdipol den Vorteil, dass der Strahl, weitgehend unabhängig von Einschusswinkel und -energie, abgelenkt wird. Auch kleinere Stromschwankungen im Magneten selber haben nur unwesentlichen Einfluss auf den Ausgangsstrahl. Eine weitere Eigenschaft des  $\alpha$ -Magneten ist es, bei nicht monoenergetischen Teilchenstrahlen im longitudinalen Phasenraum fokussierend zu wirken. Über die Gleichgewichtsbedingung zwischen Lorentzkraft und Zentrifugalkraft kann man die Radien r der Teilchentrajektorien im Magneten ausrechnen und erhält die relativistisch korrekte Beziehung:

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{\gamma m_0 \beta c}{qB} \tag{2.14}$$

In Gleichung 2.14 ist q die Ladung, B das Magnetfeld und  $mv = \gamma m_0 \beta c$  der relativistische Impuls. Die Flugstrecke s durch einen 270°-Magneten beträgt  $\frac{3\pi}{2} \cdot r$ , womit sich für die Flugzeit t ergibt:

$$t = \frac{s}{v} = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{\gamma m_0 \beta c}{qB} \cdot \frac{1}{\beta c}$$
(2.15)

Man sieht, dass die Radien bei konstantem Magnetfeld nur von  $\gamma = \frac{E_{kin} + E_0}{E_0}$  abhängen, wobei  $E_0$  die Ruheenergie und  $E_{kin}$  die kinetische Energie sind. Damit hängt auch die Flugzeitdifferenz  $\Delta t$  zweier Teilchen nur von der Differenz ihrer kinetischen Energie  $\Delta E_{kin}$  ab und man erhält schließlich die Beziehung:

$$\Delta t = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{\Delta E_{kin}}{Bc^2} \tag{2.16}$$

Für ein Magnetfeld *B* von ca. 400 G [35] und Energiedifferenzen  $\Delta E_{kin}$  von maximal 0,6 eV [23] beträgt die Flugzeitdifferenz durch den Magneten nach Gleichung 2.16 nur wenige Femtosekunden und kann gegenüber anderen Effekten vernachlässigt werden.

Es folgt ein Leuchtschirm auf *Position*  $15^4$ , der zur Strahllagekontrolle verwendet werden kann. In Abbildung 2.6 sind die Positionsnummern aller vier in der Testquellenstrahlführung eingebauten Leuchtschirme angegeben.

#### 2.2.4 Hochfrequenzresonator

Das für diese Arbeit wohl wichtigste Element ist der Hochfrequenzresonator (*Cavity*) ca. 70 cm hinter Scanner 15. Auf das eigentliche Prinzip zeitaufgelöster Messungen mit dem Resonator wird in Kapitel 3 eingegangen. Hier soll nur das Strahlführungselement an sich beschrieben werden. Das Cavity arbeitet mit einer Frequenz von 2,45 GHz und wird von einem eigenen Klystron mit Leistung versorgt. Klystrone werden an MAMI als HF-Verstärker eingesetzt, die eine eingespeiste Hochfrequenz durch Modulation und

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Die Nummerierung beginnt an der Kathode bei "1" und endet am Target. Unterschiedliche Elemente werden durch Namenskürzel unterschieden, kommt ein neues Element entlang der Strahlführung dazu, das in gleicher Art bereits verbaut wurde, wird die Positionsnummer dieses und aller nachfolgender Elemente um eins erhöht.

Abbremsung eines dc-Elektronenstrahls verstärken [18]. Als HF-Sender dient der Hochfrequenz-Masteroszillator. Die Aufgabe dieses Resonators ist eine zeitabhängige Ablenkung des Elektronenstrahls und damit die Überführung des longitudinalen Strahlprofils in ein transversales.

Der maximale Ablenkwinkel beträgt 14,8 mrad und ist nach [18] gegeben durch:

$$\tan \alpha_{max} = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m\pi c} \cdot H \cdot \sin\left(\frac{\pi l}{\beta\lambda_0}\right) \tag{2.17}$$

e ist die Elektronenladung,  $\mu_0$  die magnetische Suszeptibilität,  $\lambda_0$  die Wellenlänge der Hochfrequenz, m die relativistische Elektronenmasse, H das Magnetfeld auf der Achse des Resonators. Die Länge l wurde so gewählt, dass die Verlustleistung  $P_l$  des Resonators ein Minimum hat.

Durch eine geeignete Geometrie können verschiedene Schwingungsmoden und dementsprechend verschiedene elektro-magnetische Felder angeregt werden. Der eingebaute Resonator wird im  $T_{110}$ -Mode betrieben, der neben dem gewünschten Magnetfeld in x-Richtung auch zu einem elektrischen Feld in z-Richtung und einem weiteren magnetischen Feld in y-Richtung führt. Diese Felder berechnen sich nach [10] aus:

$$E_z = E_0 J_1(k_c r) \sin(\phi) \cos(\omega t)$$
(2.18)

$$H_{\phi} = \frac{E_0}{\eta} J_1'(k_c r) \sin(\phi) \sin(\omega t) \qquad (2.19)$$

$$H_r = -\frac{E_0}{\eta} \frac{J_1(k_c r)}{k_c r} \cos(\phi) \sin(\omega t)$$
(2.20)

Darin ist  $E_0$  die maximale elektrische Feldstärke,  $J_i(x)$  die i-te Besselfunktion,  $\eta$  die effektive Suszeptibilität und  $k_c$  der Cutoff-Wellenvektor. In Abbildung 2.8 ist der normierte Feldverlauf sowohl für die beiden Magnetfelder als auch für das elektrische Feld abgebildet.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Felder (graues Gitter) in der x-y-Ebene und nicht wie üblich in der r- $\varphi$ -Ebene dargestellt. Zusatzlich sind der Resonator (blau) und ein Strahlfleck von 1 cm Durchmesser (grau) eingefärbt. Die zugehörigen Felder in karthesischen Koordinaten führen zu unhandlichen Ausdrücken und sind deshalb nicht explizit aufgeführt.

Die Maximalwerte der beiden zusätzlichen Felder liegen in derselben Größenordnung, wie die von  $H_x$ , weshalb keines der Felder gegenüber einem anderen vernachlässigt werden darf. Neben der angestrebten Ablenkung in y-Richtung führen die Felder  $H_y$  und  $E_z$  zu unerwünschten Nebeneffekten. Man sieht, daß  $H_y$  für kleine Strahldurchmesser in erster Näherung verschwindet,  $E_z$  jedoch zu einer maximalen Energiemodulation führt. Es gibt also keinen Einschusszeitpunkt, der eine maximale Ablenkung in y-Richtung bei gleichzeitig verschwindender Energiemodulation ermöglicht. Ein weiterer interessanter Effekt ist die Feldvariation während der Durchflugzeit. Bei einer Höhe von 3,14 cm beträgt die Flugzeit der Elektronen durch den Resonator 191 ps und ist damit fast halb so lang wie eine Periodendauer, die 408 ps dauert. Damit ist für die Teilchen auch die



(c) Elektrisches Feld in z-Richtung

# Abbildung 2.8: Magnetische und elektrische Felder eines im $T_{110}$ -Mode betriebenen Hochfrequenzresonators

periodische Schwingung der Felder zwischen den Spitzenwerten sichtbar. Das führt dazu, dass die Wahl der Einschussphase ganz erhebliche Auswirkungen auf die Form des transversalen Pulsprofils hat und daher sorgfältig gewählt werden muss.

#### 2.2.5 Analysierspalt und Toruskondensator

Nach insgesamt 450 cm, von der Kathode aus gerechnet, befindet sich ein fahrbarer Analysierspalt, bestehend aus zwei Wolframbacken. Er verläuft in horizontaler Richtung und hat eine Höhe von ungefähr 20  $\mu m$ . Sein Ort in der Strahlführung wird im weiteren Verlauf mit *Position 20* bezeichnet. Während ein Großteil des Elektronenstrahls auf die Spaltbacken trifft und dort in Wärme umgewandelt wird, wird das Integral über einen kleinen Pulsbereich transmittiert und kann mit einem Detektor hinter dem Spalt gemessen werden. Durch die Dicke der Wolframplatten werden nur Elektronenbahnen mit einer

#### 2 Theoretische Grundlagen

sehr kleinen Winkelverteilung zugelassen. Alle anderen treffen beim Passieren des Spalts ebenfalls auf die Wolframplatten und erleiden dort durch Stöße einen Enerieverlust.

Direkt hinter dem Spalt befindet sich ein Toruskondensator, der den Strahl um 107,6° aus der Strahlachse kippt. Für Pulslängenmessungen ist er uninteressant, wegen seiner Eigenschaft, den Spin zu drehen, für Polarisationsmessungen jedoch unerlässlich. Bei nicht monoenergetischen Strahlen wirkt er wie ein Spektrometer, wobei die Verschiebung des Spaltbildes in Abhängigkeit von der Einschussenergie zu  $(6,94 \pm 0,01)\frac{\mu m}{eV}$  bestimmt wurde [18]. Man sieht also, dass Strahlen, die durch Streuung an den Wolframbacken in den Kondensator gelangt sind in der Regel nicht in den Detektor gelangen.

Hinter dem Kondensator befand sich bis zu Beginn dieser Arbeit ein fahrbarer Schlitten mit fünf Goldfolien zur Mott-Polarimetrie sowie ein Faraday-Cup zur Messung des transmittierten Stroms. Beide Bauelemente sind in Abbildung 2.6 links oben zu sehen.

Until you spread your wings, you'll have no idea how far you can walk.

(despair.com)

## 3 Verbesserung der Zeitauflösung

Alle zeitaufgelösten Messungen an der Testquelle beruhen auf dem Prinzip der phasensynchronisierten Ablenkung des Elektronenpulses durch den 2,45-GHz-Resonator und der anschließenden Analyse mittels Transmission durch einen Spalt. Im ersten Unterkapitel dieses Abschnitts wird dieses Messprinzip genauer vorgestellt. Um Messfehler möglichst klein zu halten, müssen sowohl die Phasenlage in Bezug auf die Resonatorfrequenz als auch die Position des Strahls auf dem Spalt während einer Messung möglichst konstant gehalten werden. An der Testquelle gibt es eine Vielzahl von Faktoren, die für Lage- und Phasenschwankungen verantwortlich sein können und auf die in einem weiteren Unterkapitel eingegangen werden soll. Außerdem werden neue Verfahren gezeigt, die die Zeitauflösung in beiden für die Testquelle wichtigen Aufgabenbereichen minimieren.

## 3.1 Messungen mit dem Synchro-Streak-Verfahren an der Testquelle

Durch einen ca. 200 fs kurzen Laserpuls<sup>1</sup> werden, wie in Kapitel 2 beschrieben, Elektronen in den zu untersuchenden Photokathoden angeregt und anschließend emittiert, wobei der entstehende Bunch) eine Länge von wenigen hundert Mikrometern hat. Da die Geschwindigkeit der Elektronen konstant ist ( $\beta = \frac{\dot{z}}{c} = 0,55$ ), werden unter Pulslängen an der Testquelle meistens zeitliche Längen verstanden, die sich aus der Beziehung

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{\beta c} = \Delta s \cdot 6,08 \cdot 10^{-9} \tag{3.1}$$

ergeben.  $\Delta s$  und  $\Delta t$  sind räumliche beziehungsweise zeitliche Ausdehnung des Elektronenbunches. Die resultierenden Längen liegen im Bereich weniger Pikosekunden bzw. weniger zehntel Millimeter. Um die Intensitätsverteilung innerhalb des Bunches messen zu können, überführt man das longitudinale Profil in ein transversales. Dies geschieht durch einen Hochfrequenz-Resonator mit einer Frequenz von 2,45 GHz, entsprechend einer Periodendauer von 408 ps. Das Feld der Cavity ändert sich also über der Pulslänge, wodurch unterschiedliche Pulsteile unterschiedliche Ablenkungen erfahren und hinter dem Resonator ein Streifen (= *Streak*) entsteht. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.1 skizziert.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Das verwendete Lasersystem besteht aus einem Pumplaser (Coherent VerdiV5) und einem Titan-Saphir-Laser (Coherent Mira 900 D).

#### 3 Verbesserung der Zeitauflösung

![](_page_23_Figure_1.jpeg)

Abbildung 3.1: Schematischer Versuchsaufbau zur phasensynchronisierten Ablenkung

Der maximale Ablenkwinkel der Cavity beträgt 14,8 mrad [30]. Bei einer Entfernung zwischen Ablenkresonator und Position 20 (= Analysespalt) von knapp 100 cm erhält man daraus eine maximale Ablenkung von 14,8 mm. Zur Überprüfung dieses theoretischen Werts wurde die maximale Ablenkung der Cavity an Position 20 (= Analysespalt) experimentell nachgemessen und zu (14,9  $\pm$  0,2) mm bestimmt. Sie wird erreicht, wenn das Feldintegral beim Durchflug des Elektrons durch den Resonator, wie in Abbildung 3.2 gezeichnet, seinen maximalen Wert annimmt.

![](_page_23_Figure_4.jpeg)

Abbildung 3.2: Skizze zur Berechnung der maximalen Ablenkung durch den Resonator

Dies führt zu der Bedingung:

$$\int_{t_1}^{t_2} B_x(t)dt = 14,9mm \tag{3.2}$$

Dabei ist  $B_x(t)$  das ablenkende Resonatorfeld aus Abbildung 2.8 (c), alle anderen Bezeichnungen sind in Abbildung 3.2 erklärt, wobei unter  $t_{Flug}$  die Durchflugzeit des Elektrons durch den Resonator zu verstehen ist. Der einzige zeitabhängige Parameter des Feldes ist der Faktor  $\sin(2\pi\nu t)$  mit der Hochfrequenz  $\nu$ . Erfolgt der Einschuss so, dass der Bunchmittelpunkt keine Ablenkung erfährt (ein solches Teilchen wäre in Abbildung 3.2 gegenüber der roten Kurve um 90° phasenverschoben), ergibt sich für Pulse bis zu einer Länge von 50 ps ein linearer Zusammenhang zwischen longitudinaler Ausdehnung am Eingang des Resonators und transversaler Ausdehnung bei Erreichen des Analysespaltes. Mit dem vorhandenen Aufbau wird dort eine transversale Strahlfleckgröße entsprechend

$$\Delta t_{trans} \approx 1,38 \cdot \Delta t_{long} \tag{3.3}$$

erreicht.  $\Delta t_{trans}$  ist die transversale Ausdehnung des Strahls,  $\Delta t_{long}$  die longitudinale Ausdehnung, wobei diese Beziehung gleichermaßen für zeitliche und räumliche Komponente gilt. Damit besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen beiden Pulsprofilen und aus der Messung des einen folgt sofort das andere. Das eigentliche Messverfahren besteht nun darin, den Puls über einen Messspalt zu schieben und die durchtretende Intensität zu vermessen.

Raumladungsprobleme begrenzen die Ladung in einem Bunch auf ungefähr 100 Elektronen, und machen es somit unmöglich, genügend Strom für die Pulsmessung in einem einzigen Bunch zu transportieren. Daher ist es notwendig, das Signal vieler aufeinanderfolgender Pulse zu integrieren. Die Integration über viele Pulse macht allerdings eine perfekte Synchronisation zwischen Laserpuls-Generator und HF-Signal nötig.

Um diese Phasenbeziehung konstant zu halten, bedient man sich einer sog. Synchro-Lock-Einheit, die den Laser-Output auf die Hochfrequenz des Resonators synchronisiert. Dadurch erklärt sich auch der erste Teil im Namen des Messprinzips *Synchro-Streak-Verfahren*. In Abbildung 3.3 ist der Aufbau des Synchro-Lock-Systems, wie er zu Beginn dieser Arbeit war, zu sehen.

![](_page_24_Figure_6.jpeg)

Abbildung 3.3: Synchro-Lock-System der Testquelle zu Beginn dieser Arbeit

Ebenso wie der Resonator erhält auch die Synchro-Lock-Einheit ihr Regelsignal vom MAMI-Hochfrequenz-Master. Der Laser selbst arbeitet mit einer Frequenz, die 32 mal

kleiner als ist als die Frequenz des Masteroszillators, weshalb ein Frequenzteiler zwischengeschaltet werden muss. Sowohl dieser Frequenzteiler als auch die Synchro-Lock-Einheit sind Temperaturschwankungen unterworfen, die zu einer Verschiebung zwischen Referenzphasen-Input und Synchro-Lock-Output führen können. Dadurch variiert die ablenkende Phase im Resonator von Bunch zu Bunch, und führt zu einer Verschmierung des Pulsprofils am Analysierspalt (schematisch in Abbildung 3.1 angedeutet).

In Rot sieht man den HF-Zweig, der Signale mit einer Frequenz von 2,45 GHz transportiert, der LF-Zweig mit 76 MHz ist in Blau gehalten. Gepulste Signale sind gestrichelt gezeichnet, wobei die Wiederholrate 2,45 GHz bzw. 76 MHz beträgt. Das Laserlicht ist dukelblau dargestellt. Über den Phasenschieber rechts oben im Bild kann die Phase zwischen Klystron und Laserpuls geändert werden, ohne dass die Synchro-Lock-Einheit versucht gegenzuregeln. Er wird benutzt, um den Eintrittszeitpunkt des Strahls in den Resonator definiert zu verschieben. Da die transversale Ablenkung vom Feldintegral und damit auch vom Eintrittszeitpunkt abhängt (vgl. Abbildung 3.2), werden durch die Phasenvariation unterschiedliche Pulsteile durch den Spalt transmittiert und ein Abtasten des Strahls erst möglich. Zwei Photodioden führen das Lasersignal sowohl zur Synchro-Lock-Einheit, die daraus ihr Regelsignal generiert, als auch zu einem Mischer. Dieser von M. Weis installierte Mischer vergleicht das Signal der Synchro-Lock-Einheit mit dem Referenzsignal des MAMI-HF-Master und gibt eine proportionale Spannung aus. Der Handphasenschieber unten im Bild dient zur Ausregelung von ungewollten Phasendrifts, die durch diese anfallende Spannung erkannt werden können.

Ein weiterer Faktor, der die Phasenbeziehung massiv stören kann, ist der Spannungsteiler zwischen Kathode, Zwischenelektrode und Anode. Durch Feldemission an Verschmutzungen kann es zu Sprühströmen kommen, die das Verhältnis der beiden Spannungen  $U_1$  und  $U_2$  und damit auch das des Extraktionsfeldes im oberen und unteren Teil ändern. Abbildung 3.4 skizziert diesen Zustand.

