Diplomarbeit

# Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI

Monika Weis

Johannes Gutenberg-Universität Mainz September 2004

# Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung         Theoretische Grundlagen         2.1. Erzeugung spinpolarisierter Elektronen         2.2. Erhöhung der Polarisation durch Variation der Kristallstruktur         2.3. Photoemission aus Halbleiterkristallen         2.3.1. Spicers Drei-Stufen-Modell         2.3.2. Die Negative Elektronenaffinität NEA         2.3.3. Laufzeiteffekte					
2.						
3.	Experimentiermethoden 16					
	3.1. 3.2.	Lichtoj 3.1.1. 3.1.2. Elektro	ptischer Aufbau	16 16 17 19		
	3.3.	Bestim	mende Faktoren der Zeitauflösung bei der Synchro-Streak Zeitmes-	0.1		
		sung .	Zoitmesspringinian mit Spalt und CCD Kamera	21		
		3.3.2.	Limitierende Beiträge zur Zeitauflösung	$\frac{22}{25}$		
	3.4.	Unters	uchungen zum Phasenjitter	27		
		3.4.1.	Phasendetektorsystem	28		
		3.4.2.	Messungen mit dem Phasendetektor	29		
	0 5	3.4.3.	Schlussfolgerungen	33		
	3.5.	0 nters	Strahlfeelworkleinerung durch verönderte Felwesierung	$\frac{34}{24}$		
		3.5.1.	Strahlfleckverkleinerung durch Verkleinerung der Emittanz	34 34		
		3.5.3.	Weitere Untersuchungen zur Strahlfleckgröße	39		
		3.5.4.	Schlussfolgerung zu den Experimenten zur Strahlfleckgröße	40		
	3.6.	Verbes	serung des Messverfahrens durch Phasendetektor und CCD-Kamera	41		
4.	Puls	e aus v	erschiedenen Kathodentypen	42		
	4.1.	Pulse a	aus Strained Layer Photokathoden	42		
	4.2.	Pulse aus Superlattice Photokathoden				
	4.3.	Unters	uchung des Laufzeiteffekts	47		
		4.3.1.	Simulation der Abhängigkeit der Pulslänge vom Extraktionsgra-			
			dienten	49		

5.	Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls			
	5.1. Präparation einer Kathode	51		
	5.2. Quantenausbeute einer Kathode	52		
	5.3. Nichtlineares Verhalten einer Kathode	53		
	5.3.1.~ Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf die transversale Strahlform	54		
6.	. Zusammenfassung			
Α.	Phasenraum			
	A.1. Strahl-Emittanz	63		
	A.2. Transformation im Phasenraum	64		
В.	Hochfrequenzanlage			
	B.1. Das Klystron	67		
	B.2. Das Deflektor-Cavity	67		
	B.3. Energiemodulation	69		

# 1. Einleitung

Der Elektrische Mönch war ein Gerät zur Arbeitseinsparung wie ein Geschirrspüler oder Videorecorder. ... Elektrische Mönche glaubten für einen gewisse Dinge und ersparten einem damit, was allmählich zu einer immer beschwerlicheren Aufgabe wurde, nämlich alle Dinge zu glauben, die zu glauben die Welt von einem erwartete.

Leider hatte sich bei diesem Elektrischen Mönch ein Fehler eingeschlichen, und zwar hatte er begonnen, mehr oder minder wahllos alle möglichen Dinge zu glauben. Er fing sogar an, an Dinge zu glauben, an die zu glauben den Leuten in Salt Lake City schwerfallen würde.<sup>1</sup>