![](_page_25_Figure_4.jpeg)

Abbildung 3.4: Beschleunigungsstrecke der Testquelle mit Sprühströmen

Fällt die Gesamtspannung von 100 kV im unbelasteten Fall zu gleichen Teilen an den Widerständen  $R_1$  und  $R_2$  ab, berechnen sich die Teilspannungen im Fall der Belastung von  $R_2$  durch einen Sprühstrom aus:

$$U_{1} \to U_{1}^{'} = \frac{U_{ges}R_{1}(R_{2} + R_{Last})}{R_{1}R_{2} + R_{1}R_{Last} + R_{2}R_{Last}}$$
$$U_{2} \to U_{2}^{'} = \frac{U_{ges}R_{2}R_{Last}}{R_{1}R_{2} + R_{1}R_{Last} + R_{2}R_{Last}}$$
(3.4)

Bei  $I_{Sprüh} = 10$  nA und  $R_{Last} = \frac{U_2}{I_{Sprüh}} = 5 T\Omega$  wäre das Verhältnis  $\frac{U_1}{U_2}$  nicht mehr  $\frac{50}{50}$ , sondern  $\frac{50,25}{49,75}$ . Das würde nach Gleichung 2.12 zu Laufzeitdifferenzen von knapp 2,5 ps und damit zu einer Phasendiffernz von  $2^{\circ}\varphi$  führen. Phasensprünge dieser Größenordnung wurden an der Testquelle beobachtet, können mit dem in Abbildung 3.3 gezeigten Aufbau jedoch weder detektiert noch analysiert werden.

Die Begrenzung der Zeitauflösung beschränkt sich allerdings nicht nur auf mangelnde Phasensynchronisation. Auch die Strahlbewegung auf dem Spalt an Position 20 führt zu einer Verbreiterung des gemessenen Pulsprofils und damit zu einer Verschlechterung der Ergebnisse. Die Ablenkung von Wedler 19 auf Schirm 20 z.B. beträgt  $5\frac{\mu m}{mA}$ . Bei einer Pulslänge von 2 ps, was nach Gleichung 3.1 und Gleichung 3.3 460  $\mu m$  transversaler Ausdehnung entspricht, kann dies einen entscheidenden Einfluss auf die der Messgenauigkeit haben. Ähnlich verhält es sich mit den eingebauten Quadrupolen und Solenoiden. Durch Stromschwankungen ändert sich die Fokussierung und damit der Strahldurchmesser am Spalt. Obwohl der gleiche Phasenort transmittiert wird, schwankt das Signal im Detektor hinter dem Spalt.

Auch der Toruskondensator kann zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung führen, indem er die Elektronenbahnen nicht mehr genau auf den Eingang des Detektors abbildet, sondern leicht versetzt. Auch hier wird man durch ein verändertes Messsignal zu der Annahme verleitet, es würde ein anderer Punkt des Pulsprofils transmittiert.

Vom Synchro-Lock-Phasenjitter wird angenommen, dass er der größte begrenzende Faktor zur Zeitauflösung ist. M. Weis konnte in ihrer Arbeit zeigen, dass der Einfluss des Phasenjitters generell umso kleiner wird, je kürzer die Messzeit ist. Die Ergebnisse ihrer Messung sind in Abbildung 3.5 dargestellt.

Sein Einfluss auf die apparative Zeitauflösung bei Puls- und Polarisationsmessungen soll in den beiden folgenden Unterkapiteln beschrieben und Methoden zu seiner Minimierung vorgestellt werden.

## 3.2 Die Pulslängenmessung

Die Phasenbeziehung zwischen Laser-Synchronisations-Einheit und Resonator-Hochfrequenz kann über einen Phasenschieber manuell eingestellt und dann während der Messung variiert werden. In jedem Fall werden bestimmte Teile des Pulses stark in transversaler Richtung abgelenkt, andere weniger stark, manche sogar gar nicht. Alle Elektronen,

![](_page_27_Figure_1.jpeg)

Abbildung 3.5: Jittermessungen in unterschiedlichen Zeitskalen (entnommen aus [40])

die nicht abgelenkt werden, also auf der Strahlachse verbleiben, erreichen den Spalt und können transmittiert werden, die übrigen Teile des Pulses werden von den Spaltbacken absorbiert. Raumladungseffekte und eine Transmission durch den Spalt von wenigen Prozent beschränken den maximal möglichen Strom am Detektor auf ungefähr 50 pA. Der bisher verwendete Aufbau aus einem mechanischen Phasenschieber, zum "Schieben" des Strahlprofils über den Spalt, und einem dahinterliegenden Faraday-Cup zur Strommessung erzwingt, wegen der verhältnismäßig langen Einschwingzeit des Cups, Messzeiten von mehreren Minuten pro Intensitätsprofil.

Es wird nun ein Messverfahren vorgestellt, mit dem der Phasenjitter durch Verkürzen der Messzeit zu reduziert wird.

#### 3.2.1 Das Problem kleiner Ströme

Zur Lösung kann man zwei grundsätzlich verschiede Wege beschreiten. In ihrer Diplomarbeit installierte M. Weis zusätzlich zu dem Spalt an Position 20 einen Leuchtschirm aus Zinksulfid. Mit einer CCD-Kamera konnte sie das komplette Bild des transversalen Strahlprofils auf ein Oszilloskop geben und vermessen. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

![](_page_27_Figure_7.jpeg)

Abbildung 3.6: Skizze der von M. Weis installierten "Schirmmethode"

Da die Schirmmethode von M. Weis vermutlich an Aufstreueffekten des ZnS-Leuchtschirms scheiterte, bietet es sich an, das grobkörnige Zinksulfid durch ein geeigneteres Marterial zu ersetzen. Die besten Eigenschaften im Hinblick auf Dichte, Abklingzeit, Photonenausbeute und Emissionswellenlänge haben cerium-dotierte YAG<sup>2</sup>- bzw. YAP<sup>3</sup>-Szintillatoren. Außerordentlich lange Lieferzeiten und der hohe Preis machen ihren Einsatz allerdings wieder unattraktiver. Zudem ist die Auflösung der Abbildungsoptik, wie sie von M. Weis verwendet wurde nicht besser als 100 bis 200  $\mu$ m. Es müsste also eine neue, vergrößernde Optik wie z.B. ein Mikroskop ins Vakuum eingebaut werden, um den Leuchtschirm von hinten zu beobachten. Das könnte wegen der begrenzten Platzverhältnisse jedoch recht schwierig werden.

Deshalb erscheint es lohnender die Spaltmethode zu optimieren. An Position 21 hinter dem Kondensator befindet sich ein Leuchtschirm der normalerweise zur Strahllagenkontrolle bei Streuexperimenten verwendet wird und durch ein Sichtfenster mit einer CCD-Kamera beobachtet werden kann. Man kann nun das Lumineszenzlicht des Leuchtschirms mit einem, außerhalb des Strahlrohrs sitzenden, Photomultiplier<sup>4</sup> (PMT) verstärken. Eine schematisch Darstellung des Versuchsaufbaus findet sich in Abbildung 3.7.

![](_page_28_Figure_3.jpeg)

Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung mittels Leuchtschirm und Photomultiplier

Aus einer Abschätzung, in die Photonenausbeute des ZnS-Schirms, Raumwinkel und Quanteneffizienz des PMT eingehen hat sich gezeigt, dass pro einfallenden Elektrons auf dem Leuchtschirm ungefähr ein Photon im Multiplier entsteht. Mit den typischen PMT-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Yttrium-Aluminium-Garnet

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Yttrium-Aluminium-Perovskit

 $<sup>^4 \</sup>mathrm{z.B.:}$ Hamamatsu R1355

#### 3 Verbesserung der Zeitauflösung

Verstärkungen darf eine Verstärkung des einfallenden Stroms um fünf bis sieben Größenordnungen erwartet werden. Für die experimentelle Umsetzung wurde das vom Leuchtschirm abgestrahlte Licht mit einem (50/50)-Strahlteiler geteilt; eine Hälfte gelangte nach wie vor zur Kamera, die andere wurde über ein neu konzipiertes Strahlführungssystem auf den PMT geschickt. Mit diesem Aufbau, der ganz ohne Eingriffe ins Vakuumsystem auskommt, sollte es nun möglich sein, die Messzeit und damit den Einfluss des Phasenjitters entscheidend abzusenken, da die langen Integrationszeiten des Faraday-Cups wegfallen. Es zeigt sich jedoch, dass die Abklingzeit des ZnS-Nachleuchtens ca. 100 ms beträgt und somit für eine angestrebte Messdauer von einigen  $\mu$ s viel zu lang ist.

Pulsmessungen, bei denen das Licht von Zns-Schirmen mit einem Photomultiplier verstärkt wird, führen also zu keiner Verbesserung gegenüber der vorherigen Methode. Hier würde sich die Verwendung von Szintillator-Kristallen erneut anbieten, aus oben genannten Gründen konnte ein solcher Versuchsaufbau jedoch nicht realisiert werden.

Es gibt noch eine weitere Möglichkeit, mit der die Spaltmethode nicht gänzlich aufgegeben werden muss. Anstatt die transmittierten Elektronen erst in Photonen und diese dann mit einem PMT wieder in ein messbares Signal umzuwandeln, kann man den eingehenden Strom direkt mit einem Channeltron (Channel Electron Multiplier oder kurz CEM) verstärken. Es ähnelt in seiner Wirkungsweise dem PMT, besitzt jedoch keine Photokathode am Eingang. Da das Channeltron direkt in der Strahlebene und damit im Vakuum eingebaut werden muss, ist ein Belüften der Apparatur unumgänglich. Als Montageort wurde der Platz neben dem oben erwähnten Leuchtschirm gewählt, da in dessen Nähe bereits Vakuumdurchführungen zur Spannungsversorgung und Signalübertragung verhanden waren. Neben dem Leuchtschirm waren auf einem Schlitten fünf Goldfolien zur Polarisationsmessung und ein Drahtscanner eingebaut. Eine optische Überprüfung zeigte, dass mindestens drei der Folien bereits gerissen und somit für Asymmetrie-Messungen nicht mehr zu gebrauchen waren. Das bestärkte die Eintscheidung, die Strahlführung zu öffnen. Ein Strahlrohrdurchmesser an der Einbaustelle von nur 70 mm stellte eine starke Einschränkung bei der Suche nach einem geeigneten CEM dar. Die Wahl fiel auf ein Gerät der Firma De Tech<sup>5</sup>, das außer der geforderten Größe auch bei Betriebsspannung, Untergrund und Verstärkung die besten Eigenschaften vorweisen konnte. Abbildung 3.8 zeigt das verwendete Channeltron.

Am oberen Abgriff kann eine Spannung von maximal -3 kV angelegt werden, der untere Abgriff wird unter der Mantelfläche bis kurz über die Halteplatte geführt und liegt auf Erdpotential. In der Mitte ist das Signalkabel zu sehen. Der maximale Ausgangsstrom beträgt ungefähr 2  $\mu$ A, der Untergrundstrom bei 1750 V ist kleiner als 1 pA. Sowohl Anstiegs- als auch Abfallzeit liegen im Bereich einiger ns. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen mit einer Energie von 100 keV liegt bei 50%. Am oberen Ende des CEM erkennt man die trompetenförmige Öffnung, durch die die Elektronen in den Verstärker eintreten.

Um Platz für die neu konzipierte Channeltron-Halterung zu schaffen, musste die Anzahl der Folien auf drei reduziert, sowie der Scanner-Draht ausgebaut werden. Die vor-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Detector Technology - Model 2403

![](_page_30_Figure_1.jpeg)

Abbildung 3.8: Bild und Skizze des eingebauten Channeltrons

handenen Vakuumdurchführungen wurden mit Spannungen bis -3 kV, was der maximal zulässigen CEM-Betriebsspannung entspricht, auf Spannungsüberschläge getestet. Abbildung 3.9 zeigt die neue Bestückung von Scanner 21 mit den drei Goldfolien (v.l.n.r.  $15\frac{\mu g}{cm^2}$  Au auf 11  $\frac{\mu g}{cm^2}$  C,  $190\frac{\mu g}{cm^2}$  Au (freitragend),  $415\frac{\mu g}{cm^2}$  Au (freitragend)), Channeltron und Leuchtschirm. Ganz links ist die Leerposition zu sehen, außerdem rechts der Vakuumflansch mit einem Teil des Balgs.

![](_page_30_Picture_4.jpeg)

Abbildung 3.9: Neue Bestückung von Scanner 21

Die Spannungsversorgung des Channeltrons geschieht durch ein Netzgerät<sup>6</sup>, das über einen Computer gesteuert werden kann. Das hat den Vorteil, dass das Netzteil im Quellenraum stehen, während die Bedienung vom Laserlabor aus erfolgen kann. Der Quellen-

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>LeCroy High Voltage Modul - Model 1461

raum beinhaltet die Elektronenkanone sowie die Strahlführung und darf während einer Messung aus Sicherheitsgründen nicht betreten werden. Das Laserlabor beinhaltet das Lasersystem und ist der Ort, an dem der Experimentator seine Messungen überwacht.

#### 3.2.2 Der mechanische Phasenschieber

Durch seine schnelle Anstiegszeit und seine große Verstärkung ist man mit dem nun eingebauten CEM in der Lage, kleinste Ströme in kürzester Zeit zu messen. Damit wird die Zeit, die der eingebaute Phasenschieber zum Anfahren der Phasenpunkte benötigt zum begrenzenden Faktor bei der Verringerung der Messzeit. Elektronische Phasenschieber sind zwar wesentlich schneller, aber auch wesentlich teurer als mechanische. Abhilfe bietet die Tatsache, dass eine Variation der Phase zur Messung des Pulsprofils gar nicht nötig ist. Lässt man die Phasenbeziehung zwischen Laser und Klystron unverändert, kann man das transversale Profil mit einem Wedler hinter dem Resonator über den Spalt schieben und ist ebenfalls in der Lage, den kompletten Puls mit dem Spalt zu vermessen.

Im Gegensatz zum ursprünglichen Messprinzip muss man jetzt darauf achten, dass durch die geeignete Phasenlage des ankommenden Pulses eine lineare Beziehung wie in Gleichung 3.3 erreicht wird, da die Einschussphase die Form des transversalen Pulsprofils festlegt. Der Einschußzeitpunkt darf nach den Schlussfolgerungen aus Gleichung 3.3 also maximal 25 ps vor dem Nulldurchgang des ablenkenden Feldes liegen. Bei Messungen, die auf dem Prinzip der Phasenvariation beruhten, war dieser Aspekt nicht von Bedeutung, da ja sowieso nur der Teil transmittiert wurde, der keine Ablenkung durch den Resonator erhielt. Damit war die eigentliche Pulsform am Analysierspalt für die Messung uninteressant. Ist man sich dessen bewusst und wählt eine Phase, bei der der Strahl symmetrisch nach oben und unten abgelenkt wird, stellt diese Neuerung keinerlei Einschränkung dar. Abbildung 3.10 zeigt den neuen Aufbau.

Es ist sinnvoll, für die vertikale Ablenkung des Strahls einen Wedler zu nehmen, der hinter dem Hochfrequenz-Resonator liegt. Die Felder im Resonator selber sind, wie in Unterabschnitt 2.2.4 gezeigt, stark von den Ablagen in x- und y-Richtung abhängig und somit wird sicherlich auch das Strahlprofil bei nicht paraxialem Durchschuss entsprechend verzerrt. Der horizontale Wedler 19 ist zur Strahljustage im täglichen Betrieb nicht unbedingt vonnöten und qualifiziert sich außerdem durch seine Position zwischen Resonator und Spalt für diese Aufgabe.

Messungen mit dieser neuen Methode werden zudem wesentlich vereinfacht, wenn man den Magnetstrom nicht mit der Hand variiert, sondern mit einem Pulsgenerator<sup>7</sup>. Im gezeigten Aufbau wird der Pulsgenerator zur Erzeugung einer Sinus-förmigen Amplitudenvariation benutzt. Bisher war der Wedler an die sog. Wedlerkiste angeschlossen, die viele Strahlführungselemente wie z.B. die in Abbildung 3.10 gezeigten Solenoide 17 & 18 sowie den ebenfalls eingenzeichneten Wedler 18 versorgt. Um den Wedler weiterhin zur Strahlpositionierung nutzen und über das Testquellen-Terminal bedienen zu können, wurde ein Schalter installiert, mit dem man zwischen der Wedlerkiste (Normal-

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>HAMEG HM 8130-2

![](_page_32_Figure_1.jpeg)

Abbildung 3.10: Messprinzip des "Schnellen Wedlers"

betrieb) und einem Vier-Quadranten-Verstärker<sup>8</sup> (Messbetrieb) umschalten kann. Dieser Verstärker kann zusammen mit dem Pulsgenerator zur sinusförmigen Erregung des Wedlers mit fast beliebiger Frequenz genutzt werden. Um zwischen hin- und rücklaufendem Pulsprofil unterscheiden zu können, wird das Signal des Pulsgenerators gleichzeitig als Trigger für das Oszilloskop benutzt. Bei Pulslängen von 20 ps (entsprechend 4,5 mm in transversaler Ausdehnung) sollte die Amplitude auf keinen Fall kleiner als die Pulslänge sein, um hin- und rücklaufendes Signal noch gut voneinander trennen zu können. Aus der Entfernung zwischen Wedler und Leuchtschirm von 70 cm und einer angestrebten maximalen Ablenkung von mindestens  $\pm 3$ mm errechneten sich das Magnetfeld zu 1 G, ein Wert, der ohne Probleme erreicht werden kann.

Bei der periodischen Erregung des Magneten treten allerdings mehrere Effekte auf, durch die das Magnetfeld abgeschwächt wird. Da der Vier-Quadranten-Verstärker die Spannung, aber nicht den Strom konstant hält, fällt der Spulenstrom mit steigender Frequenz ab, wie man aus Gleichung 3.5 entnehmen kann.

$$I = \frac{U_{max}}{\sqrt{R_{\Omega}^2 + \omega^2 L^2}} \xrightarrow{\omega^2 L^2 \gg R_{\Omega}^2} I \propto \frac{1}{\omega}$$
(3.5)

 $R_{\Omega}$  ist der ohmsche Spulenwiderstand,  $\omega$  die Erreger-Frequenz und L die Induktivität.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>Toellner TOE 7610

Abbildung 3.11 (a) zeigt den Spulenstrom im verwendeten Wedler bei unterschiedlichen Erregungsfrequenzen. Der Abfall mit steigender Frequenz ist deutlich zu erkennen.

![](_page_33_Figure_2.jpeg)

(a) Spulenstrom von Wedler 19 (horizontal) in (b) Magnetfeld von Wedler 19 (horizontal) in Abhängigkeit der Frequenz

Abbildung 3.11: Spulenstrom und Magnetfeld von Wedler 19 (horizontal) in Abhängigkeit der Frequenz

Abbildung 3.11 (b) zeigt das Magnetfeld bei unterschiedlichen Betriebsfreqeunzen. Zur Messung wurde ein Gaußmeter<sup>9</sup> verwendet. Die kleine Unregelmäßigkeit bei ca. 700 Hz entsteht durch das Umschalten des Empfindlichkeitsbereiches des Gaußmeters bei 3 G. Auch hier ist ein Abfallen des Feldes mit steigender Frequenz zu erkennen. In einer zweiten Versuchsreihe wurde ein Aluminiumrohr in den Wedler geschoben, das in seiner Wanddicke den üblichen Strahlführungsrohren an MAMI gleicht. Das Magnetfeld entspricht jetzt den grünen Messpunkten. Man sieht, dass die Kurve (grün) jetzt viel steiler abfällt und schon bei 500 Hz die Untergrenze von 1 G erreicht. Der steilere Abfall resultiert aus einer Zunahme der Wirbelstrom-Verlustleistung ( $P_{Wirbel} \propto \omega^2 B^2$ ). Die dritte Kurve (rot) zeigt die Situation in Anwesenheit eines Edelstahlrohres anstelle des Aluminiumrohres. Man sieht kaum noch einen Unterschied zur Kurve ohne Rohr, was durch die geringen Verluste auf Grund von Wirbelströmen in Edelstahl zu erklären ist. Um Messungen bei Frequenzen oberhalb 1 kHz möglich zu machen, wurde das entsprechende Stück der Strahlführung ausgebaut und das Aluminiumrohr gegen ein Rohr aus Edelstahl getauscht.

Setzt man 1000 Hz als Wedler-Frequenz an, sollte es mit dem neuen Aufbau also möglich sein, das komplette Pulsprofil in  $\approx 1 \ \mu s$  zu messen. In der Praxis wird man nun aber doch noch mit dem eingangs erwähnten Problem der kleinen Ströme konfrontiert. Ein mittlerer Strom von 1 nA im Pulsbetrieb entspricht nur knapp mehr als 82 Elektronen pro Puls. Bei einer Messfrequenz von 1000 Hz findet zwar eine Summation über 76000 Pulse statt, pro Oszilloskop-Kanal bleiben aber dennoch im Mittel nur etwas mehr als 6000 Elektronen. Daraus resultieren statistische Schwankungen, die zu sehr unschönen Pulsformen führen und nur offline durch eine aufwendige Mittelung mehre-

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Bell 640 Incremental Gaussmeter

rer Kurven beseitigt werden könnten. Eine Mittelung über mehrere Pulse kommt online nicht in Betracht, da zwischen der Messung zweier Profile immer eine komplette Wedlerperiode verstreicht, was die Messzeit sofort um einen Faktor 1000 erhöhen würde. Eine Reduzierung der Wedler-Frequenz auf 10 Hz stellt einen optimalen Kompromiss zwischen der Minimierung der Messzeit und der des statistischen Fehlers dar. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Amplitude bei dieser Frequenz so groß wird, dass man die Ablenkgeschwindigkeit als konstant ansehen kann.

Eine Wedler-Frequenz von  $\nu = 10$  Hz bedeutet am Spalt eine Wedler-Amplitude von A = 30 mm. Im linearen Teil beträgt die Wedler-Geschwindigkeit v dann:

$$v_{wedl} = \frac{d}{dt} \left( A \cdot \sin\left(2\pi\nu t\right) |_{t=0} \right) \approx 1,86 \frac{m}{s}$$
(3.6)

Die transversale, räumliche Ausdehnung kann aus der longitudinalen, zeitlichen Ausdehnung nach Gleichung 3.1 und Gleichung 3.3 berechnet werden, und es gilt:

$$1ps(\text{long}) \equiv 227\mu m(\text{trans}) \tag{3.7}$$

Zusammen mit Gleichung 3.6 ergibt sich aus Gleichung 3.7 folgende wichtige Beziehung zwischen longitudinaler Pulslänge (in ps) und gemessener Pulslänge auf dem Oszilloskop ( $\mu$ s):

$$100\mu s(\text{Oszi}) \equiv 0,821ps(\text{long}) \tag{3.8}$$

Sie gilt allerdings nur für die benutzte Frequenz von 10 Hz und die daraus resultierende Ablenkamplitude von 30 mm am Analysierspalt. Für die Messung eines 2 ps langen Pulses benötigt man mit dem eben beschriebenen Aufbau nur noch 0,25 ms. Das ist nicht nur eine Verbesserung zum Messprinzip mittels Phasenvariation, sondern auch im Gegensatz zur getesteten Schirm-Methode, die mit (20 ms) um fast zwei Größenordnungen langsamer ist. Die gemessenen Pulsverläufe sind in Kapitel 5 zu finden, wo sowohl zeitaufgelöste Messungen für verscheidenen Kathodentypen als auch Messungen bei unterschiedlichen Extraktiosngradienten beschrieben werden.

### 3.3 Die Polarisationsmessung

Mittels Mott-Streuung an Goldfolien kann eine Polarisationsmessung an der Testquelle erfolgen. Hierbei ist die Spaltmethode unverzichtbar und der maximale Strom, wie bei der Pulslängenmessung auch, durch Raumladungseffekte auf wenige pA begrenzt. Der geringe Wirkungsquerschnitt der Mott-Streuung treibt, besonders bei Messungen im hinteren Teil des Elektronenpulses, die Messzeit bei gegebenem statistischem Fehler in den Bereich von Stunden. Man sieht leicht ein, dass auch hier das Driften der Phase von entscheidender Bedeutung für die Verschlechterung der Messgenauigkeit ist, aber nicht, wie im Falle der Pulsprofilmessung durch eine Verkürzung der Messzeit umgangen werden kann. Auch der Einsatz dickerer Targets zur Erhöhung der Zählrate bringt keine Vorteile, da in diesem Fall die Streuraten-Asymmetrie absinkt. Bisher konnten Phasendrifts mit einem *Double Balanced Mixer (DBM)* sichtbar gemacht und dann mit einem Phasenschieber von Hand ausgeregelt werden. Zur Verbesserung und Automatisierung der Phasendrifts wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Hybrid-Phasendetektor gebaut. Eine ebenfalls neu installierte Steuereinheit kann das Signal dieses Detektors zum Betrieb eines Schrittmotors nutzen. In einem weiteren Schritt wurde deshalb der Handphasenschieber durch einen computergesteuerten, motorisierten Phasenschieber ersetzt, der eine automatische Regelung erlaubt. Beide Bauteile werden im Folgenden beschrieben.

### 3.3.1 Die 2,45 GHz Phasendetektoreinheit

Die Phasenkontrolle mit einem DBM wird durch das im Allgemeinen starke Rauschen des Detektors sehr ungenau. Auch die Pegel der zu vergleichenden Leistungen müssen im allgemeinen mindestens +13 dBm, entsprechend 20 mW bei 50 $\Omega$ , betragen. Das Signal des Laserpulses  $(S_{Las})$  wird wie im vorherigen Aufbau auch mittels Strahlteiler, Photodiode und Bandpassfilter gewonnen, als Referenz-Signal  $(S_{Ref})$  dient der MAMI-Masteroszillator. Das Referenz-Signal hat einen Pegel von 6,11 dBm, die Photodiode verträgt maximal einen Photostrom von 0,6 mA, was nach Abfilterung der 2,45 GHz-Frequenz-Komponente einem Pegel von nur -28,3 dBm entspricht. Eines der beiden Signale ist im vorliegenden Aufbau also sehr viel kleiner, wodurch der Einsatz eines Verstärkers notwendig wurde, der seinerseits durch Offset-Drifts und Rauschen zur Verschlechterung der Phasenauflösung beiträgt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der bisher verwendete Mischer entfernt und durch einen Hybrid-Phasendetektor<sup>10</sup> ersetzt. Dieser ist eigentlich zur Phasendetektion an den Beschleunigersektionen des neuen HDSM<sup>11</sup> vorgesehen, kann aber auch an der Testquelle benutzt werden. In Abbildung 3.12 sieht man, dass sowohl Hochfrequenz-Bauelemente (weiße Platine) als auch Niederfrequenz-Bauelemente (grüne Platine) verwendet werden. Durch die rechteckige Form der Leiterbahnen (hier zwischen 2a und 2b zu sehen), die man in der Mikrowellentechnik 90°-Hybrid nennt, erhält der Detektor seinen Namen.

Ähnlich wie der Mischer vergleicht auch der Hybrid zwei Phasensignale und gibt eine Spannung aus. Eines der beiden Signale wird über die obere, das andere über die untere SMA-Buchse in die neue Phasendetektoreinheit eingekoppelt. Über die Leiterbahnen gelangt die HF-Leistung zu zwei Dioden, die in der oberen Platinenhälfte zu erkennen sind (4). Das Problem unterschiedlicher Pegel lässt sich durch eine geeignete Wahl der Diodenvorspannungen mit Hilfe der beiden blauen Potentiometer auf der grünen Platine lösen. Es wird nun das Messprinzip der linken Diode erklärt; die rechte arbeitet analog. Das Design der Leiterbahnen führt zu einer Aufteilung von  $S_{Las}$  und  $S_{Ref}$  in jeweils zwei gleich große Anteile am ersten T-Stück (1). Die asymmetrische Anordnung der Einkoppelorte bewirkt eine Phasendifferenz der beiden Signale an den beiden folgenden T-Stücken (2a und 2b). An diesen beiden Stellen treten die Signale in den  $90^{\circ}$ -Hybriden ein, in der Zeichnung als rechteckige Anordnung von Leiterbahnen zu erkennen. Zum rückkoppelfreien Arbeiten ist die eine Seite des Hybriden mit einem  $50\Omega$ 

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>Konzept: J. Röthgen, Layout: F. Fichtner

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>Das HDSM (=Harmonic Double-Sided Microtron) ist eine neue, zurzeit im Bau befindliche Beschleunigerstufe an MAMI, die Elektronen bis auf Endenergieen von 1,5 GeV beschleunigen wird.


Abbildung 3.12: Der neue 2,45 GHz-Phasendetektor

Widerstand abgesumpft (3). Die Überlagerungen aus  $S_{Las}$  und  $S_{Ref}$  von Punkt (2a) und diejenigen von Punkt (2b) treffen sich an der Diode (4) mit einem Phasenversatz von 90°. Es handelt sich um eine Schottky-Diode, also ein Hochfrequenzbauteil, das die beiden ankommenden Signale gleichrichtet. Zur niederfrequenten Weiterverarbeitung bilden dahinterliegende Kondensatoren einen zeitlichen Mittelwert der Amplitude. Über einen Widerstand kann dahinter eine Spannung abgegriffen werden. Auf der grünen Platine im rechten Teil des Detektors werden die Signale beider Dioden sowohl addiert ( $\Sigma$ -Anteil) als auch subtrahiert ( $\Delta$ -Anteil).

Das ( $\Delta$ -Signal) ist das eigentliche Regelsignal der Einheit, der Nulldurchgang der Regelbereich. Um möglichst große Sensitivität bei der Phasendetekton zu erreichen, arbeitet man am besten in der Umgebung des Nulldurchgangs mit der größeren Steigung. Um die richtige Nullstelle zu finden, minimiert man  $\Sigma$  und versucht gleichzeitig  $\Delta$  auf Null zu regeln. An diesem Punkt gibt es eine annähernd lineare Beziehung zwischen Ausgangsspannung und Phasendifferenz, welche experimentell bestimmt wurde und es gilt:

$$61mV \equiv 24.5^{\circ}\varphi \tag{3.9}$$

Die Regelung der Abstimmkolben in den Beschleunigungs-Sektionen wird an MAMI seit langem von Schrittmotoren übernommem. Daraus hat sich im Laufe der Jahre eine Vielzahl von Hardware und Software entwickelt, die sehr effizient und störungsfrei arbeitet. So stehen zum Betrieb des Phasendetektors schon ein Steuerungsrechner und eine sog. "Kolbenkiste" zur Ansteuerung eines Schrittmotors zur Verfügung. Über einen 9-poligen Stecker am Detektor findet sowohl der Signaltransfer als auch die Spannungsversorgung der Einheit statt.

# 3.3.2 Schrittmotor und Ansteuerung

Im Rechner durchläuft das ankommende Signal als Erstes einen Tiefpassfilter der alle Frequenzen größer als 250 Hz mit 10 dB pro Dekade abschwächt. Eine ADC-Karte wandelt die analoge Spannung in ein digitales Signal von maximal  $\pm 1$  V, aufgelöst mit 12 Bit, um. Dieses wird an die Kolbenkiste weitergegeben, an der alle Regelparameter eingestellt werden können.

Der vorhandene Phasenschieber arbeitet allerdings mit einem Gleichstrommotor, der von der Regelkiste nicht angesteuert werden kann. Das macht einen Umbau unumgänglich. Auf die Drehachse eines bisher nicht verwendeten Schiebers wurde deshalb ein unipolarer Schrittmotor mit einer maximalen Auflösung von  $0,0075^{\circ} \frac{\varphi}{Halbstep}$  montiert. In Abbildung 3.13 ist der neue Aufbau aus Phasenschieber und Schrittmotor zu sehen.

Das Referenzsignal des Klystrons wird an einem ersten T-Stück in zwei gleichgroße Signale mit einem Pegel von 6,11 dBm aufgeteilt. Rechts geht eines dieser Signale zur neuen Phasendetektoreinheit ab. Das andere kann bezüglich der Phase sowohl mit dem motorisierten Schieber als auch mit dem Handschieber variiert werden. Das phasenkorrigierte Signal gelangt durch den Frequenzteiler zur internen Steuereinheit des Lasers. Die Kommunikation zwischen Steuerkiste und Motor findet über das graue RS-232-Kabel am unteren Bildrand statt. Die Maximalgeschwindigkeit des Motors liegt bei 1,89°  $\frac{\varphi}{s}$ . Die maximale Ausleserate der Detektoreinheit beträgt 256 Hz und kann je nach Bedarf varriiert werden. Für den schwingungsfreien Betrieb stellt das Auslesen von acht Messwerten pro Sekunde ein Optimum dar. Solange das Signal des Phasendetektors ungleich Null ist, gibt der Computer ein Regelsignal aus, das wie bei PID-Controllern<sup>12</sup> von der Größe der verbleibenden Phasenabweichung abhängt.

Der schematische Aufbau der kompletten Phasenstabilisierung nach dem Umbau ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

Links unten im Bild sind der neu installierte Steuerrechner (kolbenpc5) und die Steuerkiste zu erkennen. Im Unterschied zu Abbildung 3.3, die den ursprünglichen Aufbau zeigt, ist ein weiterer motorisierter Phasenschieber (Grün) dazugekommen, der vom Kolben-PC angesteuert wird. Die einzelnen Phasenschieber werden, wie folgt, eingesetzt: Der motorisierte Phasenschieber ganz rechts dient zum definierten Verschieben des Strahls auf dem Spalt. Durch seinen Ort direkt hinter dem Resonator führt eine Phasenänderung an diesem Punkt weder zu einem Eingreifen der Synchro-Lock-Einheit, noch zu einer Signaländerung im Hybrid-Phasendetektor. Die Regelung von Phasendrifts übernimmt der mittlere Phasenschieber. Um einen möglichst großen Regelbereich

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>Proportional-Integral-Differential-Controller oder auch Regelungen 2. Ordnung passen ihre Regelgeschwindigkeit der verbleibenden Regelstrecke an, wodurch Schwingungen um die Zielposition stark verringert werden.



Abbildung 3.13: Phasenschieber der neu installierten Stabilisierung

zu gewährleisten, fährt man ihn zu Beginn jedes Experiments auf eine mittlere Position und macht das Phasendetektorsignal mit dem Handphasenschieber (links), der früher zur manuellen Phasenregelung benutzt wurde, zu Null.

Die Erfassung der Detektordaten erfolgt über einen separaten Rechner, der über das MAMI-Netzwerk mit dem Steuerrechner für den Schrittmotor verbunden ist. Die graphische Darstellung übernimmt das Programm *Autograf*, ein Graphik-Tool der Kernphysik, das eingehende Daten online verarbeiten kann. Über zusätzliche Eingänge am Steuerrechner können weitere Signale wie z.B. das Channeltronsignal in *Autograf* angezeigt werden.

Eine erste Messung ohne Regelung zeigte periodische Störsignale, die aus der Spannungsversorgung des Detektors durch den Rechner kamen, denn das Netzteil arbeitete für die geforderten Verhältnisse zu ungenau. Durch den Einbau eines DC/DC-Wandlers konnte dieses Problem behoben werden. Nach dieser kleinen Korrektur konnte die Stabilisierung in Betrieb genommen werden.

Abbildung 3.15 zeigt in Rot die Temperaturänderung im Laserlabor und in Blau die Signaländerung der Phasendetektoreinheit.



Abbildung 3.14: Aufbau des neuen Phasendetektorsystems



Abbildung 3.15: Signaländeung des Phasendetektors und Temperaturänderung im Laserlabor

Bei dem roten Signal erkennt man zum einen eine periodische Modulation mit einer Frequenz von ungefähr 40 Minuten, andererseits auch eine eher zufällige Variation mit kleinerer Amplitude. Erstere wird durch den Regelzyklus der Klimaanlage im nebengelegenen Quellenraum verursacht. Über Löcher in den Wänden zur Kabeldurchführung stehen beide Räume thermisch in Verbindung. Die überlagerte, eher zufällige Temperaturänderung kann verschiedenste Ursprünge haben: Die Anzahl der Personen im Laserlabor, die Außentemperatur und Luftverwirbelungen beim Öffnen der Labortür sind nur einige der möglichen Ursachen. In Blau ist das Signal der neu installierten Phasendetektoreinheit zu sehen, wobei man eine starke Korrelation zwischen Detektorsignal und Temperatur erkennen kann. Die dargestellten Phasenabweichungen folgen aus Gleichung 3.9. Nach ca. 12000 Sekunden wurde die neu installierte Phasenstabilisierung eingeschaltet und 3000 Sekunden später wieder abgestellt. Der Bereich, in dem die Stabilisierung aktiv ist, ist grün markiert. In dieser Zeit findet zwar immer noch eine Temperaturänderung statt, deren Einflüsse auf das Phasensignal sind jedoch um den Faktor 10 verringert. Die Spitzen in den Maxima der blauen Kurve werden durch das Einschalten der Klimaanlage verursacht und entsprechen keiner realen Phasenänderung.

Wie zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, ist die Temperaturabhängigkeit der Synchro-Lock-Einheit nur nur eine mögliche Ursache für die Verschlechterung der Zeitauflösung. Alles was hinter der Photodiode passiert, die das Signal abgreift, kann mit diesem Aufbau nicht detektiert und folglich nicht ausgeregelt werden (vgl. Abbildung 3.14). Um den Einfluss der übrigen Störquellen zu untersuchen, wurde im synchronisierten Pulsbetrieb ein Phasenpunkt mit dem CEM vermessen. Um eine möglichst große Signaländerung bei kleinen Phasenänderungen zu erhalten, wurde zur Messung ein Punkt auf der Profilflanke gewählt. Bei einer Messung im Maximum des Elektronenpulses wäre man außerdem nicht sensitiv auf die Driftrichtung der Phase, da das Signal bei beiden Driftrichtungen abfallen würde. Gäbe es keinerlei weitere Effekte, die zu Strahlbewegungen oder Phasensprüngen führen, würde man ein konstantes Signal erwarten, das lediglich das Rauschen des Detektors aufweist. Abbildung 3.16 zeigt die Anderungen von Phasensignal und Intensitätssignal des CEM<sup>13</sup> während der Messung mit und ohne Stabilisierung. Um auch wirklich nur die Änderung der Signale zu sehen, wurde vor dem Ersetllen der Graphik ein Offset von allen Messwerten abgezogen und außerdem bei beiden Datensätzen eine Glättung durchgeführt.