So wie der *Elektrische Mönch* an viele Dinge einfach glaubt, ist es in der Bevölkerung ein weit verbreiteter Glaube, dass der elektrische Strom aus der Steckdose kommt. Vielen ist gar nicht bewusst, wie der Strom in die Steckdose gelangt und wie vielseitig die Erzeugung von Strom sein kann: In Kohle- und Atomkraftwerken wird in wasserkocherähnlichen Becken heißer Dampf erzeugt, der Turbinen in Bewegung setzt, um Generatoren zu betreiben. Windräder, die durch natürliche Windströmungen in Bewegung gesetzt werden, betreiben direkt Generatoren. Schließlich gibt es noch Solarzellen, die durch direkte Lichteinstrahlung einen Photostrom erzeugen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einer Art von Solarzelle in sehr viel kleineren Dimensionen. Das Institut für Kernphysik betreibt den Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (*MAMI*) und erreicht derzeit Energien bis zu 855 MeV. Als Quelle für den Elektronenstrahl existieren zwei Kanonen, zum einen eine thermische Elektronenquelle, die so genannte EKAN für nicht spinpolarisierten Strahlbetrieb, und zum anderen die so genannte PKAN für spinpolarisierten Strahlbetrieb. Die für die Erzeugung des polarisierten Elektronenstrahls an MAMI verantwortliche Arbeitsgruppe B2 betreibt außerdem eine zur PKAN baugleiche Testquelle zur Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls mit einer Endenergie von 100 keV.

Die Testquelle bietet durch ihren apparativen Aufbau die Möglichkeit, die Polarisation des Elektronenstrahls durch Messungen von Asymmetrien in der Mott-Streuung zu bestimmen. Außerdem ist es möglich, zeitaufgelöste Messungen eines gepulsten Elektronenstrahls, das heißt Pulslängenmessungen oder zeitaufgelöste Polarisationsmessungen, durchzuführen. Letztere Art von Messungen sollen Aufschluss darüber geben, welche Polarisationsverteilung im Elektronenbunch herrscht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zeitaufgelöste Messungen der Pulsantwort verschiedener Photokathoden durchgeführt, und es sollte versucht werden, die apparative Zeitauflösung zu verbessern. Die bisherige maximale Zeitauflösung unter optimalen Bedingungen beträgt  $\tau_{app} = 2.0 \pm 0.4$  ps [6]. Im Verlauf der Arbeit wurden hierfür zwei neue

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Aus: Douglas Adams: Dirk Gently's Holistische Detektei

### 1. Einleitung

Methoden konzipiert und eingesetzt und werden in Kapitel 3 näher beschrieben. Die erste betrifft die Pulslängenmessung, die auf einer optischen Datenerfassung beruht. Die zweite Methode dient zur Kontrolle der Synchronisation zwischen dem Anregungslaser der Quelle und dem zeitdefinierenden Ablenksystem.

Des Weiteren wurden unterschiedliche Typen von Kathoden auf deren Pulsstruktur und Pulsverhalten unter diversen Versuchsbedingungen untersucht und in Kapitel 4 diskutiert.

Bei den Versuchen zur Verbesserung der Zeitauflösung traten nichtlineare Effekte im Kristallverhalten auf, die auf eine schlechte Kristallqualität durch die Präparation und damit auf eine nicht optimale negative Elektronenaffinität rückschließen lassen. Dieses Verhalten wurde in Kapitel 5 genauer untersucht, und es wurden einige Simulationen dazu durchgeführt.

# 2. Theoretische Grundlagen

An der Testquelle zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am MAMI werden Kathoden auf Basis von GaAs III/V-Halbleiterkristallen verwendet, aus denen mit Hilfe des Photoeffekts spinpolarisierte Elektronen emittiert werden.

# 2.1. Erzeugung spinpolarisierter Elektronen

Da Elektronen Fermionen sind, besitzen sie einen Eigendrehimpuls, den so genannten Spin, der die beiden Eigenwerte  $+\frac{\hbar}{2}$  und  $-\frac{\hbar}{2}$  annehmen kann. Zur Berücksichtigung des Spins wurden die Pauli-Spinore

$$\chi_{+} = (1,0)$$
 für Spin-up und  $\chi_{-} = (0,1)$  für Spin-down

eingeführt. In einem unpolarisierten Elektronenensemble sind zunächst beide Spinore gleichberechtigt, und damit die Wahrscheinlichkeiten für beide Einstellungen gleich groß.