In der linken Graphik erkennt man sehr deutlich eine Beziehung zwischen Phasendrift und der Signaländerung am Channeltron. Das lässt darauf schließen, dass der Synchro-Lock-Phasenjitter, wie vermutet, einen dominierenden Einfluss auf die Verschlechterung der Zeitauflösung hat. Rechts ist die Situation zu sehen, wie sie bei eingeschalteter Regelung vorliegt. Die Signaländerung des Phasendetektors ist deutlich kleiner und wird vermutlich einzig durch das Rauschen des Detektors verursacht. Die Variation des CEM-Signals hat zwar ebenfalls merklich abgenommen, es werden aber Schwankungen sichtbar, die aus anderen Quellen stammen müssen, da sie nicht mit dem Signal des Phasendetektors korrelliert sind. Durch bewusstes Verstellen des Phaseschiebers kann der Zusam-

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup>Durch Einsatz des Vorverstärkers (vgl. Abbildung 3.10) ist das Channeltronsignal kein Strom mehr, sondern eine diesem proportionale Spannung.

## 3 Verbesserung der Zeitauflösung



Abbildung 3.16: Transmittierter Strom (grün) und Signal der Phasendetektoreinheit (rot) im Pulsbetrieb

menhang zwischen der Änderung des CEM-Signals und der benötigten Phasenvariation bestimmt werden. Dabei entspricht eine Phasenänderung von 1° einer Signaländerung am Channeltron von ungefähr 8 mV. Mit dieser Eichung kann man aus der rechten Abbildung ablesen, dass die detektierten Signale Phasenschwankungen kleiner  $0,5^{\circ}\varphi$  entsprechen. Um zu entscheiden, ob die restlichen Signaländerungen durch den Spannungsteiler oder die Wedler verursacht werden, bietet es sich an, obige Messung im CW-Betrieb zu wiederholen. Da es hier keine Phasenschwankungen gibt, müssen alle Signaländerungen durch Strahlbewegungen verursacht werden. In Abbildung 3.17 sind die Ergebnisse dieser Messung dargestellt.

Wie in Abbildung 3.16 auch, ist der Datensatz zuvor geglättet und ein Offset abgezogen worden. Die Änderungen des Channeltronsignals entsprechen Phasenschwankungen von etwas weniger als  $0.5^{\circ}\varphi$ , liegen also in der gleichen Größenordnung wie die Phasensprünge im Puls-Betrieb. Zusätzlich erkennt man ein langsames Driften des Signals (in Abbildung 3.17 als schwarze Linie zu erkennen), was mit großer Sicherheit durch das Driften des Vorverstärker-Offsets zustande kommt.

# 3.4 Schlussfolgerungen

Mit dem CEM und dem "schnellen Wedler" können Pulsptrofile in wenigen hundert  $\mu$ s vermessen werden. Dadurch spielt der Einfluss des Phasenjitters keine nennenswerte Rolle mehr. Auch Phasensprünge wirken sich wegen der Kürze der Messzeit nicht mehr negativ auf die Ergebnisse aus.

Die Suche nach einem kleinen Strahlfleck ist durch die neue Methode ebenfalls erheblich erleichtert worden. Zu Beginn dieser Arbeit musste nach jeder Änderungen der Linsenparameter zur Fokussierung ein Strahlrofil mittels Phasenvariation aufgenommen werden. Nur so konnte überprüft werden, ob mit der neuen Einstellung ein kleinerer



Abbildung 3.17: Änderung des Channeltronsignals im CW-Betrieb

Strahldurchmesser erzielt wurde oder nicht. Mit dem neuen Aufbau werden diese Änderungen sofort sichtbar, was eine Online-Optimierung der Linsenfelder erlaubt.

Mit einem neuen, empfindlicheren Phasendetektor können Phasendrifts erkannt werden, wenn diese von der Synchro-Lock-Einheit des Lasersystems stammen. Zusammen mit dem Schrittmotor und dem Steuerrechner werden diese Phasenänderungen jetzt sogar automatisch ausgeregelt. Damit wird eine Stabilität der Phase im Bereich weinger zehntel Grad, entsprechend 0,44 ps erreicht.

Als nächstes bietet es sich an, den alten Spannungsteiler durch das bereits vorhandene, neue Modell<sup>14</sup> zu ersetzen. Zur Beseitigung aller Strahllage-Schwankungen, egal welcher Herkunft, kommt man in letzter Konsequenz sicher nicht umhin, die Strahlposition am Spalt selber zu stabilisieren. Dafür kann man entweder die Spaltbacken isolieren und den auflaufenden Strom messen, es besteht aber auch die Möglichkeit einer optischen Stabilisierung. Dazu müsste man den Spalt mit Leuchtpulver bestreichen und das Signal mit einer Kamera auswerten. Man hat hierbei aber Folgendes zu beachten: Sich ablösende ZnS-Körner könnten den Analysespalt sehr leicht zusetzen, was den transmittierten Strom noch weiter absenkt. Dies ist bereits teilweise durch den Leuchtschirm über dem Analysierspalt geschehen, was eine Reinigung der Spalts und damit ein erneutes Öffnen der Apparatur in naher Zukunft nötig macht. Außerdem müsste die Kamera im Vakuum plaziert werden, da die Vorderseite des Spalts nicht durch die vorhandenen Fenster der Vakuumapparatur beobachtet werden kann. Die Stabilisierung kann wieder Wedler

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>mit  $SF_6$  gefüllter VD 120 Ross Engineering Corp.

# 3 Verbesserung der Zeitauflösung

19 übernehmen, da bei Polarisationsmessungen kein "schneller Wedler" benötigt wird und Pulsprofilmessungen auf Grund der jetzt kürzeren Messzeit ohne diese zusätzliche Stabilisierung auskommen. Des Weiteren muss ein Rechner zur optischen Stabilisierung des Elektronenstrahls installiert, bzw. ein entsprechendes Programm beschafft werden.

12:50, press return...

(Maximillian Cohen -  $\pi$ )

# 4 Untersuchungen zur Strahlfleckgröße

Die Strahlfleckgröße am Spalt ist von entscheidender Bedeutung für die Zeitauflösung der Apparatur, denn bei der Synchro-Streak-Methode muss das transmittierte Intensitätsprofil als Faltung des longitudinalen Pulsverlaufs mit dem transversalen Strahlprofil verstanden werden. In Abbildung 4.1 sieht man die Momentaufnahmen zweier Pulses kurz vor Erreichen des Analysespalts bei eingeschaltetem Resonator, die diesem Umstand Rechnung tragen.



(a) Ablenkung eines Elektronenstrahls mit einem (b) Ablenkung eines Elektronenstrahls mit einem Durchmesser von 200  $\mu$ m FWHM Durchmesser von 800  $\mu$ m FWHM

Abbildung 4.1: Auswirkungen der transversalen Strahlbreite auf die Zeitauflösung

In Lila sieht man jeweils das transversale Strahlprofil, also das Strahlprofil in Ablenkrichtung, in Orange ist die longitudinale Intensitätsverteilung zu eingezeichnet. Als Strahldurchmesser wurde links eine FWHM von 200  $\mu$ m gewählt, was dem zurzeit kleinsten erreichten Strahlfleck an der Testquelle entspricht. Das longitudinale Profil entspricht einem Puls mit 2 ps zeitlicher Ausdehnung, also in etwa der Zeit, die die bisherige Zeitauflösung markiert. Auf dieser Skala gilt zwischen abgelenktem und ursprünglichem Pulsprofil die lineare Beziehung aus Gleichung 3.3 bzw. Gleichung 3.7. Sie ist als transversaler Versatz in den Bildern angedeutet. Im Vordergrund ist in Grau das Signal eingezeichnet, wie man es bei einer Transmissionsmessung finden würde. Bis auf die Normierung der Intensitäten sind alle Größenverhältnisse in Abbildung 4.1 (a) und (b) maßstabsgetreu. Rechts ist die gleiche Situation zu sehen wie links, mit dem Unterschied,

dass der Strahldurchmesser in transversaler Richtung jetzt 800  $\mu$ m beträgt, also vier Mal größer ist als vorher. Die graue Kurve hat jetzt sehr große Ähnlichkeit mit dem reinen transversalen Profil vor der Ablenkung (lila) und der Einfluss des Cavity sind kaum noch zu erkennen.

Bei bisherigen Messungen wurde mit einem ersten Doppelsolenoiden auf Position 15 der Strahlführung fokussiert, dann mit einem weiteren Solenoidenpaar auf den Spalt bei Position 20. Mit dieser Einstellung (siehe auch Abbildung 4.2) konnten keine kleineren Strahlflecke als solche mit einem minimalen Durchmesser von 200  $\mu m$  FWHM erreicht werden. Das wirft die Frage auf, ob die vorhandenen elektronenoptischen Elemente, aufgrund von Abbildungsfehlern, kleinere Strahldurchmesser generell verbieten. Zudem erwähnt M. Weis in [40] Probleme, mit denen bei der Erzeugung eines kleineren Fokus gerechnet werden muss. Dazu gehören unter anderem das starke Ausleuchten des letzten Solenoidenpaares und Strahlverluste durch enge Aperturen.

In diesem Kapitel soll ein neues Konzept zur Fokussierung vorgestellt werden, mit dem die meisten von M. Weis erwähnten Probleme umgangen werden könnten. Außerdem werden Simulationen zur minimalen, mit den eingebauten Elementen möglichen Strahlfleckgröße durchgeführt.

# 4.1 Neue Fokussierung

BEAMOPTIK<sup>1</sup>-Simulationen haben gezeigt, dass bei Fokussierung auf die Position bei Scanner 15 ein hochgradig divergenter Strahl im hinteren Teil der Strahlführung entsteht, der mit den Solenoiden 17 und 18 wieder fokussiert werden muss. Der neue Ansatz bestand nun darin, einen annähernd parallelen Strahl am Eingang dieses Doppelsolenoiden zu erzeugen, um den Strom und damit die Randfelder in den Magneten so klein wie möglich zu halten. Die Einstellung eines Strahls mit minimaler Divergenz erwies sich allerdings als äußerst schwierig, da es in der Strahlführung insgesamt nur drei Leuchtschirme gibt, mit denen eine Strahlfleckbeobachtung möglich ist. Experimente mit veschiedenen Einstellungen haben zu dem Ergebnis geführt, dass man einen weitestgehend parallelen Strahl vor Eintritt in den Doppelsolenioden erreichen kann, indem man alle elektronenoptischen Elemente (ausgenommen den  $\alpha$ -Magneten) abschaltet und den Strahl ab der Kathode einfach driften lässt. Da der Strahl einen maximalen Durchmesser von 5 mm erreicht, führen die Aperturen der differentiellen Pumpstufen und des  $\alpha$ -Magneten nicht zu nennenswerten Strahlverlusten. Der von BEAMOPTIK am Spalt errechnete Strahlfleck hat bei gegebener Ausgangsemittanz an der Kathode ca. 64  $\mu m$  FWHM. Eine Halbierung der Emittanz führt zu einem Strahldurchmesser von 32  $\mu m$ , eine Viertelung sogar zu knapp 16  $\mu m$ . Dazu mussten allerdings die sog. Twiss-Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  und  $\epsilon$  angepasst worden deren graphische Darstellung sich in Abbildung 4.9 findet. In der Beschleunigerphysik werden sie benutzt, um die Bewegung der Teilchen im Phasenraum, einem sechsdimensionalen Raum der von Orts- und Impuls-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>BEAMOPTIK ist ein von K.H. Steffens entwickeltes Computerprogramm, mit dem man den Einfluss verschiedener elektromagnetischer Linsen auf die Einhüllende (= Envelope) eines Elektronenensembles simulieren kann.

koordinaten aufgespannt wird, zu beschreiben. Es wurden bereits Versuche von M. Weis durchgeführt, die gezeigt haben, dass eine Verkleinerung der Emittanz um den Faktor vier durchaus zu realisieren ist. Bei einer 1- $\sigma$ -Anfangsemittanz von 0,075  $\pi mmmrad$ , wie sie ohne Umbauten des Lichtführungs-Systems erreicht werden kann, zeigt Abbildung 4.2 horizontale und vertikale Einhüllende des Strahls mit alter (gestrichelte Linie) und neuer (durchgezogene Linie) Fokussierung.



Abbildung 4.2: Horizontale und vertikale Envelope in der Strahlführung mit der alten (gestrichelte Linie) und der neuen (durchgezogene Linie) Einstellung

Im unteren Teil der Zeichnung sind, wie schon in Abbildung 2.6, nur die Linsen des Strahlführungssystems, nicht aber die Wedler zu sehen. Die Wedler haben auf die Strahlform keinerlei Einfluss, sondern nur auf die Strahllage. In Rot ist der für den weiteren Verlauf dieses Kapitels wichtige Doppelsolenoid 17/18 markiert.

Der Fokus wäre also bei doppelter maximaler Envelope um fast einen Faktor drei kleiner als bisher. Die Apertur des letzten Solenoidenpaares beträgt ca. 28 mm, die Ausleuchtung bei der neuen Strahlführungseinstellung also maximal ein Drittel. Ein weiterer Vorteil der neuen Einstellung ist die Tatsache, dass außer zwei Solenoiden alle Linsen ausgeschaltet sind und somit keine Störquellen beim Strahltransport darstellen. Sowohl ihre möglichen Abbildungsfehler als auch ihre Fokussierungsänderungen auf Grund von Stromschwankungen haben keinerlei Einfluss mehr auf den Strahl.

In der experimentellen Durchführung hat man jetzt nur noch die Freiheit, beide Solenoidenfelder asymmetrisch oder symmetrisch zu betreiben, da BEAMOPTIK für beide Feldkonfigurationen einen ähnlichen Durchmesser errechnet. In Abbildung 4.3 wird veranschaulicht, wie aus zwei einzelnen Solenoiden ein Doppelsolenoid wird und welche Feldkonfigurationen sich ergeben.



Abbildung 4.3: Die beiden möglichen Betriebsarten eines Solenoidenpaares: Symmetrisch (oben) und asymmetrisch bzw. bilddrehungsfrei (unten)

Um im asymmetrischen Betrieb dieselbe Brechkraft zu erhalten wie im symmetrischen, muss die maximale Feldstärke  $H_0$  etwas höher sein, da gilt:

$$\frac{1}{f} \propto \int H(z)^2 dz \tag{4.1}$$

Dabei ist die Brechkraft die reziproke Brennweite f und H(z) die magnetische Flussdichte auf der Achse. Da weiter unten die Bildebene mit  $\mathcal{B}$  und die Blendenebene mit Bbezeichnet werden, wird die Flussdichte im Folgenden nicht wie üblich ebenfalls mit Bbezeichnet, sondern mit H. In Abbildung 4.3 führt der Überlapp der beiden Einzelfelder zwischen den Solenoiden zu einer Verminderung (Vergrößerung) von  $H^2$  im asymmetrischen (symmetrischen) Betrieb. Unter [29] werden Gütefaktoren für Felder angegeben, die ein Maß dafür sind, inwieweit eine betreffende Elektronenlinse einen Punkt aus der Objektebene in der Bildebene wieder auf einen Punkt fokussieren kann. Für den Fall der sphärisch bestkorrigierten, magnetischen Linse, entsprechend dem symmetrischen Betrieb des Doppelsolenoiden wird eine neun Mal größere Güte angegeben als für die sphärisch bestkorrigierte, bilddrehungsfreie, schwache, magnetische Linse, entsprechend dem asymmetrischen Betrieb. In ersten Tests wurde deshalb eine symmetrische Einstellung der Solenoide 17 & 18 gewählt.

Wie in Kapitel 3 bereits beschrieben, ist es mit dem "schnellen Wedler" und dem Channeltron möglich, die Transmission durch den Spalt online zu beobachten und zu optimieren. Dieser Vorzug kann jetzt ausgenutzt werden, um die beiden neuen Einstellungen des Solenoidenpaares zu testen. Die symmetrische Einstellung der beiden Solenoide führte zu keinen kleineren als den bisher beobachteten Strahlfleckgrößen. Im asymmetrischen Betrieb dagegen konnte bei Messungen mit der neuen Einstellung direkt ein Strahldurchmesser von  $(68 \pm 4)\mu m$  FWHM ermittelt werden. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis der Messung gezeigt, die mit dem "schnellen Wedler" und dem Channeltron durchgeführt wurde.



Abbildung 4.4: Transversales Strahlprofil gemessen mit dem "schnellen Wedler" und dem Channeltron

Die Umrechnung von Channeltronsignal zu tatsächlichem Durchmesser konnte aus Gleichung 3.6 gewonnen werden. Zum Vergleich wurde eine sogenannte "Transmissionsmessung" mit der alten und der neuen Einstellung durchgeführt. Dafür wurde zum einen der Gesamtstrom ohne Spalt gemessen, zum anderen der Bruchteil, der durch den Spalt transmittiert wird. Eine frühere Messung ergab mit der alten Einstellung eine Transmission von 7%. Wegen deutlich zu erkennender ZnS-Körner, die sich von dem darüberliegenden Leuchtschirm gelöst hatten und auf bzw. in den Spalt gefallen waren, konnte nur ein Wert von 0,4% für die alte Einstellung erreicht werden. Die Neue liefert dagegen einen Wert von 1,2% ist also vier Mal größer, was im Einklang mit der Messung durch den "schnellen Wedler" steht.

Erstaunlich ist, dass der kleinere Strahl mit der asymmetrischen Einstellung erreicht wurde, wo doch [29] das genaue Gegenteil voraussagt. Um zu überprüfen, ob nicht durch falsches Anschließen der Spulen ein asymmetrischer Betrieb vom Bedienterminal vorgetäuscht wird, während in Wirklichkeit der symmetrische Fall vorliegt, wurde eine stark ellipsoide Strahlform erzeugt, die leicht auf Bilddrehungsfreiheit hin untersucht werden konnte. Die Messungen führten zu dem Ergebnis, dass wirklich asymmetrischer Betrieb vorliegt, wenn der Steuerungsrechner diesen Zustand anzeigt.

Späteren Messungen mit eingeschaltetem HF-Resonator zeigen jedoch Pulsprofile, die länger waren als die in [40] mit  $200\mu m$  FWHM gemessenen. Eine genauere Untersuchung ergab, dass der Strahl zwar lokal einen kleinen Durchmesser hat, der Hauptanteil der Elektronen aber in einem größeren Raumbereich zu finden ist. In Abbildung 4.5 ist das wirkliche transversale Profil zu sehen. Neben dem sehr schmalen Peak am linken Bildrand sieht man rechts eine großräumige Intensitätsverteilung.

Der Strahl wird bei seiner Drift durch die Strahlführung also stärker verzerrt als



Abbildung 4.5: Wirkliches transversales Strahlprofil gemessen mit dem "schnellen Wedler" und dem Channeltron

ursprünglich angenommen, sodass die neu vorgeschlagene Fokussierungseinstellung keine Vorteile bringt. Die bilddrehungsfreie Einstellung könnte aber dennoch einen Vorteil gegenüber dem nicht drehungsfreien Fall mit sich bringen, wie Abbildung 4.6 zeigt.



Abbildung 4.6: Auswirkung der Bilddrehung von Doppelsolenoiden auf die gemessene Strahlbreite

Der Spalt transmittiert nur einen Schnitt durch den Strahldurchmesser (rot), dessen Ausdehnung bei einer nicht kreisförmigen Strahlform stark vom Drehwinkel abhängen wird. Im oberen Teil der Graphik sieht man die Verhältnisse im symmetrischen Fall, bei dem also Bilddrehung stattfindet. Der Strahl ist vor dem Eintritt in den Doppelsolenoiden (links) in Hellblau gezeigt, zwischen den Magneten in Weiß und dahinter (rechts) in Hellgrün; jeweils in Form einer Ellipse, der Pfeil markiert die Flugrichtung. Darunter sieht man die drei Stadien für den bilddrehungsfreien Fall. Die gemessene Breite ist hier auf jeden Fall kleiner. Dieser Effekt kann dazu führen, dass man in Simulationen, in denen die Strahlenvelope als rotationssymmetrisch um die z-Achse (=Flugrichtung) angenommen wird, die Halbwertsbreite gegenüber der Realität unterschätzt.

Dass der errechnete Wert von 75  $\mu m$  aus der BEAMOPTIK-Simulation weder mit der symmetrischen noch mit der asymmetrischen Einstellung experimentell nicht erreicht wurde, ist nicht verwunderlich. Die Simulation kann nur einen ersten Eindruck vermitteln, da der implementierte Algorithmus auf Näherungen der linearen Strahloptik zurückgreift und Bildfehler höherer Ordnung gänzlich unberücksichtigt lässt. Die Frage, ob 100  $\mu m$  eine Untergrenze für die Strahldurchmesser sind, kann also nur die Theorie der Abbildungsfehler klären.

# 4.1.1 Abbildungsfehler höherer Ordnung

Unter allen Verbindungen zwischen einem Punkt  $P_{\mathcal{O}}(x_{\mathcal{O}}, y_{\mathcal{O}}, z_{\mathcal{O}})$  in der Objektebene und einem anderen Punkt  $P_{\mathcal{B}}(x_{\mathcal{B}}, y_{\mathcal{B}}, z_{\mathcal{B}})$  in der Bildebene zeichnet sich die Bahn bei der Bewegung eines Elektrons aus, bei der das Punkteikonal

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}(P_{\mathcal{O}}, P_{\mathcal{B}}) = \mathcal{E}(x_{\mathcal{O}}, y_{\mathcal{O}}, z_{\mathcal{O}}; x_{\mathcal{B}}, y_{\mathcal{B}}, z_{\mathcal{B}}) = \int_{P_{\mathcal{O}}}^{P_{\mathcal{B}}} n \, ds \tag{4.2}$$

einen Extremalwert annimmt, bzw. stationär ist. Unter n = n(x, y, z) versteht man analog zur Lichtoptik den elektronenoptischen, ortsabhängigen Brechungsindex. Sowohl Objektebene als auch Bildebene (= Anlysierspalt) sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Dabei wurden die Ebenen so angefärbt, dass Orte vor dem Solenoiden Hellblau und Orte dahinter Hellgrün sind (vgl. Abbildung 4.6).

Beide Ebenen haben den gleichen Abstand zur sog. "Blendenebene", welche zwischen beiden Solenoiden liegt und in der Lichtoptik als "Hauptebene" bezeichnet wird. Zusätzlich ist die Sollbahn eines Teilchens auf der Achse und die Bahn eines Teilchens außerhalb der Achse zu sehen. Wichtig sind die sog. Bildfehler  $\Delta x$  und  $\Delta y$  in der Bildebene als Abstand zwischen Gaußschem Bildpunkt  $(P_{\mathcal{B}}^{(1)})$  und realem Bildpunkt  $P_{\mathcal{B}}$ .

 $\mathcal{E}$  läßt sich laut [29] als unendliche Reihe darstellen, deren einzelne Glieder Produkte aus  $x_{\mathcal{O}}, y_{\mathcal{O}}, x_{\mathcal{B}}$  und  $y_{\mathcal{B}}$  sind. Werden alle Produkte *n*-ten Grades zu einer Teilsumme zusammengefaßt, erhält man einen Ausdruck der Form

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_4 + \dots \tag{4.3}$$

Terme mit ungeradem Index können bei rotationssymmetrischen Feldern, wie den zu untersuchenden Solenoiden-Feldern, nicht auftreten,  $\mathcal{E}_0$  ist eine für weitere Betrachtungen uninteressante Konstante. Der Ausdruck  $\mathcal{E}_2$  beschreibt Abbildungen erster Ordnung (Gaußsche Näherung),  $\mathcal{E}_4$  die Bildfehler dritter Ordnung. Bildfehler fünfter und höherer



Abbildung 4.7: Bildfehler

Ordnung treten beim heutigen Stand der Korrekturmöglichkeiten praktisch nicht mehr in Erscheinung und werden im Folgenden vernachlässigt. Die Abweichungen des realen Bildpunktes vom angenommenen Gauß'schen Bildpunkt in dritter Ordnung  $\Delta x^{(3)}$  und  $\Delta y^{(3)}$  lassen sich über das *Seidelsche* Eikonal  $S(x_{\mathcal{O}}, y_{\mathcal{O}}, x_{\mathcal{B}}, y_{\mathcal{B}})$  berechnen, welches eine Funktion von  $\mathcal{E}$  ist, und es gilt ebenfalls nach [29]:

$$\Delta x^{(3)} = -\frac{\partial S}{\partial x_B} , \quad \Delta y^{(3)} = -\frac{\partial S}{\partial y_B}$$
(4.4)

S besteht aus zehn Summanden, die die möglichen Bildfehler repräsentieren. Bildfehler infolge mangelnder Rotationssymmetrie der abbildenden Felder werden jedoch nicht berücksichtigt. Diese können durch unsymmetrische Wicklung der Spulen verursacht werden oder, besonders bei rein magnetischen Linsen, von Inhomogenitäten des ferromagnetischen Materials herrühren. In Gleichung 4.4 ist die sphärische Aberration der einzige Fehler dritter Ordnung, der auch bei der Abbildung von Achsenpunkten auftritt. Die Theorie sagt hier voraus, dass es nicht möglich ist, einen Punkt der Objektebene in der Bildebene wieder auf einen Punkt abzubilden, sondern daß eine Schar von Bildpunkten entsteht, die in einem Zerstreuungskreis um den Gauß'schen Bildpunkt liegen. Im Gegensatz zur Lichtoptik kann die sphärische Aberration von elektronenoptischen Elementen nicht gänzlich zu Null gemacht werden, da die verwendeten elektromagnetischen Felder bei vorgegebener Geometrie bestimmte Stärken nicht überschreiten können.

Die Darstellung des Fehlerkoeffizienten und dessen Berechnung kann nach [14] sehr schnell sehr unübersichtlich werden, weshalb für die explizite Berechnung des Radius die Näherungen für kurze, schwache Linsen verwendet wird. Das ist grob gerechtfertigt, da sowohl Objekt als auch Bild außerhalb des Feldes liegen (*kurz*) und sich der Strahldurchmesser im Magneten nicht zu stark ändert (*schwach*). Die eigentliche Bedingung für schwache Linsen

$$\left[\int_{-\infty}^{\zeta} H(z)dz\right]^2 \ll \frac{m\Phi_0}{e} \tag{4.5}$$

ist insofern nicht erfüllt, dass der Wert des Integrals nur kleiner als die Konstante auf der linken Seite ist, nicht aber viel kleiner.  $\frac{m}{e}$  ist dabei das Verhältnis aus Masse und Ladung nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung  $\Phi_0$ . Durch die Obergrenze  $\zeta$  soll ausgedrückt werden, dass die Bedingung in Gleichung 4.5 für jede Obergrenze erfüllt sein muss. Da dies hier nicht der Fall ist wird erwartet, dass die realen Werte etwas größer als die berechneten sein werden.

Wenn b die Bildweite, also der Abstand zwischen Blendenebene und Bildebene ist, folgt unter diesen Annahmen (*schwach* und *kurz*) laut [14]:

$$\Delta r = -\frac{eb}{16m\Phi_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{e}{3m\Phi_0} H^4 + H'^2\right) dz \cdot r_B^3$$
(4.6)

H bzw. H' sind das Magnetfeld auf der Achse und dessen Ableitung,  $r_B$  ist der maximale Öffnungsradius des Strahls im Solenoiden. Um den Effekt der sphärischen Aberration abschätzen zu können, wurde das Magnetfeld eines baugleichen Solenoiden mit einer Hallsonde<sup>2</sup> der Kollaboration X1 vermessen. Eine Feldmessung auf der Achse war nicht möglich, da keine longitudinale Hallsonde verfügbar war. Die verwendete transversale Sonde konnte zwar in einem Winkel von 90° abgeknickt werden, war in ihrer Bauform aber zu groß, als dass man mit ihr näher als 10 mm an die Rotationsachse des Solenoiden hätte gelangen können. Das entsprechende Feld auf der Achse wurde aus einer weiter unten beschriebenen Simulation erhalten. Zur analytischen Lösung benötigt man das Feld in einer geschlossenen Form, weshalb die gemessenen Daten durch eine Gaußfunktion genähert wurden. Setzt man jetzt sowohl das Feld (H) als auch den Radius im Magneten  $(r_B)$  von rund 2,8 mm in Gleichung 4.6 ein, so erhält man im symmetrischen Betrieb der beiden Solenoiden einen Öffnungsfehler von  $\Delta r = 16, 34 \mu m$ , und im asymmetrischen Fall  $\Delta r = 28, 20 \mu m$ .  $\Delta r$  ist dabei der in Abbildung 4.7 zu erkennende Abstand der Punkte  $P_{\mathcal{B}}^{(1)}$  und  $P_{\mathcal{B}}$ . Zur Überprügfung dieser Ergebnisse, werden die oben angegebenen Güten explizit für die gemessenen Feder berechnet. Nach [29] erhält man die Werte aus:

$$G = \frac{R_B^3 b}{\Delta r_b f l^2} = \frac{b}{B f l^2} \tag{4.7}$$

 $R_B$  ist dabei der Abstand des Teilchens zwischen Achse und Flugbahn in der Blendenebene, l laut [29] eine charakteristische Solenoidengröße wie Länge oder Reichweite des Feldes. Man sieht, dass diese Größe antiproportional zum Fehler B der spährischen

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Group3 DTM-151 Digital Teslameter

Aberration ist. Für den Fall der schwachen, kurzen Linse lässt sich diese Formel nähern, und man erhält ebenfalls nach [29]:

$$G_{magn} = \frac{1}{2} \frac{\left(\int H^2 dz\right)^2}{\int z^2 H^2 dz \cdot \int H'^2 dz}$$
(4.8)

Im symmetrischen Fall folgt eine Güte von  $G_{magn}^{sym} = 9,82$ , im asymmetrischen nur  $G_{magn}^{asym} = 5,24$ , was die Grundaussage der Rechnungen für  $\Delta r$  von nach Gleichung 4.6 bestätigt.

All diese Rechnungen zeigen, dass die sphärische Aberration im bisher verwendeten asymmetrischen Betrieb sogar bei verschwindender Emittanz keine kleineren Strahldurchmesser als ca. 56,4  $\mu m$  erlaubt. Dieser Wert liegt zwar immer noch einen Faktor vier unter den experimentell bisher erreichten Werten, macht aber deutlich, dass man sich nicht mehr allzu weit von einem Grenzwert entfernt befindet. Um zu überprüfen, inwieweit die Ergebnisse aus der genäherten Formel der Realität entsprechen, soll nun versucht werden, den vermuteten Faktor von Vier in einer Simulation entweder zu bestätigen oder zu korrigieren.

# 4.1.2 Mathematische Beschreibung eines Solenoiden

In der Literautur wird die Form eines Solenoiden meist als rotationssymmetrisch um die z-Achse angegeben und damit wird auch das Feld symmetrisch, kann also analytisch beschrieben werden. In der Realität besteht ein Magnet allerdings nicht aus einer Aneinanderreihung geschlossener Leiterschleifen mit konstantem Radius, sondern hat mehrere gewickelte Lagen und sollte eher durch eine schraubenförmige Leiterform parametrisiert werden. Die hier zu behandelnde Spule besitzt allerdings eine Ummantelung aus  $\mu$ -Metall, um das Magnetfeld auf der Strahlachse (z-Achse) zusammenzudrücken. Dudurch werden zum einen die Randfelder sehr viel kleiner als bei Luftspulen, zum anderen die Feldberechnung mit dem Gesetz von Biot-Savart unmöglich. Magnetfeldberechnungen in Gegenwart von verschiedensten Materialien liefern die Programme SUPERFISH<sup>3</sup> und FEMM<sup>4</sup>. Diesen Vorzug bezahlt man allerdings mit der Aufgabe einer drei-dimensionalen Betrachtung und dem Übergang zu einer rotationssymmetrischen Problembehandlung. Das war zwar ursprünglich nicht gewünscht, ließ sich aber nicht vermeiden.

Mit beiden Programmen wurden Simulationen durchgeführt und zum Vergleich eine Magnetfeldmessung am realen Solenoiden durchgeführt. Sowohl bei SUPERFISH als auch bei FEMM stimmten die absoluten Feldwerte nicht mit den gemessenen überein. Durch manuelles Anbringen eines Eichfaktors<sup>5</sup> ließen sich jedoch beide simulierten Felder dem Realen annähern. Abbildung 4.8 (a) zeigt die experimentellen und simulierten Felder in einem Abstand von 1 cm von der Strahlachse. Fehlerbalken sind zur besseren Übersichtlichkeit weggelassen.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Los Alamos National Laboratory

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Finite Element Method Magnetics

 $<sup>^5 \</sup>text{Der}$  Faktor hat ungefähr den Wert  $\pi.$  Dieser könnte Programm-intern bei der Rechnung in Zylinderkoordinaten entstanden sein.



Abbildung 4.8: Reales Magnetfeld und FEMM-/SUPERFISH-Simulation mit entsprechend angepasster Amplitude

Da beide Simulationsprogramme identische Ergebnisse liefern, wird im Folgenden mit den Daten aus FEMM gearbeitet. Das Programm ist nicht nur benutzerfreundlicher, sondern auch flexibler, was die Eingabe der Materialparameter angeht. Man erkennt zwar eine Abweichung von der gemessenen Form, diese darf aber durch eine teilweise Sättigung des Metalls erklärt werden [6]. Messungen bei einem Spulenstrom von 500 mA bestätigen diese Vermutung und sind in Abbildung 4.8 (b) dargestellt.

Aus dem jetzt bekannten Feld bei einem Radius von 10 mm lässt sich das Feld an jedem anderen beliebigen Punkt aus der FEMM-Simulation gewinnen. Als nächstes wird nun an einer Vielzahl von Gitterpunkten die Größe des Feldes berechnet und dann auf alle dazwischenliegenden Werte interpoliert.

# 4.2 Simulationen im CW-Betrieb

# 4.2.1 Mathematische Beschreibung der Strahlführung

Mit den berechneten Magnetfeldern ist es nun möglich, die Trajektorien der Elektronen auf ihrem Weg durch die Strahlführung zu simulieren. Um Rechenzeit zu sparen, wird die Strahlführung in drei Bereiche eingeteilt:

- 1. Die Strecke von der Kathode bis ca. 20 cm vor dem Solenoidenpaar
- 2. Der Bereich 20 cm links des ersten bis 20 cm rechts des zweiten Solenoiden
- 3. Die Strecke ab diesem Punkt zu dem Leuchtschirm auf Position 20

Die relevanten Elemente auf diesem Weg wurden bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, ihr Einfluss auf die Strahlform nun kurz diskutiert. Zur Simulation eines Strahls im CW-Betrieb sind die Vorgänge zwischen Kathode und Anode uninteressant, weshalb die Berechnung ab der Anode erfolgen darf. Weiterhin kann der komplette Weg von der Anode

bis zu den Solenoiden als einfache Driftstrecke behandelt werden. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Energiebreite der Elektronen maximal 500 meV beträgt und der  $\alpha$ -Magnet in seinen Eigenschaften auf Energieschwankungen dieser Größenordnung unempfindlich reagiert. Alle anderen Linsen sind bei der "Driftmethode" ausgeschaltet. Aus der Emittanz an der Kanone lassen sich die Twiss-Parameter und die Form der Phasenraumellipse an jedem beliebigen Punkt der Strahlführung auf einfache Art und Weise berechnen. Auf der Strecke hinter den Solenoiden befindet sich nur noch der HF-Resonator. Er sei in dieser Versuchsreihe ausgeschaltet, da Fokussierungsversuche immer im CW-Betrieb durchgeführt werden. Die Fokussierung findet auf *Position 20* statt, also ungefähr einen Meter hinter den Solenoiden. Beide Driftbereiche wurden so gewählt, dass die maximal wirksamen Solenoiden-Felder auf mindestens  $10^{-3}H_0$  abgefallen sind.

Der 40 cm große, zweite Bereich ist also der einzige Raum, in dem ein Feld auf die Elektronen wirkt. Innerhalb seiner Grenzen gilt es, die Bewegungsgleichungen

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = -e\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{4.9}$$

zu lösen. Auf der linken Seite steht der relativistische Impuls, rechts die Lorentz-Kraft. Führt man die Differentiation nach der Zeit durch, erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/2} \left[\frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt} \vec{v} + 1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt}\right]$$
(4.10)

Obwohl es sich um ein Magnetfeld handelt, in dem die Gesamtenergie der Teilchen konstant bleibt (Strahlungseffekte bei der Ablenkung im Magneten sollen unberücksichtigt bleiben), wird die Elektronenmasse als potentiell zeitabhängige Größe mitgeführt. Diese Verallgemeinerung wird allerdings erst wichtig, wenn der Resonator eingeschaltet wird. Seine Felder bewirken eine Energiemodulation, durch die sich dann auch die Elektronenmasse ändert.

# 4.2.2 Durchführung und Resultat der Simulation

Die eigentliche Rechnung wird in karthesischen Koordinaten durchgeführt, ein Artefakt aus der Zeit, als noch das Feld eines Luft-Solenoiden (also ohne  $\mu$ -Metall-Ummantelung) mit dem Biot-Savart'schen Gesetz berechnet wurde. Die fehlende Rotationssymmetrie machte damals eine Vereinfachung auf Zylinderkoordinaten unattraktiv.

Zur weiteren Reduzierung der Rechenzeit wird nach dem Vorbild von BEAMOPTIK nur die Einhüllende des Elektronenstrahls berechnet. Der Phasenraum wird symmetrisch in horizontaler und vertikaler Richtung angenommen, seine Ausdehung im Ortsraum soll also durch einen Kreis repräsentiert werden. Seien x und x' Orts- und Winkelkoordinaten, lässt sich deren Beziehung zueinander aus der Gleichung der Phasenraumellipse gewinnen:

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon \tag{4.11}$$

Die Twissparameter berechnen sich dann aus folgenden Gleichungen und sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.9 eingezeichnet:

$$\beta = \frac{x^2}{\epsilon}$$

$$\gamma = \frac{x'^2}{\epsilon}$$

$$\alpha = \sqrt{\beta\gamma - 1}$$

Die gleichen Beziehungen gelten für die Orte und Winkel in y-Richtung, wenn man beide Phasenräume als entkoppelt annimmt. Als Startorte werden Punkte auf einem Kreis mit dem Radius  $x_{max}$  (=  $y_{max}$ ) ausgewählt. Als Winkel werden zufällige Werte aus dem Bereich der minimal bis maximal zulässigen Lösungen von Gleichung 4.11 verwendet. Aus diesen Auswahlkriterien erhält man eine repräsentative Verteilung an der Kathode, deren Weg durch die Strahlführung es zu finden gilt.