Polarisation der Elektronen bedeutet nun, dass ein Ungleichgewicht zwischen den beiden möglichen Spineinstellungen bezüglich einer Quantisierungsachse herrscht. Ist  $N^{\uparrow}$ die Anzahl der Elektronen mit Spin-up und  $N^{\downarrow}$  die Anzahl mit Spin-down, so definiert man den Polarisationsgrad P mit

$$P = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}} \tag{2.1}$$

Um den Polarisationsgrad der emittierten Elektronen beeinflussen zu können, und damit für die Experimente die höchstmögliche Polarisation zu erhalten, ist es wichtig, die Bandstruktur des eingesetzten Kristalls zu kennen.

Abbildung 2.1 zeigt das Termschema von GaAs. Elektronen können die Energielücke (Gap) zwischen Valenzband und Leitungsband überwinden, wenn sie von Photonen mit  $E_{\gamma} > E_{Gap}$  angeregt werden. Verwendet man zirkularpolarisiertes Licht ( $\sigma^+$ - beziehungsweise  $\sigma^-$ -Licht) zum optischen Pumpen, so erlauben die Auswahlregeln für die Quantenzahl  $m_j$  nur  $\Delta m_j = \pm 1$ . In Abbildung 2.1 sind eben diese möglichen Übergänge eingezeichnet.

Um die Polarisation zu berechnen, benötigt man zunächst die Übergangswahrscheinlichkeiten durch  $\sigma^+$ - beziehungsweise  $\sigma^-$ - Anregung, die sich aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten ergeben.

Man erhält mit dem Wechselwirkungsoperator  $H_{WW}$  beispielsweise für  $\sigma^+$ -Licht:

$$P = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}} = \frac{|\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | H_{WW} | \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \rangle|^2}{|\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | H_{WW} | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle|^2} = -\frac{1}{2}$$
(2.2)

näheres hierzu findet sich in [22].

## 2. Theoretische Grundlagen



Abbildung 2.1.: Term-Schema von GaAs.

# 2.2. Erhöhung der Polarisation durch Variation der Kristallstruktur

Wegen der kubisch-symmetrischen Kristallform des reinen GaAs-Kristalls (Bulk) ist das Valenzbandmaximum vierfach entartet. Dadurch liegt das Maximum der Polarisation der Bulk-Kathode bei den in Gleichung 2.2 berechneten 50%.

Um die Effizienz aller auf polarisierten Elektronenstrahl angewiesenen Experimente zu erhöhen, und um dadurch eine bessere Statistik während der Experimentierzeit zu erhalten, musste ein Weg gefunden werden, um den Polarisationsgrad zu erhöhen. Hierfür existieren noch zwei weitere Typen von Kristallen, die an der Testquelle polarisierter Elektronen verwendet werden: den so genannten *Strained Layer*- und den *Superlattice*-Kristall (Übergitter).

#### Strained Layer-Photokathode

Eine Möglichkeit, die Entartung des GaAs-Kristalls aufzuheben, besteht darin, die Symmetrie des kubischen Gitters zu brechen. Die Kristallgitterverzerrung beruht auf dem Aufwachsen der aktiven Zone auf einem Substrat anderer Gitterkonstante, vorzugsweise einer kleineren Gitterkonstanten als reines GaAs, zum Beispiel GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub>. Dadurch wird die Grundfläche der aktiven Zone aus GaAs so verkleinert, dass sie immer noch quadratisch ist. Die Gitterkonstante in der dritten Dimension dagegen wird durch die Verkleinerung gestreckt, da der Kristall versucht, das eingeschlossene Volumen in etwa konstant zu halten (uniaxiale Deformation) [11, 12].

Abbildung 2.2 zeigt die Änderung der Symmetrie (a) mit den Auswirkungen auf das Termschema (b). Durch die uniaxiale Deformation werden die p-Terme im Valenzband aufgespalten. Die Aufspaltung zwischen den Zeeman-Zuständen mit unterschiedlichem Betrag der Quantenzahl  $m_j$  nimmt bei einer Deformation von  $\frac{|a'-a|}{a} = 0.01$  etwa einen Wert von 20-50 meV an [22].