In einer ersten Messreihe wurden die Solenoide asymmetrisch betrieben. Für eine Emittanz von 0,075 $\pi$ mmmrad erhält man am Spalt einen rotationssymmetrischen Durchmesser von ungefähr 1100 $\mu$ m. Dieser ändert sich auch nicht wesentlich, wenn die Emittanz verkleinert wird. Im symmetrischen Fall beträgt der Strahldurchmesser schon nur noch 150 $\mu$ m. Interessant wird es, wenn man die Emittanz so klein werden lässt, dass man die theoretische Grenze von 32,7 $\mu$ m aus Gleichung 4.6 unterschreiten würde. Zur Berechnung der Twiss-Parameter an den Solenoiden bei veränderter Emittanz bedient man sich folgender Vereinfachung. Die maximalen Winkel in x und y werden durch die Kathode bestimmt, bleiben also bei jedem Experiment gleich. Das ist in Abbildung 4.9 ganz links zu sehen, wo es für jeden Abstand x vom Strahlmittelpunkt die gleiche Winkelverteilung x' gibt.



Abbildung 4.9: Form der Phasenraumellipse an ausgewählten Orten der Testquellen-Strahlführung (x-Achse in rechter Abbildung nicht maßstäblich)

Die maximalen Ablagen in den beiden Koordinaten berechnen sich nach einer Driftstrecke der Länge  $s_{Drift}$  aus:

$$x_{max} = x_0 + s_{Drift} \tan(x') \tag{4.12}$$

Der Winkel  $x'_{max}$  bleibt bei einer einfachen Drift an jedem Ort unverändert. Auch das ist in Abbildung 4.9, diesmal auf dem mittleren Bild, zu erkennen. Hier sind x und x' bereits korrelliert, wobei zu größeren Ortsablagen auch größere Winkel gehören; die Bewegung der Teilchen ist also divergent und das Ensemble driftet auseinander. Im rechten Teil des Bildes sieht man den Zustand, wie er kurz vor dem Solenoiden sein wird. Zu jeder Ablage gibt es eigentlich nur noch einen Winkel und die Ellipse ist im Grunde genommen ein Strich. Da der Flächeninhalt der Ellipse (= Phasenraumvolumen) aber konstant bleibt, muss die Ortskoordinate im Verhältnis zu den anderen Größen viel größer sein, als es in Abbildung 4.9 dargestellt werden könnte.

Man sieht, dass für große Werte von s in Gleichung 4.12 die Strahlgröße an der Kathode kaum einen Einfluss auf den Durchmesser am Magneten hat. Mit diesen Annahmen sind die neuen Parameter leicht zu berechnen. In Abbildung 4.10 sind die Ergebnisse der Simulation für den Symmetrischen Solenoiden-Betrieb zu sehen.



Abbildung 4.10: Minimaler Durchmesser im Fokus als Funktion der Emittanz

Die verwendeten Emittanzen wurden auf eine momentane Emittanz an der Testquelle von  $0,075\pi mmmrad$  normiert. Durch eine logarithmische Auftragung erkennt man den asymptotischen Grenzwert bei einem Durchmesser von  $95\mu m$ . Bei einem Öffnungsradius im Magneten von 2,8 mm können also keine kleineren Durchmesser als  $95\mu m$  erreicht werden. Dieser Wert ist immerhin noch zweimal kleiner als alle bisher erreichten Ergebnisse. Neben einer Verkleinerung der Emittanz sollte laut Gleichung 4.6 auch eine Verringerung des Strahldurchmessers im Solenoiden zu einem kleineren Fokus führen. Um diesen Effekt zu untersuchen wird nun das Verhalten eines punktförmigen Strahlenbündels mit einer Start-Ablage von 0 mm untersucht. Da die Auswirkung der sphärischen Aberration außerdem von der Brechkraft der Linse abhängen wird<sup>6</sup>, sind drei Fälle simuliert. Ein Startort liegt in einer Entfernung, die der negativen Brennweite (BW) des Doppelsolenoiden entspricht (rot), ein weiterer (orange) liegt 10% weiter entfernt, ein dritter (blau) 10% näher am Solenoiden. Die Startorte und die Öffnungswinkel sind für alle drei Fälle in Abbildung 4.11 skizziert. Bei gleichem Öffnungsradius im Solenoiden werden zur Fokussierung der drei untersuchten Strahlenbündel also unterschiedliche Felder benötigt.



Abbildung 4.11: Startorte und Öffnungswinkel für drei Strahlenbündel mit Emittanz Null

Obwohl man durch bloße Fokussierung niemals einen Strahldurchmesser von 0 mm erreichen wird, sind die simulierten Fälle nicht unbedingt unrealistisch. Durch Einsatz einer Blende kann der Strahldurchmesser beliebig klein gemacht werden, wobei die verlorene Intensität mit den Reserven der Channeltronverstärkung ausgeglichen werden kann. In Abbildung 4.12 sind die Ergebnisse aller drei Simulationen zu sehen.

Wie erwartet verringert sich der Durchmesser im Fokus bei sinkendem Durchmesser im Solenoiden. Weiterhin sieht man, dass sich der minimale Fokus mit wachsendem Magnetfeld (vgl. blaue Linie) vergrößert.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Eine ausführliche Untersuchung zur Veränderung der spährischen Aberration in Abhängigkeit von der Brechkraft der Linsen findet sich in [28].



Abbildung 4.12: Minimaler Strahldurchmesser im Fokus bei einer Start-Ablage von 0 mm im symmetrischen Betrieb

# 4.3 Fazit

Es konnte gezeigt werden, dass die Bildfehler der elektronenoptischen Elemente den minimalen Strahldurchmesser nicht auf die eingangs erwähnten 200  $\mu m$  beschränken. Sogar bei einer Ausleuchtung des Solenoiden von 30% sollten noch Werte von ungefähr 95 $\mu m$  erreicht werden. Durch eine Verringerung der Emittanz und/oder den Einsatz von Blenden kann dieser Wert sogar noch erheblich verringert werden. Ohne den Einsatz von Blenden können die Winkelverteilung und die Ablagen im Solenoiden nicht beide gleichzeitig minimiert werden, da ein kleinerer Strahlfleck immer mit einer stärkeren Fokussierung und damit einer größeren Divergenz in der Objektebene verbunden ist. Neben einer Verkleinerung der Emittanz an der Kathode muss also ein Kompromiss zwischen diesen beiden Parametern gefunden werden.

Der simulierte Wert von  $95\mu m$  im symmetrischen Betrieb konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht bestätigt werden. Das hat zwei Gründe: Zum einen wurde bei allen Rechnungen ein rundes Strahlprofil angenommen. Dadurch werden Effekte der Bilddrehung, wie sie im symmetrischen Betrieb zweier Solenoide auftreten nicht sichtbar. In der Realität scheint der Strahlquerschnitt aber hochgradig verformt zu sein. Darauf kann man z.B. aus Abbildung 4.5 schließen, wo sich die Intensität stark nichtlinear über den Puls verteilt. Die Verschmutzungen des Analysierspaltes täuschen dann im ungünstigsten Fall eine Strahlgröße vor, die 25 Mal kleiner ist als es der Realität entspricht. Zum anderen wurde im symmetrischen Betrieb nicht intensiv genug gesucht. Da die Simulation erst gegen Ende der Arbeit reproduzierbare Ergebnisse lieferte und den kleinsten Durchmesser im asymmetrischen Betrieb auf  $1100\mu m$  festlegte, gab es keinen Grund die asymmetrische und vermeindlich gute (vgl. Abbildung 4.4) Einstellung aufzugeben. Die symmetrische Betriebsweise ist vorzuziehen, wenn man darauf achtet, die Strahlform mit den vorangestellten Quadrupolen möglichst rund zu halten.

Mit dem vorhandenen Algorithmus können in Zukunft auch neue Linsenkombinationen und Solenoide mit anderen Abmessungen simuliert und getestet werden. Aus den Ergebnissen würden sich dann Schlüsse für ein neues Strahlführungssystem an der Testquelle ziehen lassen.

Interessant wäre es noch, in die bestehende Simulationsrechnung die Resonatorfelder einzubeziehen. Damit könnte untersucht werden, ob die zusätzlichen Felder  $B_y$  und  $E_z$  aus Abbildung 2.8 auch bei größeren Strahlflecken in der Cavity vernachlässigt werden dürfen oder ob es zu bisher unbekannten Strahlverzerrungen kommt. Haben die Felder keinen Einfluss, hätte man die Möglichkeit, die Klystronleistung zu erhöhen, woraus man eine größere Ablenkamplitude erhalten würde.

(Gozilla)

# 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden

Nachdem der experimentelle Nachweis für die Verbesserung der Phasenstabilität durch den Hybrid-Detektor bereits in Unterabschnitt 3.3.2 erbracht wurde, sollen nun die Ergebnisse vorgestellt werden, die mit den neuen Messmethoden aus Abschnitt 3.2 und Abschnitt 3.3 sowie den Überlegungen aus Kapitel 4 bei Experimenten an der Testquelle erhalten wurden.

Dazu wird in einem ersten Unterkapitel der hohe Dynamikbereich des Channeltrons für Pulslängenmessungen bis hin zu sehr großen Phasen ausgenutzt. Des weiteren werden zeitaufgelöste Polarisationsmessungen durchgeführt, die durch die Phasenstabilisierung sehr viel genauer möglich sind als in vorherigen Experimenten. Abschließend werden die Pulslängen verschiedener Photokathoden in Abhängigkeit des beschleunigenden Feldes mit dem "schnellen Wedler" untersucht.

# 5.1 Intensitätsmessungen bei sehr großen Phasen

Neben seiner kurzen Anstiegszeit und seiner großen Verstärkung bei sehr geringem Rauschen besticht das Channeltron auch durch seinen enormen Dynamikbereich. Für eine Betriebsspannung von -1,5 kV, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, können Eingangssignale über einen Bereich von vier Größenordnungen linear verstärkt werden. <sup>1</sup> Gibt man das Channeltron-Signal nicht wie in Abschnitt 3.2 über einen Verstärker auf ein Oszilloskop, sondern direkt auf ein Piko-Ampere-Meter<sup>2</sup>, verringert sich zwar die Messgeschwindigkeit, man hat aber nun die Möglichkeit einen Elektronenpuls bis hin zu sehr hohen Phasenwerten zu vermessen. Das kann die Frage klären, ob die Intensität im Verlauf einer Hochfreqeunzperiode auf null absinkt oder ob es einen Restelektronenfluss gibt. Dieser könnte z. B. durch den modengekoppelten Titan-Saphir-Laser erzeugt werden, da die Laserintensität zwischen zwei Pulsmaxima nicht auf null abfällt. Die ideale zeitliche Intensiätsverteilung lässt sich nach [32] berechnen aus:

$$I(t) \propto \frac{\sin^2\left(\frac{\pi t}{\Delta \tau}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right)} \cdot \cos^2\left(\omega_0 t\right)$$
(5.1)

Dabei ist  $\tau$  der zeitliche Abstand zweier Pulse,  $\delta \tau$  die Pulslänge und  $\omega_0$  die Frequenz der Laserschwelle bei 805 nm. Der hintere Term führt mit seiner großen Frequenz zu

 $<sup>^1\</sup>mathrm{Angabe}$ des Herstellers bei einem Eingangsstrom zwischen 0,1 pA und 1 nA

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Keithley 485 Autoranging Picoammeter

einer Modulation, die für den betrachteten Zeitbereich uninteressant ist.  $\delta \tau$  wurde mit einem Laserspektrometer<sup>3</sup> zu ungefähr 200 fs bestimmt. Mit einem Autokorrelator<sup>4</sup> wurde dieser Wert auch am Ende des lichtoptischen Aufbaus bestätigt. Mit Gleichung 5.1 lässt sich jetzt der zeitliche Verlauf zwischen zwei Laserpulsen berechnen. Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse der Berechnung; aufgetragen ist der Logarithmus der Intensität.



Abbildung 5.1: Intensität des Laserlichts im logarithmischen Maßstab

Die Zeitskala umfasst zwei komplette HF-Schwingungen, die bei 2,45 GHz jeweils 408 ps dauern. Man sieht, dass die Intensität keineswegs auf null abfällt, mit knapp 16 Größenordnungen liegt dieser Effekt aber weit außerhalb der Möglichkeiten des Channeltrons.

In Abbildung 5.2 sind die erhaltenen Ergebnisse dargestellt, bei denen die Phase um  $360^{\circ}\varphi$  verstellt wurde.

Die untere Skala zeigt die Phasenwerte, wie sie das MAMI-Rechnersystem anzeigt. Man erwartet, dass die Intensität nach  $180^{\circ}\varphi$  und nach  $360^{\circ}\varphi$  wieder auf den ursprünglichen Wert ansteigt, da an diesen Punkten die Ablenkung durch den Resonator Null wird. In Abbildung 5.3 ist die mittlere Ablenkung bei verschiedenen Phasenwerten dargestellt.

Die Kurve in Abbildung 5.2 zeigt jedoch ein ganz anderes Verhalten. Der Grund liegt in der Anzeige der Phasenwerte auf dem Bedienterminal. Zur Eichung wurde die Phase mit dem motorisierten Phasenschieber verstellt und das Channeltronsignal durch Verstellen eines geeichten Phasenschiebers wieder auf seinen ursprünglichen Wert geregelt. Mit

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>APE Wavescan Laserspectrometer

 $<sup>^4\</sup>mathrm{APE}\ \tau 5050$  Autocorrelator

# 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden



Abbildung 5.2: Intensitätsverteilung bis hin zu großen Phasenwerten



Abbildung 5.3: Mittlerer Ablenkwinkel bei einem kompletten Ablenkzyklus des Resonators von 360°

dieser Methode erhält man die wirkliche Beziehung zwischen angezeigter Phase und realer Phase. Diese ist in Abbildung 5.4 zu sehen und man kann folgende Beziehung ablesen:

$$1^{\circ}\varphi_{Anzeige} \equiv 1,66^{\circ}\varphi_{real} \tag{5.2}$$

Die neue Skala wurde bereits zusätzlich als obere Abszisse bereits in Abbildung 5.2 eingetragen. Jetzt erkennt man zwar den erwarteten 360°-Zyklus, der Anstieg nach 180° Phasenvorschub ist aber sehr stark unterdrückt. Normalerweise wird der motorisierte Phasenschieber zum Abtasten des Pulsprofils nur über einen Bereich von wenigen zehn Grad variiert. Ist die Phasenänderung so groß wie im hier durchgeführten Experiment kann es durchaus sein, dass bisher unbeobachtete Effekte zu einer Verschiebung des



Abbildung 5.4: Eichung des motorisierten Phasenschiebers an der Testquelle

Strahls senkrecht zur eigentlichen Ablenkrichtung führen. Durch ZnS-Körner, die vom Leuchtschirm darüber abgebröckelt sind ( $\rightarrow$  Schirmmethode), oder Staubkörner generell ist der Leuchtschirm an mehreren Stellen zugesetzt und der transmittierte Strom hängt zusätzlich von der Position des Strahls in x-Richtung ab. Abbildung 5.5 skizziert einen Erklärungsversuch, für das Zustandekommen der Ergebnisse aus Abbildung 5.2.



Abbildung 5.5: Mögliche Bewegung des Strahls auf dem Analysierspalt bei großen Phasen

## 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden

In Rot sieht man die Strahlposition, wie man sie theoretisch erwartet. Die Resonatorfelder lenken den Strahl nur vertikal ab, so dass er nach jeweils 180° wieder an der selben Position ist. Schwarz dagegen ist eine mögliche zusätzliche Bewegung überlagert, die den Strahl in Abhängigkeit von der Phase senkrecht zu seiner Ablenkrichtung verschiebt. Zusammen mit den Verschmutzungen ergeben sich die gemessenen Intensitäten. Auf jeden Fall sollte dieses Phänomen genauer untersucht werden. Außerdem wird man um eine baldige Reinigung des Spalts nicht umhin kommen.

In Abbildung 5.6 wurde der natürliche Logarithmus der Intensität gegen die Phase aufgetragen. Zusätzlich wurden die entsprechenden Zeiten eingetragen, wie sie sich aus der Hochfrequenzdauer  $\tau_{HF}$  über

$$1^{\circ}\varphi \equiv \frac{\tau_{HF}}{360} \tag{5.3}$$

berechnen lassen.



Abbildung 5.6: Intensitätsverteilung bis hin zu großen Phasenwerten in logarithmischer Auftragung (vgl. Abbildung 5.2)

Deutlich zu erkennen sind die Phasenpunkte bei 0° (Punkt a) und 360° (Punkt c). Was bei einer Phasen von 180° (Punkt b) passiert, ist wie gesagt noch unklar und bedarf weiterer Untersuchungen. Man sieht weiterhin, dass der Strom in den 408 ps nicht komplett auf null abfällt und mit einem Minimalwert von 1,2 nA zwei Größenordnungen über dem Untergrundstrom von wenigen zehn pA liegt. Die Ursache könnten thermisch angeregte Elektronen oder durch die verbleibende Raumbeleuchtung emittierte sein. Man erkennt zusätzlich zu der erwarteten Struktur kleinere Anstiege der Intensität zwischen den Hauptmaxima. Die Entfernungen sind mit 45° (wie zwischen b und c) zu groß, um durch Phasensprünge verursacht worden zu sein und könnten durch Doppelreflexe im Lichttransportsystem verursacht worden sein.

# 5.2 Untersuchung möglicher Doppelreflexe des Lichttransportsystems

In seiner Diplomarbeit an der Testquelle entdeckte R. Bolenz ca. 16 ps (entsprechend 14 ° $\varphi$ ) nach dem Intensitätsmaximum einen Wiederanstieg der Polarisation [5]. In der Stromverteilung des Pulsprofils war dieser Effekt ebenfalls schwach zu erkennen. Als Ursache wird ein Doppelreflex im Lichttransportsystem vermutet, der zur erneuten Emission "frischer" Elektronen nach eben dieser Zeit führt. Mit dem Canneltron ist man in der Lage, dieses Phänomen genauer zu untersuchen und zu überprüfen, ob es noch weitere dieser Doppelreflexe gibt. Deshalb wurde die Messung von R. Bolenz mit einer Photokathode des Typs SL-5-998 wiederholt. Das Resultat der Messung ist in Abbildung 5.7 zu sehen.



Abbildung 5.7: Zeitliche Intensitäts- und Asymmetrieverteilung einer SL-5-998 Photokathode, aufgenommen bei laufender Phasenstabilisierung

## 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden

Genau wie in [5] erkennt man auch in Abbildung 5.7 einen deutlichen Wiederanstieg der Polarisation  $14^{\circ}\varphi$  hinter dem Maximum. In Abbildung 5.8 sieht man die gleichten Intensitäten in logarithmischer Darstellung, die Messpunkte sind durch Geraden verbunden.



Abbildung 5.8: Daten aus Abbildung 5.7 in logarithmischer Auftragung

Die ungewöhnliche Kurvenform an den mit (1) markierten Punkten wird mit größter Wahrscheinlichkeit durch Phasensprünge verursacht. Diese können allerdings nicht von der Synchro-Lock-Einheit stammen, da die neue Regelung deren Signal während der kompletten Messzeit konstant hielt. Bei (2) könnte der von Bolenz beobachtete Doppelreflex auftreten, ein Anstieg durch erneute Phasensprünge ist aber wahrscheinlicher.

Das Problem besteht in der Zuordnung von Asymmetriewerten und Intensitäten, da beide Kurven nur nacheinander aufgenommen werden können. Dadurch kann man bestimmte Stellen in der Intensitätsverteilung nicht ohne Weiteres in das Asymmetrie-Phasen-Diagramm übertragen. In Anhang A wird ein neues Verfahren vorgestellt, das beide Kurvenverläufe gleichzeitig aufnehmen können wird und damit einen direkten Vergleich möglich macht.

Da der Wiederanstieg in der Polarisation am besten zu sehen ist, wird eine weitere Polarisationmessung bei 810 nm gemacht. Die Photonen haben jetzt weniger Energie und dringen nur bis in die Deckschicht der Kathode ein. Der daraus resultierende, kürzere Puls sollte den Anstieg bei 14 ps haben, wenn die Effekte vom Lasersystem stammen. Kommt es früher zu einer Erhöhung der Polarisation, wäre das ein Indiz, den Grund bei der Kathode zu suchen.



Abbildung 5.9: Gemessene Asymmetrien der SL-5-998 bei 780 nm und bei 810 nm

Zum besseren Vergleich wurden in das Diagramm der Abbildung 5.9 zusätzlich zu den Asymmetrie-Werten bei 810 nm noch einmal die Werte aus der Messung bei 780 nm eingetragen. Man erkennt eine ähnliche Struktur der beiden Datenreihen, in den markierten Gebieten findet der Anstieg statt. Man sieht, dass beide Anstiege im Rahmen der Messgenauigkeit zur gleichen Zeit erfolgen, weswegen man auf einen Effekt des Lichttransports schließen müsste. Es ist aber nicht ganz klar, ob die Nullpunkte der Phase wirklich so gewählt werden dürfen, wie es in der Graphik geschehen ist.

# 5.3 Pulslängen bei unterschiedlichen Extraktionsfeldern

Die Untersuchung von Depolarisationsprozessen ist entscheidend für ein besseres Verständnis und eine Optimierung von Photokathoden. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, gibt es an der Kathodenoberfläche zum einen eine zeitliche Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls aufgrund unterschiedlicher Aufenthaltszeiten im Kristall, andererseits (vgl. Unterabschnitt 2.1.3) auch eine davon unabhängige Energieverteilung. Es sei noch einmal Gleichung 2.12 in Abschnitt 2.2 angegeben, aus deren Lösung man die Flugzeiten im beschleunigenden Feld erhält:

$$\ddot{\vec{z}}(t) = -\frac{q}{m_0} \cdot Extr(z) \cdot \left(1 - \frac{E_{kin}(t)^2}{\left(E_{kin}(t) + E_0\right)^2}\right)^{3/2}$$
(5.4)

#### 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden

Im Gegensatz zu Gleichung 2.12 ist die Geschwindigkeit  $\dot{\vec{z}}(t)$  hier durch kinetische Energie  $(E_{kin}(t))$  und Ruheenergie  $(E_0)$  ausgedrückt. Am Ende der Beschleunigungsstrecke haben alle Elektronen annähernd die gleiche Geschwindigkeit, weshalb die räumliche Verteilung des Pulses allein durch die Startenergieen, den Abstand zwischen Kathode und Anode sowie das Extraktionsfeld bestimmt ist. In Abbildung 5.10 (a) ist die Energieverteilung eines Elektronenpulses an der Kathodenoberfläche nach [23] zu sehen. In Abbildung 5.10 (b) ist eine Simulation der räumliche Verteilung der Elektronen nach Durchfliegen der Strahlführung bei drei unterschiedlichen Extraktionsfeldern zu sehen.



(a) Energieverteilung eines Elektronenpulses an der (b) Simulierte Pulsform am Ende der Kathodenoberfläche, entnommen aus [23] Strahlführung bei drei unterschiedlichen Extraktionsgradienten

Abbildung 5.10: Verteilung der kinetischen Energie an der Kathode und daraus folgende Pulsform am Analysespalt

Mamaev wählt als Abszisse die Energie über dem Valenzband. Elektronen ganz links in Abbildung 5.10 (a) haben keinerlei kinetische Energie an der Kathodenoberfläche, Elektronen ganz rechts die maximal mögliche. In Abbildung 5.10 (b) wurde die Zeitachse so gewählt, dass die schnellsten Teilchen am Zeitpunkt "Null" eingetragen werden können, die Ankunftszeiten aller übrigen orientieren sich dann an diesem Nullpunkt. Ein Punkt ganz rechts in Abbildung 5.10 (a) entspricht also einem Punkt ganz links in Abbildung 5.10 (b).

Es gelten folgende die Beziehnung zwischen dem Abgriff am Spannungsteiler (vgl.: Abbildung 2.7), dem beschleunigendem Feld im oberen (unteren) Teil der Kanone und der Kurvenfarbe aus Abbildung 5.10 (b):

unterer Abgriff 
$$\equiv 1, 24 \frac{MV}{m}$$
  $(0, 38 \frac{MV}{m}) \equiv$  schwarze Kurve  
mittlerer Abgriff  $\equiv 1, 00 \frac{MV}{m}$   $(0, 50 \frac{MV}{m}) \equiv$  rote Kurve  
oberer Abgriff  $\equiv 0, 76 \frac{MV}{m}$   $(0, 62 \frac{MV}{m}) \equiv$  graue Kurve
$$(5.5)$$

Die dargestellte Verteilung vernachlässigt natürlich die zeitliche Verteilung an der Kathode auf Grund unterschiedlicher Emissionszeiten. Dem gezeigten Verlauf ist in Wirklichkeit noch ein Abfall überlagert, dessen Form zeitlich konstant und unabhängig von der Wahl des beschleunigenden Feldes ist. Für eine Kathode mit sehr schneller Antwortzeit (z.B. *Strained-Layer XA*) darf man diesen Abfall jedoch vernachlässigen und von einer  $\delta$ -förmigen Anregung ausgehen, weshalb die gemessene Pulsform nur von der Energieverteilung der Elektronen abhängt. Man erkennt aus Abbildung 5.10 (b), dass die erwarteten Halbwertsbreiten 1-2 ps betragen und damit in der Größenordnung der bisherigen Zeitauflösung liegen. Mit den eingebauten Verbesserungen sollte es jetzt aber möglich sein, Variationen in der Pulslänge bei verschiedenen Extraktionsfeldern zu erkennen.

In Abbildung 5.11 sind die Ergebnisse der Messung an einer XA-strained-layer-Photokathode zu sehen. Die Wellenlänge des eingestrahlten Laserlichts betrug 805 nm.



(a) Intensitätsverteilung bei einer Kathodenhöhe (b) Intensitätsverteilung bei einer Kathodenhöhe von 0 mm $$\rm von\ 2\ mm$ 

#### Abbildung 5.11: Zeitaufgelöste Intensitätsmessungen bei verschiedenen Extraktionsgradienten

Wählt man den unteren Abgriff des Spannungsteilers, wird das beschleunigende Feld größer und die Elektronen werden stärker von der Kathodenoberfläche abgesaugt. Daher erwartet man in diesem Fall kürzere Pulse, was man auch in Abbildung 5.11 erkennen kann. Die Pulslänge ist aber viel länger, als es Abbildung 5.10 vorhersagt. Als mögliche Erklärung wurde die Kathodenposition in Betracht gezogen. In Abbildung 2.7 war die Beschleunigungsstrecke abgebildet und man sieht, dass sich das elektrische Feld

## 5 Ergebnisse der neuen Messmethoden

bei Veränderung der Kathodenhöhe mit Sicherheit ändert. Zur Vermeidung von Hochspannungsüberschlägen war die Kathode bei diesen Messungen ca. 2 mm ins Innere der Elektrode zurückgezogen worden. Frühere Messungen an der Testquelle wurden alle auf der Sollposition (0 mm Rückzug) durchgeführt. Durch die veränderte Kathodenposition und das damit veränderte Feld können die neuen Ergebnisse nicht mit bisherigen Messungen verglichen werden. Aus diesem Grund wurde die Messung noch einmal unter den "Normbedingungen" wiederholt. Die Resultate sind in Abbildung 5.11 (b) zu sehen. Auch hier ist die Pulslänge wieder viel zu lang. Zudem kann man keinen Unterschied zwischen beiden Feldeinstellungen erkennen.

Die Photokathode SL-5-998 sollte bei 830 nm ebenfalls ultrakurze Pulse liefern (vgl. Abschnitt 5.2). Die Messungen wurden ebenfalls auf Position 0 mm durchgeführt.



Abbildung 5.12: Pulsprofil einer SL-5-998-superlattice-Photokathode bei 830 nm, aufgenommen mit drei verschiedenen Extraktionsfeldern

Die Ergebnisse sind identisch mit den Ergebnissen der XA-Kathode. Trotz anscheinend kleineren Strahlflecks, CEM und Phasenstabilisierung ist die Zeitauflösung der Testquelle anscheinend nicht entscheidend verbessert worden.

Nach Fertigstellung der Simulationen aus Kapitel 4 in den letzten Wochen dieser Arbeit muss die transversale Strahlgröße als begrenzender Faktor identifiziert werden. Die Simulation ergab für den verwendeten asymmetrischen Betrieb ja einen Durchmesser von 1100  $\mu$ m. Das war aber zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht bekannt, da der Computeralorithmus die Elektronenbahnen damals noch nicht genau genug beschreiben konnte.

Zur Uberprüfung wurde die transversale Strahlbreite auf einem größeren Bereich beobachtet. Betrachtet man sich den Strahlfleck auf Leuchtschirm 19 der Strahlführung (siehe Abbildung 2.6), erkennt man kleine Schweife geringer Intensität. Ein Photo des
Leuchtschirms ist in Abbildung 5.13 (a) zu sehen, die Schweife sind mit roten Sternen markiert.



(a) Bild des Strahls auf Leuchtschirm 19 (b) Transversales Strahlprofil am Analysespalt

Abbildung 5.13: Der vermutliche Grund für die schlechte Zeitauflösung

Da der "schnelle Wedler" nur vertikal vom Pulsgenerator erregt wird, wurde bei verschiedenen horizontalen Einstellungen noch einmal das transversale Profil vermessen. Die Resultate sind in Abbildung 5.13 (b) zu sehen. Neben dem gut fokussierten Strahlfleck links erkennt man noch einen Fleck, der sehr viel breiter ist und wesentlich mehr Intensität trägt. Er hat eine Breite von knapp 1,6 mm, was eine gute Übereinstimmung zu den Simulationen für asymmetrischen Solenoidenbetrieb ist. Der kleine Strahlfleck stammt mit größter Wahrscheinlichkeit von einem der Schweife aus Abbildung 5.13 (a).

So, is the glass half full, half empty or just twice as big as it needs to be?

(Anonymus)

## **6** Zusammenfassung und Ausblick

Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit war es, die Zeitauflösung der Testquelle an MAMI zu verbessern. Diese wird durch unterschiedlichste Faktoren zurzeit auf ca. 2,5 ps begrenzt. Zwei der störendsten Effekte sind der transversale Strahldurchmesser von 200  $\mu m$  FWHM und der Phasenjitter, hervorgerufen durch die Synchro-Lock-Einheit, bzw. den Frequenzteiler des verwendeten Lasersystems. Weiterhin sollten Untersuchungen zur minimal möglichen Strahlfleckgröße am Analysierspalt durchgeführt werden. Mit den angestrebten Verbesserungen sollten dann die Intensitätsprofile und die Polarisationsverläufe von Elektronenpulsen verschiedener GaAs-Halbleiter vermessen werden.

Da bisherige Fokussierungen an der Testquelle zu keinen kleineren Strahldurchmessern als solchen mit einer Breite von 200  $\mu m$  FWHM geführt haben, wurden Simulationen der Teilchentrajektorien durch die Strahlführung durchgeführt, um zu klären, ob mögliche Bildfehler der Linsen überhaupt kleinere Durchmesser im Fokus erlauben.

Diese Diplomarbeit konnte zeigen, dass die Bildfehler der elektronenoptischen Elemente den minimalen Strahldurchmesser nicht auf die oben erwähnten 200  $\mu m$  beschränken. Sogar bei einer Ausleuchtung des Solenoiden von 30% sollten noch Werte von ungefähr 95 $\mu m$  erreicht werden. Durch eine Verringerung der Emittanz und/oder den Einsatz von Blenden kann dieser Wert noch erheblich verringert werden. Betrachtet man runde Strahlflecke, so ist der symmetrische Betrieb des Solenoidenpaares dem asymmetrischen vorzuziehen. Bei einer unsymmetrischen Strahlform kann es sein, dass der Effekt der Bilddrehung zu einer Vergrößerung der transmittierte Strahlbreite im symmetrischen Solenoiden-Betrieb führt. Damit würde die asymmetrische Einstellung zum Mittel der Wahl. Aus den Simulationen konnte zudem eine Vielzahl von Erkenntnissen über die Eigenschaften der verwendeten Solenoid-Linsen gewonnen werden.

Zur Verringerung des Phasenjitters wurden zwei neue Detektoren installiert, die den unterschiedlichen Anforderungen sowohl für Pulsprofil- als auch Polarisationsmessungen gerecht werden.

Mit einem Channeltron und dem "schnellen Wedler" kann die transversale Strahlbreite in weniger als 100  $\mu s$  vermessen werden. Dadurch wird es dem Experimentator ermöglicht, die Auswirkungen eine Änderung der Fokussiereinstellungen auf den Elektronenstrahl direkt zu beobachten. Zu Beginn dieser Arbeit konnte die Güte einer neuen Fokussierung bzw. die neue Strahlbreite erst nach einer separaten "Transmissionsmessung" bzw. einer "Messung mittels Phasenvariation" bestimmt werden. Das Messprinzip eröffnet also große Möglichkeiten bei der Lösung des Fokussierungsproblems und erhöht die Chancen, einen kleineren Strahldurchmesser zu finden. Mehrere Einstellungen der Linsen wurden mit dem neuen Aufbau im Rahmen dieser Arbeit getestet und auf ihren Nutzen für spätere Messungen untersucht. Die "Driftmethode" stellt sich nach eingehender Untersuchung als nicht geeignet heraus, um mit ihr kleine Strahldurchmesser zu erreichen. Sie zeigte zwar einen kleinen Fokus, dieser kam allerdings nur durch Verzerrungen der Strahlform und Verunreinigungen des Analysespaltes zustande, ist für weitere Messungen also unbedeutend.

Die eigentliche Stärke des neuen Aufbaus zeigt sich aber im Puls-Betrieb. Hier benötigt man nur noch maximal 100  $\mu s$  zur Messung eines kompletten Pulsprofils. Dadurch wird der Einfluss des Phasenjitters auf die Zeitauflösung entscheidend gesenkt. In [31] wird der "Timing-Jitter" (= Phasenjitter) für verschiedene Messgeschwindigkeiten berechnet. Bei Messzeiten von minimal 1 s, wie sie zu Beginn dieser Arbeit typisch für die Testquelle waren, beträgt der Jitter ( $1.4 \pm 0.3$ )ps. Bei Zeiten kleiner als 20 ms ist er 240 fs groß und bei Messungen mit einer Dauer von 2 ms und weniger sogar nur noch 78 fs. Letztere Zeitspanne ist gerade der Bereich, in dem man sich mit der neuen Messmethode bewegt.

Durch den Einsatz eines neuen 2,45 GHz-Phasendetektors können auch zeitaufgelöste Polarisationsmessungen wesentlich genauer gemacht werden. Das temperaturabhängige Driften der Laserphase wird nun durch einen computergesteuerten Phasenschieber, der mit einem Schrittmotor verfahren wird, stabilisiert. Damit konnte der Einfluss von Phasenschwankungen während einer Polarisationsmessung im Vergleich zu vorher um mehr als einen Faktor 10 gesenkt werden.

Trotz dieser vielversprechenden Ergebnisse hinsichtlich der neu installierten Messverfahren zeigten die zeitaufgelösten Messungen bei unterschiedlichen Beschleunigungen nicht die erwartete Beziehung zwischen Pulslänge und Extraktionsfeld. Eine Verbesserung der apparativen Zeitauflösung konnte letzten Endes also nicht erreicht werden, wobei der Grund dafür auf jeden Fall in der falsch gewählten Fokussierung zu suchen ist.

Die Untersuchung des Wiederanstiegs von Intensität und Asymmetrie ergaben, dass Kathoden-interne Effekte als Ursache ausgeschlossen werden können. Es wäre für nachfolgende Messungen also vorteilhaft, den Lichttransport zur Kathode durch einen neuen Aufbau mit weniger Spiegeln zu ersetzen.

Auch nach allen Neuerungen bleiben allerdings noch viele Faktoren, die eine weitere Vergrößerung der Zeitauflösung behindern. Durch den Einbau eines verbesserten Spannugsteiler könnten nach der Elimination von Phasen*drifts* auch Phasen*sprünge* durch Feldemission verhindert werden. Dieses neue Bauteil ist bereits eingetroffen und kann in naher Zukunft installiert werden. Die Einflüsse der Lageschwankungen durch Wedler und sonstige Strahlführungselemente bleiben aber weiterhin bestehen und könnten nur durch eine Stabilisierung direkt am Analysierspalt verringert werden. Dazu bietet es sich an, die beiden Spaltbacken zu isolieren und den auflaufenden Strom zu messen. Zusammen mit dem Channeltron hat man insgesamt drei Messwerte, die sowohl zur Lagestabilisierung als auch zur Stromstabilisierung herangezogen werden können. Beschichtet man den Spalt mit Zinksulfid, bietet sich auch eine optische Lagestabilisierung an. Dabei ist allerdings größte Sorgfalt geboten, da abbröckelnde ZnS-Körner den Spalt mit der Zeit zusetzen - ein Problem, mit dem man bereits jetzt durch Schirm 20 konfrontiert ist.

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not *Heureka!* (*I found it!*) but *That's funny...!* 

(Isaac Asimov)

# A Vorstellung eines neuen Verfahrens zur Polarisationsmessung

Die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Phasenstabilisierung und der Ausblick auf weitere Verbesserung durch einen neuen Spannungsteiler machen Polarisationsmessungen zwar wesentlich einfacher und genauer, für die Datennahme eines kompletten Pulspolarisationsprofils benötigt man aber immer noch viele Stunden. Während dieser Zeit muss man mehrmals die Phase von Hand verstellen und nach Möglichkeit vor der Messung jedes neuen Phasenpunktes eine optische Strahllagenkontrolle auf einem der Leuchtschirme vornehmen. Die Anwesenheit des Experimentators ist also während der gesamten Messzeit erforderlich und viele Arbeitsschritte müssen von Hand durchgeführt werden. In diesem Kapitel soll ein neues Verfahren zur Polarisationsmessung vorgestellt werden, das nicht nur eine fast vollständige Automatisierung des Experiments ermöglicht, sondern auch eine bessere Auflösung der Kurvenform bei gleichzeitiger Verringerung des statistischen Fehlers erlaubt. Durch die momentanen Umbauten für die neue Beschleunigerstufe des Instituts war es nicht mehr möglich, das Konzept im Rahmen dieser Diplomarbeit experimentell zu testen. Die folgenden Abschnitte befassen sich deshalb mit dem Konzept, das dem neuen Meßverfahren zu Grunde liegen.