Abbildung 2.2.: Brechen der Symmetrie beim Strained Layer-Kristall (a) und das zugehörige Termschema (b).

Man erwartet daher nach Abbildung 2.2 eine maximale Polarisation, wenn man Photonen geeigneter Energie einstrahlt:

$$E_{Gap} < E_{\gamma} < E_{Gap} + E_{strain} \tag{2.3}$$

Dies lässt sich auf einfache Weise mit Laserlichtquellen erreichen. Unterschiedliche Photokathodentypen besitzen eine Energielücke  $E_{Gap}$  in einem Wellenlängenbereich zwischen 780 und 850 nm, was zum Beispiel mit einem abstimmbaren Titansaphir-Laser mit der geforderten Wellenlängenauflösung bequem realisiert werden kann.

### 2. Theoretische Grundlagen

#### Superlattice-Photokathode

Beim Superlattice-Kristall wird die Aufhebung der Entartung nicht nur durch Deformation der Kristallstruktur erreicht, sondern auch indem unterschiedliche Typen von Kristallen übereinander geschichtet werden. Hierbei gibt es die Möglichkeit unterschiedlicher Kristalle gleicher Gitterkonstante, die so genannten Unstrained Superlattice-Photokathoden, und die Möglichkeit unterschiedlicher Kristalle mit verschiedenen Gitterkonstanten, die so genannten Strained Superlattice-Photokathoden. In dieser Arbeit wurden Kristalle vom Typ Strained Superlattice verwendet.

Als Materialien eignen sich zum Beispiel GaAs beziehungsweise InGaAs in Verbindung mit AlGaAs. AlGaAs besitzt eine größere Bandlücke als GaAs (InGaAs), so dass durch die abwechselnde Schichtung Potentialtöpfe ausgebildet werden. In diesen Potentialtöpfen können die Elektronen nur noch diskrete Energiezustände annehmen, und die Entartung wird auf diesem Weg aufgehoben. Dadurch kommt es zu einer Bildung von Minibändern innerhalb des Valenz- beziehungsweise Leitungsbandes, was die Struktur des Superlattice letztendlich ausmacht.



Abbildung 2.3.: Im Leitungsband des Superlattice ist nur Platz für ein Miniband.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch den Potentialverlauf durch die Schichtung im Superlattice. Wie viele Minibänder letztendlich innerhalb des Valenz- beziehungsweise Leitungsbandes liegen, ist materialabhängig. Für die Aufhebung der Entartung ist die Potentialdifferenz  $\delta E_V$  der Minibänder im Valenzband verantwortlich. Diese Aufspaltung entspricht der Aufspaltung der p-Niveaus wie beim Strained Layer. Eingeführt wurde die Superlattice-Struktur als Photokathode für spinpolarisierte Elektronenstrahlen von T. Nakanishi [13].

# 2.3. Photoemission aus Halbleiterkristallen

#### 2.3.1. Spicers Drei-Stufen-Modell

Die Erzeugung des Elektronenstrahls geschieht durch Photoemission, die man durch Spicers Drei-Stufen-Modell gut beschreiben kann [14]: Zuerst müssen die Elektronen im Medium angeregt, dann zur Oberfläche transportiert und anschließend emittiert werden (siehe Abbildung 2.4(a)).

Die Elektronenkonzentration  $c(\overrightarrow{x},t)$ am Ort $\overrightarrow{x}$ zur Zeittkann durch die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial c(\vec{x},t)}{\partial t} = g(\vec{x},t) - \frac{c(\vec{x},t)}{\tau} + D\nabla^2 c(\vec{x},t)$$
(2.4)

beschrieben werden.

Die Teilchenanregung aus dem Valenzband ins Leitungsband durch den Photoeffekt wird durch den Term

$$g(\vec{x},t) = \begin{cases} \alpha I_0(1-R) \cdot \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau_0}\right)^2\right) \cdot \exp(-\alpha z) & (z\text{-Komponente} \le \text{aktive Zone})\\ 0 & (z\text{-Komponente} > \text{aktive Zone}) \end{cases}$$
(2.5)

beschrieben: Ein gaußförmiger Lichtpuls mit einer zeitlichen Länge  $\tau_0$ , von dem der Bruchteil R an der Kristalloberfläche reflektiert wird, wird in der aktiven Zone ( $\infty$  bei Bulk-Kathoden) mit dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  durch Photoanregung absorbiert.

Durch den Lebensdauerterm  $\frac{c(\vec{x},t)}{\tau}$  in Gleichung 2.4 wird die Verringerung der Leitungsbandelektronenkonzentration durch Rekombination mit Valenzband-Löchern berücksichtigt. Der Diffusionsterm  $D\nabla^2 c(\vec{x},t)$  beschreibt die Bewegung der Teilchen in Abhängigkeit der Diffusionskonstanten D.

Die Antwortzeit  $\tau$ , die als mittlere Aufenthaltsdauer der Elektronen im Kristall definiert wird, und damit die Elektronenpulslänge wird von Spicer mit

$$\tau = \frac{L_D^2}{D} \tag{2.6}$$

abgeschätzt. Darin steckt mit  $L_D$  die Diffusionslänge der Elektronen im Medium. Der Diffusionskoeffizient D ist in guter Näherung mit der Einstein-Relation

$$D = \frac{\mu kT}{q} \tag{2.7}$$

aus der messbaren Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  gegeben [15].

Gleichung 2.6 besagt nichts anderes, als dass die Pulslänge durch die Rekombinationslebensdauer gegeben ist. Je länger diese Lebensdauer ist, desto größer wird in einer Bulk-Photokathode die Quantenausbeute, weil die Elektronen irgendwann die Oberfläche



Abbildung 2.4.: Spicers Modell zur Beschreibung des Drei-Stufen-Prozesses: Anregung-Transport-Austritt (a) (nach [16]), und seine Abschätzung der Antwortzeit verschiedener Photoemitter (b) (aus [14]).

erreichen und austreten können. Das ist einerseits gut für die Quantenausbeute, andererseits aber schlecht für eine kurze Emissionszeit. Spicers Grafik (Abbildung 2.4(b)) sagt daher Pulslängen im Bereich von Nanosekunden voraus.

In den hier verwendeten Kathoden ist das allerdings anders, weil die Schichtdicke d sehr klein gegen die Diffusionslänge  $L_D$  ist. In einer Modellrechnung wird in diesem Fall

$$\tau = \frac{1}{12D} \cdot d^2 \tag{2.8}$$

vorausgesagt.

Abbildung 2.5 zeigt einen Puls, wie er nach dem Diffusionsmodell einer 150 nm dicken Strained Layer-Photokathode aussehen sollte. Die Halbwertsbreite dieses Pulses beträgt gerade mal 0.2 ps.

Für eine realistische Diffusionskonstante [15] von  $40\frac{cm^2}{s}$  erhält man mit Gleichung 2.8 eine Antwortzeit von  $\tau=0.35$  ps.

Es werden jedoch Abweichungen von dieser Pulsform erwartet, die sich daraus ergeben, dass der Elektronentransport in einer derartig dünnen Struktur nicht mehr durch einfache Diffusion beschrieben werden kann. Leider liegen die erwarteten Abweichungen in der gleichen Größenordnung wie die Pulslänge, so dass eine erhebliche Verbesserung der Zeitauflösung nötig ist.



Abbildung 2.5.: Nach dem Diffusionsmodell zu erwartende Pulsantwort.

## 2.3.2. Die Negative Elektronenaffinität NEA

Bisher wurde gezeigt, wie spinpolarisierte Elektronen ins Leitungsband gehoben werden. Der letzte Schritt des Spicerschen Modells beschreibt die Emission der Elektronen ins Vakuum. Hierfür muss allerdings die Elektronenaffinität  $\chi$  der Oberfläche des Kristalls überwunden werden. Da die Energie der Elektronen im Leitungsband im Allgemeinen nicht ausreicht, diese Energiebarriere zu überwinden, muss die Oberfläche des Kristalls so präpariert werden, dass die Energiebarriere herabgesetzt wird. Das bedeutet, dass eine negative Elektronenaffinität erzeugt werden muss, was durch folgende Bedingung

$$\chi = V_{\text{Vac}} - V_{\text{LB, im Innern}} < 0 \tag{2.9}$$

ausgedrückt werden kann.