### A.1 Polarisationsmessung mittels Mott-Streuung

Streut man polarisierte Elektronen an schweren Kernen, kommt es zu einer spinabhängigen Intensitätsverteilung der gestreuten Elektronen. Abbildung A.1 zeigt schematisch die wichtigsten Merkmale der Mott-Streuung.

Zu sehen ist die Flugrichtung des Elektronenstrahls entlang der z-Achse (roter Pfeil), die Goldfolie (gold) und ein Elektronenensemble, das zu einem bestimmten Prozentsatz in x-Richtung polarisiert ist (blau). Das Wort *Öffnungswinkel* in der Zeichnung bedarf einer etwas ausführlicheren Erklärung, denn genau wie beim Rutherford-Wirkungsquerschnitt ist auch die Winkelverteilung beim Mott-Wirkungsquerschnitt streng genommen kontinuierlich. Die beiden Querschnitte sind über die Beziehung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \tag{A.1}$$

miteinander verknüpft.  $\beta$  ist wieder die Geschwindigkeit, normiert auf die Lichtgeschwindigkeit,  $\theta$  ist der Streuwinkel. Es gibt also unter allen Winkeln gestreute Elektronen und



Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Mott-Streuung

nicht nur, wie hier eingezeichnet, unter einem Winkel von  $120^{\circ}$  zur Strahlachse. Im Gegensatz zum Wirkungsquerschitt nach Rutherford tritt aber bei der Mott-Streuung noch ein energieabhängiger Zusatzterm auf. Der eingezeichnete Kegel entspricht deshalb nur dem Maximum der Streuasymmetrie für Elektronen einer kinetischen Energie von 100 keV, wie er durch die Sherman-Funktion gegeben ist[38]. Neben der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zeigt Gleichung A.1 noch eine zusätzliche Winkelabhängigkeit. Die Differenz der Zählraten an zwei unterschiedlichen Orten auf dem gezeichneten Kreis variiert demnach zwischen Null und einem Maximalwert. Bei einer Spin- und Flugrichtung der Elektronen, wie sie in Abbildung A.1 zu sehen ist, liegen die Orte maximaler Differenz der Wirkungsquerschnitte auf der y-Achse. Je näher man sich der x-Achse nähert, desto kleiner wird die Differenz, bis sie im Nulldurchgang schließlich verschwindet. Zusammen mit dem *Öffnungswinkel* erhält man die zwei Punkte maximaler Zählratendifferenz, die in Abbildung A.1 als graue Rechtecke eingezeichnet sind.

Abbildung A.2 zeigt den schematischen Aufbau des Mott-Detektors<sup>1</sup> bei Scanner 21 im Schnitt. Der Leuchtschirm wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet, das Channeltron weiter in Strahlrichtung verschoben. In Rot erkennt man wieder den Elektronenstrahl, dessen Flugrichtung jetzt realitätsgetreuer von unten nach oben verläuft. Für den gestreuten Elektronenstrahl wurde absichtlich ein etwas hellerer Farbton gewählt, der verdeutlichen soll, dass der Wirkungsquerschnitt für Mott-Streuung

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Ein Mott-Detektor besteht in der Regel aus zwei Detektoren, um die Messung einer Zählraten*differenz* zu ermöglichen. Deshalb ist in diesem Kapitel manchmal von *Detektoren* die Rede, obwohl es in der Apparatur nur *einen* Mott-Detektor gibt

#### A Vorstellung eines neuen Verfahrens zur Polarisationsmessung



Abbildung A.2: Schematische Darstellung des Mott-Detektors bei Scanner 21

und damit die rückgestreute Intensität sehr gering ist. Nur ein verschwindend kleiner Bruchteil der Elektronen, die auf die Goldfolien in Scanner 21 treffen, wird überhaupt gestreut; die meisten durchfliegen die Folie fast wechselwirkungsfrei.

#### A.2 Aufbau der neuen Messapparatur

Diesen bisher eigentlich eher unerwünschten Effekt des niedrigen Wirkungsquerschnitts kann man sich für zeitaufgelöste Polarisationsmessungen zu Nutze machen und den Strom hinter den Goldfolien bestimmen. In einem ersten Schritt wurde deshalb der Faraday-Cup, der bis zu Beginn dieser Arbeit das Ende der Strahlführung bildete, ausgebaut. Für Pulsmessungen mit dem Channeltron ist es nämlich vollkommen unerheblich, ob dieses *neben* den Goldfolien in Scanner 21 oder *dahinter* montiert ist. Das CEM wurde ausgebaut und an die Stelle des ehemaligen Faraday-Cups gesetzt. In Abbildung A.2 ist das Channeltron schon auf seiner neuen Position eingezeichnet. Weiter erkennt man in der Zeichnung die beiden Silizium-Detektoren unter einem Winkel von 120° zur Strahlachse, die zusammen den Mott-Detektor bilden.

Die Bodenplatte das Channeltrons sollte laut Hersteller einen Durchmesser von 37 mm

haben, wodurch sich keine Schwierigkeiten für den Umbau in das Strahlführungsrohr (Durchmesser: 40 mm) ergeben sollten. Beim Einbau stellte sich jedoch heraus, dass der wirkliche Durchmesser der Platte 41 mm betrug, was einen Einbau in das ursprüngliche Rohrsystem unmöglich machte. Durch die Verwendung eines Rohrs mit 63 mm Innendurchmesser und zwei passenden Adapterstücken ließ sich dieses Problem lösen. Abbildung A.3 zeigt das Channeltron kurz vor dem Einbau in die Strahlführung.



Abbildung A.3: CEM in neuem Strahlrohr

In Abbildung A.3 käme der Elektronenstrahl von oben. Unten sind die Vakuumdurchführungen zu sehen, über die der Signaltransfer und die Spannungsversorgung stattfinden. Ganz rechts im Bild ist das neue Strahlrohr mit dem größeren Innendurchmesser zu erkennen. Zur besseren Strahlkontrolle wurden zusätzlich noch ein Wedler und zwei Quadrupole auf der Strecke zwischen Scanner 21 und dem neuen Ort des Channeltrons installiert. Die neue Bestückung des Scanner 21 ist nach dem Umbau wie folgt, v.l.n.r.: Leerposition,  $190 \frac{\mu g}{cm^2}$  Au (freitragend),  $190 \frac{\mu g}{cm^2}$  Au (freitragend),  $415 \frac{\mu g}{cm^2}$  Au (freitragend), Channeltronhalterung und Leuchtschirm.

Mit Hilfe des Channeltrons und seiner sehr schnellen Anstiegszeit<sup>2</sup> war es möglich,

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Anstiegszeit des DeTech *Model 2403*: 3-5 ns (Herstellerangabe)

#### A Vorstellung eines neuen Verfahrens zur Polarisationsmessung

ganze Pulsprofile in kürzester Zeit zu vermessen (vgl. Abschnitt 3.2). Neben dem Analog-Betrieb, bei dem das Channeltron einen Strom ausgibt, ist auch ein Betrieb im Pulse-Mode möglich. Zusammen mit einem Diskriminator können jetzt also auch Zählraten gemessen werden. Das ist ein weiterer entscheidender Vorteil, denn auch die Bestimmung der Asymmetrie beruht ja auf der Zählratendifferenz der beiden Detektoren des Mottpolarimeters. In der Praxis werden die Detektoren von einem Rechner mit einer Frequenz von 1 Hz ausgelesen, wobei jeweils zwischen zwei Messungen die Polarisation des Laserlichts von  $\sigma^+$  nach  $\sigma^-$  bzw.  $\sigma^-$  nach  $\sigma^+$  umgeschaltet wird. Aus den so erhaltenen vier Zählraten wird dann alle zwei Sekunden vom Computer die Asymmetrie bestimmt. Die Frequenz von 0,5 Hz pro Asymmetrie stellt aber bei weitem noch nicht das Maximum dar, sondern wurde ursprünglich nur gewählt, um Zählraten von Null Counts möglichst zu vermeiden, da die zurzeit verwendete Online-Auswertungs-Software sie nicht verarbeiten kann.

### A.3 Funktion des neuen Konzepts

Die neue Idee besteht nun darin, zu jeder Asymmetrie den zugehörigen Strom hinter dem Target zu messen. Das verlangt eine sehr genaue Bestimmung der absoluten und relativen Messzeiten von A (= Asymmetrie) bzw. I (=Intensität), um zu gewährleisten, dass beide Werte wirklich zum selben Phasenpunkt gehören. Diese Anforderung lässt sich bestens erfüllen, da der Scaler für den Mott-Detektor über zwei weitere, bisher ungenutzte Eingänge verfügt, von denen einer für die Zählraten des Channeltrons benutzt werden kann.

Man kann also eine Messtabelle von Wertepaaren erstellen, die jeweils aus einer Asymmetrie und der zeitlich passenden Intensität bestehen. Die einzelnen Fehler werden sehr groß sein, da die Zählraten im Allgemeinen sehr klein sind. Durch eine Unterteilung der *I-A*-Ebene in einzelne "Bins", können mehrere Werte zusammengefasst und der Fehler in Abhängigkeit von der Bin-Größe verringert werden.

Das Abtasten des Pulsprofils wird, wie vorher auch, durch einen Phasenschieber übernommen. Da dieser bereits an das MAMI-Kontollsystem angeschlossen ist, kann die Phasenvariation auch vom Computer durchgeführt werden. Dazu wurde ein MOPL-Programm<sup>3</sup> geschrieben, dass in bestimmten zeitlichen Abständen die Phase zwischen Start- und Zielwert abfährt. Durch kleine Phasendrifts oder -sprünge zwischen dem Verfahren des Schiebers wird zwar aus den diskreten Messwerten ein kontinuierlicher Kurvenverlauf, mit der abschließenden Binnierung bei der Auswertung kann man diesen Prozess jedoch wieder umkehren.

Es bietet sich an, vor dem Start der Polarisationsmessung ein komplettes Pulsprofil mit dem "schnellen Wedler" zu vermessen. Dann folgt die eigentliche Polarisationsmessung, die komplett computergesteuert abläuft. Zur Kontrolle sollte am Ende der Messung erneut ein komplettes Pulsprofil aufgenommen werden. Dadurch kann man ein Abfallen

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>MOPL (=Mami-Operator-Programming-Language) ist ein BASIC-ähnlicher Interpreter mit speziellen Spracherweiterungen, mit deren Hilfe eine komfortable Bedienung von MAMI-Beschleunigerelementen ermöglicht wird.

der Quantenausbeute oder der Laserleistung erkennen und bei der späteren Auswertung berücksichtigen. Aus der separaten Messung des Pulsprofils kann man mit Hilfe des Diffusionsmodells eine Funktion I(t) bzw.  $I(\varphi)$  bestimmen, die die Intensitätsverteilung in analytischer Form beschreibt [4]. Über die Umkehrfunktion  $I^{-1}(\varphi)$  ist es dann möglich, jedem Messwert I eindeutig einen Phasenpunkt zuzuordnen. Und da I mit A über die Binnierung verknüpft ist, gilt diese Zuordnung auch für alle gemessenen Asymmetrien.

Anstatt wie vorher alle 30 Minuten optisch die Phasenlage zu überprüfen und darauf zu vertrauen, dass diese sich während der Messung des nächsten Phasenpunktes nicht ändert, kann man diese Kontrolle nun mit Frequenzen von 0,5 Hz und kleiner durchführen. Die Messzeit wird wesentlich effizienter genutzt, da die aufwendige Strahlkontrolle mit dem Leuchtschirm entfällt.

### Literaturverzeichnis

- H. G. ANDRESEN, K. AULENBACHER, J. BERMUTH, P. DRESCHER, H. EUTENEU-ER, 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, Book of abstracts, European Research Conference on Nuclear Physics: Polarization in Electron Scattering, Santorini, Greece (1995)
- [2] G. ARZ: Optimierung des MAMI-Lasersystems im Hinblick auf erhöhte Ausgangsleistung und Diagnose der Intensitätsstabilität, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2004)
- [3] K. AULENBACHER: Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Habilitation (2006)
- [4] K. AULENBACHER, J. SCHULER, D. V. HARRACH, E. REICHERT, J. RÖTHGEN, A.SUBASHEV, V.TIOUKINE, Y.YASHIN: Pulse response of thin III/IV semiconductor photocathodes, J. Appl. Phys. 92, 12 (2002)
- [5] R. BOLENZ: Verbesserung der Effizienz eines Mottpolarimeters im Hinblick auf zeitaufgelöste Polarisationsmessungen an Superlattice-Kathoden, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit (2005)
- [6] J. DOSSE: Zur Ausmessung des Feldes magnetischer Elektronenlinsen, Z. Phys. 117, 437 (1941)
- H.-J. DROUHIN, C. HERMANN AND G. LAMPEL: Photoemission from activated gallium arsenide. I. Very-high-resolution energy distribution curves, Physical Review B, The American Physical Society, Vol. 31 No. 6, 3859 (1985)
- [8] H.-J. DROUHIN, C. HERMANN AND G. LAMPEL: Photoemission from activated gallium arsenide. II. Spin polarization versus kinetic energy analysis, Physical Review B, The American Physical Society, Vol. 31 No. 6, 3872 (1985)
- [9] R. ENDERLEIN, N. J. M. HORING: Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices, World Scientific (2004)

- [10] H. EUTENEUER, H. SCHÖLER: Das Diagnose-Deflektorcavity, MAMI-interner Bericht, 6/88 (1988)
- [11] G. FISHMAN AND G. LAMPEL: Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide, Phys. Rev. B, 16 820, (1977)
- [12] G. R. FOWLES: Introduction to Modern Optics, Dover Publications Inc. New York, 2nd edition (1989)
- [13] A. GERRAD, J. M. BURCH: Introduction to Matrix Methods in Optics, John Wilson & Sons Ltd. London (1975)
- [14] W. GLASER: Die kurze Magnetlinse von kleinstem Offnungsfehler, Z. Phys. 109, 700 (1938)
- [15] M. GODWIN: Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Dissertation (2001)
- [16] J. GROSSER: Einführung in die Teilchenoptik, B. G. Teubner Stuttgart (1983)
- [17] J. KESSLER: Polarized Electrons, Springer (1985)
- [18] P. HARTMANN: Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertaion (1997)
- [19] E. A. ABBOTT: Flächenland, Renate Götz Verlag (1884)
- [20] W. B. HERRMANNSFELDT: Electron Trajectory Program, SLAC-226 UC-28 (1979)
- [21] M. HOEK: Nachweis geladener Teilchen mit PbWO<sub>4</sub>, II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, Diplomarbeit (2001)
- [22] Z. LIU: Surface Characterization of Semiconductor Photocathode Structures, EMI (2005)
- [23] YU. A. MAMAEV, H.-J. DROUHIN, G. LAMPEL, A.V. SUBASHEV, YU. P. YASHIN, AND A. ROCHANSKY: Kinetics of highly spin-polarized electron photoemission from an InGaAlAs strained layer by energy and spin-resolved measurements, J. Appl. Phys. 93, 9620 (2003)
- [24] M. D. LEBERIG: Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mottpolarimeters, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1998)
- [25] G. C. LISENSKY, M. N. PATEL AND M. L. REICH: Experiments with Glow-inthe-Dark Toys: Kinetics of Doped ZnS Phosphorescence, Department of Chemistry, Beloit College, Beloit, Journal of Chemical Education Vol. 73, No. 11 (1996)

- [26] D. A. ORLOV, M. HOPPE, U. WEIGEL, D. SCHWALM, A. S. TEREKHOV AND A. WOLF: Energy distributions of electrons emitted from GaAs(Cs,O), Appl. Phys. Lett. 78, 2721 (2001)
- [27] J. PICHT: Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, Barth Leipzig, 3. erweiterte Auflage (1963)
- [28] E. G. RAMBERG: Variation of the axial aberrations of electron lenses with lens strength, J. Appl. Phys. 13, 582 (1942)
- [29] A. A. RUSTERHOLZ: Grundzüge der theoretischen Elektronenoptik, Verlag Birkhäuser Basel, Band 1 (1950)
- [30] J. SCHULER: Optimierung der Strahlführung der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit (1997)
- [31] J. SCHULER: Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern, Dissertation, Institut f
  ür Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universit
  ät Mainz (2004)
- [32] A. E. SIEGMAN: *Lasers*, University Science Books, Mill Valley California, 1st edition, (1986)
- [33] W. T. SILFVAST: Laser Fundamentals, Cambridge Univ. Press, 2nd edition (2003)
- [34] W. E. SPICER, A. HERRERA-GÓMEZ: Modern Theory and Applications of Photocathodes, Stanford Linear Accelerator Publication SLAC-PUB-6306 (1993)
- [35] K-H. STEFFENS: Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation (1993)
- [36] O. SVELTO: *Principles of Lasers*, Springer, 4th edition (1998)
- [37] S. M. SZE: *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley New York, 2nd edition (1981)
- [38] V. TIOUKINE: Persönliche Mitteilung
- [39] U. WEIGEL: Cold Intense Electron Beams from Gallium Arsenide Photocathodes, Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics of the Rupertus Carola University of Heidelberg, Germany, Dissertation (2003)
- [40] M. WEIS: Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung an der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit (2004)
- [41] K. WILLE: *Physik der Teilchenbeschleuniger*, Teubner (1992)
- [42] P. Y. YU, M. CARDONA: Fundamentals of Semiconductors Physics & Material Properties, Springer Berlin Heidelberg New York, 3rd corrected printing (2005)

I never dreamed that I'd spend my days, staring at some tube emitting cathode rays.

(Blink 182 - TV-Song)

## Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. von Harrach danken, der diese Arbeit ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Kurt Aulenbacher für die intensive Betreuung, Anregung und Unterstützung während dieser Zeit. Außerdem danke ich den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe B2, Dr. Valerie Tioukine und Roman Barday für das angenehme und aufgelockerte Arbeitsklima sowie Herrn Erwin Reichert für die gewinnbringenden Diskussionen und sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Den mechanischen Werkstätten danke ich für die konstruktiven Verbesserungsvorschläge in meinen Bauzeichnungen und die schnelle und präzise Umsetzung. Des Weiteren wären die Ergebnisse dieser Arbeit nicht ohne die Beschleunigergruppe B1 und allen voran Marco Dehn zustande gekommen, der mich beim Lösen jeglicher Hardware- und Software-Probleme an der Testquelle unermüdlich unterstützt hat. Besonders hervorheben möchte ich in diesem Zusammenhang auch die Betreuung durch Herrn Joachim Röthgen und Herrn Frank Fichtner, die mir beim Aufbau der neuen Phasenstabilisation immer wieder mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

Vor allem gilt mein Dank aber natürlich meiner Familie, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht hat.

Zuletzt danke ich meiner Freundin Elisabeth, die mich auch in den ernüchterndsten Momenten dieser Arbeit immer wieder aufgebaut und zum Durchhalten ermutigt hat.

Bevor ich schließe möchte ich noch kurz all jener Realisationen meiner selbst in der unendlichen Vielzahl aller Paralleluniversen gedenken, denen es nicht vergönnt war, ist und sein wird den Punkt zu erreichen an dem ich heute stehe. - *Remember Stephen Tobolowsky...*