In Abbildung 2.6 sind die einzelnen Schritte zum Erreichen der NEA aufgezeigt. In Diagramm (a) sieht man die Potentialverhältnisse im undotierten und unbehandelten Kristall. Die zusätzlichen Oberflächenzustände entstehen durch den Abbruch der idealen Kristallstruktur, die ähnlich wie eine Dotierung eine Störung der Symmetrie darstellt und zusätzliche Elektronenzustände in der verbotenen Zone, der Energielücke, die bis zum Ferminiveau mit Elektronen besetzt sind, ermöglicht [1]. Dabei ist  $\phi$  die Austrittsarbeit aus dem Halbleiter, welche der Potentialdifferenz zwischen Vakuumpotential und Ferminiveau entspricht, und  $\chi$  ist die Elektronenaffinität, das heißt die Potentialdifferenz zwischen Vakuumpotential und Leitungsbandniveau.

Diagramm (b) zeigt, dass durch p-Dotierung weitere Elektronenzustände nahe des Valenzbandmaximums in der Energielücke erzeugt werden und dadurch das Ferminiveau im Innern des Halbleiters in Richtung Valenzband verschoben wird. Die Fermienergie an der Oberfläche wird sich aber wegen der hohen Dichte der Oberflächenzustände nur wenig ändern (Fermi-Level-Pinning). Die Absenkung der Valenz- und Leitungsbandkante wird durch die positive Raumladungszone an der Kristalloberfläche verursacht, die sich

#### 2. Theoretische Grundlagen

durch das Abwandern der Löcher in Oberflächenzustände gebildet hat. Es bleiben negativ geladene ortsfeste Akzeptoren zurück, die die potentielle Energie der Bandzustände absenken (band bending region, BBR). Die Bandbiegungszone ist umso schmaler, je höher die Dotierung ist. Die Breite der Zone kann unter der Annahme berechnet werden, dass die negativ geladenen und ortsfesten Akzeptoren nach dem Abwandern der beweglichen Löcher in die Oberflächenzustände eine Raumladungszone bilden, die die Potentialabsenkung (Bandverbiegung) von typisch  $\frac{E_G}{2}$  erzeugen muss. Durch Lösung der Poissongleichung erhält man die Breite *b* der Raumladungszone

$$b = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot E_{BB}}{2\pi n q_e^2}} \tag{2.10}$$

mit der Dieliktrizitätskonstanten  $\epsilon = 13$  für GaAs, einer Energiebreite der Bandbiegungszone von 0.5 - 0.7 eV, der Ladung der Elektronen  $q_e$  und einer Oberflächendichte n zwischen  $4 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  und  $10 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  [6]. Für die hier verwendeten Kathoden erhält man eine Breite von  $b \approx 10 \text{ nm}$  [17].

Der letzte Schritt zur Bildung der NEA ist das Aufdampfen von Cäsium auf die Oberfläche des Kristalls. Durch das flächige Bedampfen bildet sich eine Dipolschicht aus, weil die Cäsiumatome ein Bindungselektron an die Halbleiteroberfläche abgeben. Dies hat zur Folge, dass, wie es in Abbildung 2.6 (c) sowie in der prinzipiell identischen Abbildung 2.4 (a) schematisch gezeigt wird, das Vakuumniveau unter das Niveau des Leitungsbandes im Innern des Halbleiters absinkt. Damit ist die negative Elektronenaffinität erreicht, und die verbleibende schmale Potentialbarriere kann von den Elektronen durchtunnelt werden.

#### 2.3.3. Laufzeiteffekte

Die Emissionsenergie der Elektronen ist nicht monoenergetisch, sondern man findet im Elektronenbunch eine gewisse Energieverteilung. Gründe solcher Energiemodulationen finden sich durch den Energieverlust in der Bandbiegungszone (siehe Abbildung 2.4 (a)). Diese Energieverteilung bewirkt eine Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen.

Die Laufzeitverschmierung  $\Delta t_B$  ergibt sich aus der Laufzeitdifferenz zweier Elektronen unterschiedlicher Emissionsenergie beim Durchlaufen des Beschleunigungsfeldes zu

$$\Delta t_B = \frac{\sqrt{2E_{NEA} \cdot m_e}}{q_e \cdot F} \tag{2.11}$$

Hierbei ist  $E_{NEA}$  die Energie der austretenden Elektronen,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $q_e$  die Elektronenladung und F das beschleunigende Feld.

Bei typischen Werten von  $E_{NEA} = 0.2 \text{ eV}$  und  $F = 1 \frac{MV}{m}$  erhält man  $\Delta t_B = 1.5 \text{ ps.}$ Die Auswirkungen dieser Laufzeitunterschiede werden in Kapitel 4 näher untersucht.



Abbildung 2.6.: Potentialverhältnisse an der Kristalloberfläche (a) im undotierten, (b) im p-dotierten und (c) im mit Cäsium bedampften Zustand.

Ziel der Experimente war, das Prinzip zur zeitaufgelösten und phasensynchronisierten Vermessung und Analyse der Elektronenpulse und damit die Zeitauflösung der Apparatur zu verbessern.

# 3.1. Lichtoptischer Aufbau

## 3.1.1. Lasersystem

Das Lasersystem besteht, wie es bereits in [2] beschrieben wurde, aus zwei Einheiten, dem diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO4-Laser<sup>1</sup> sowie dem eigentlichen Titan-Saphir-Laser (Ti:Sp).



Abbildung 3.1.: Prinzipskizze des eingesetzten Pulslasers MIRA 900.

Abbildung 3.1 zeigt das eingesetzte Pulslasersystem<sup>2</sup>. Auf die Darstellung des Pumplasers wurde hier verzichtet, weil nur der Pumpstrahl als solcher zum Betrieb des Ti:Sp-Laser von Interesse ist. Die wichtigsten Elemente sind der Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Kristall als Lasermedium und als Kerr-Linse, der Spiegel M2 mit dem Piezo-Element, der Starter und die Blende mit dem Auskoppelspiegel M1. Auf die genaue Funktionsweise der einzelnen Elemente wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen und ist in [2] zu finden.

Im Pulsbetrieb kann der Laser mit einer Pulswiederholrate von 76.54 MHz, was der 32. Subharmonischen des MAMI-HF-Masters mit 2.45 GHz entspricht, bei einer Pulslänge von 150 fs betrieben werden.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Coherent: VerdiV5

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Mira 900 D, Coherent GmbH, Dieburg

Die Synchronisation auf die 32. Subharmonische des HF-Masters wird durch einen eingebauten Festfrequenzteiler erreicht. Mit Hilfe eines rückgekoppelten Lasersignals wird in einem Regelkreis in drei Stufen durch Variation der Resonatorlänge der Laserpuls an die HF phasenstabil synchronisiert:

- Ansteuerung des motorgesteuerten Justiertisches, auf dem der Auskoppelspiegel M1 montiert ist  $\rightarrow$  niedrige Frequenz, großer Hub
- Ansteuerung des Startmechanismus verändert den Glasanteil und damit die Laufzeit im Resonator  $\rightarrow$  mittlere Frequenz, mittlerer Hub
- Ansteuerung eines Piezo-Aktuators, auf dem der Faltspiegel M2 montiert ist  $\rightarrow$  hohe Frequenz, niedriger Hub

### 3.1.2. Lichttransport

Wgen der Größe des komplexen Lasersystems ist es nicht möglich, dieses im gleichen Raum mit der Apparatur des Testquellenaufbaus zu installieren. Das hat zur Folge, dass das Laserlicht über eine längere und komplizierte Strecke transportiert werden muss, bevor es in die Vakuumkammer der Kathode eingeschossen werden kann.

Bereits vor Beginn dieser Arbeit wurde vom bisherigen Lichtleitersystem als Transportweg vom Laser zur letzten optischen Bank vor der Vakuumkammer der Kathode auf das Transportmedium Luft umgestellt.



Abbildung 3.2.: Nicht maßstäbliche schematische Darstellung des lichtoptischen Aufbaus.

Nach dem Austritt aus dem Laser wird zunächst, wie in Abbildung 3.2 skizziert, über einen Strahlteiler ein Bruchteil des Laserlichts in den Autokorrelator gelenkt. Mit Hilfe des Autokorrelators ist es möglich, die Pulslänge des Lasers zu messen. Über einen weiteren Strahlteiler gelangt Laserlicht zum Phasendetektorsystem, das in Abschnitt 3.4 näher beschrieben wird.

Um die benötigte Laserleistung individuell, nahezu stufenlos und ferngesteuert regulieren zu können, wird der LCD-Abschwächer, der in Abhängigkeit der eingestellten Spannung die Polarisationsebene dreht, mit dem zugehörigen Polarisator benötigt. Der Kontrast dieses Abschwächers reicht aber für viele an der Testquelle durchgeführten Experimente nicht aus. Das heißt, dass auch bei maximaler Abschwächung immer noch ein Laserstrahl zu hoher Intensität auf die Kathode trifft. Daher befinden

sich in der Strahlführung hinter dem LCD-Abschwächer noch weitere auswechselbare Neutraldichtefilter mit 10-facher, 100-facher und 1000-facher Abschwächungen. Mit der Kombination aus diesen beiden Abschwächern sind Intensitäten im Bereich von 150 nW bis 90 mW, vor dem Eintritt ins Vakuumsystem gemessen, möglich.

Ein weiteres notwendiges Element im lichtoptischen System ist der fernsteuerbare Shutter, der nach Verlangen den Laserstrahl abblockt, bevor er auf die Kathode trifft. Den Aufbau vor der Wand des eigentlichen Quellenraumes schließt eine Blende ab, die dafür sorgen soll, dass der Laserstrahl auch wirklich rund ist.

Das erste Element des neuen Lasertransfersystems bildet eine lichtoptische Linse im Quellenraum, die den Laserstrahl nach dem Austritt aus dem Laser auf eine Position vor dem Eintritt ins Teleskop abbildet. Die wichtige Aufgabe dieser Linse besteht darin, den Laserspot auf den Teleskopeintritt zu fixieren. Nun wird der Laserstrahl über mehrere Ablenkspiegel, die speziell auf den Wellenlängenbereich des Lasers und auf den Transport von Femtosekundenpulse abgestimmt sind, in eine letzte optische Bank vor der Vakuumkammer gelenkt, wie es in der Grafik nur noch angedeutet ist. In der optischen Bank befindet sich eine Pockelszelle zum schnellen Umschalten zwischen  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Licht und damit zur Erzeugung der Spinpolarisation, was für die Sachverhalte dieser Arbeit aber nicht relevant ist. Den Abschluss bildet das Teleskop, das auf den Kristall fokussieren soll.

Der Vorteil des neuen lichtoptischen Systems liegt nun darin, dass die kurzen Laserpulse beim Transport zur Kathode im Gegensatz zum Lichtleiter nicht durch Dispersion verlängert werden. Andererseits hat der Lufttransport den Nachteil, dass der Laserstrahl über mehrere Umlenkspiegel in die optische Bank auf der Strahlachse eingekoppelt werden muss. Das Spiegelsystem hat zur Folge, dass es gegenüber Dejustage etwa durch Erschütterungen, die durch schwere über den Flur fahrende Hubwagen verursacht werden können, weitaus empfindlicher ist.

# 3.2. Elektronenoptischer Aufbau und Funktionsweise

In Abbildung 3.3 ist der Aufbau des Testquellenlabors allerdings ohne UHV-Schleuse, Klystron und Lasersystem schematisch dargestellt.



Abbildung 3.3.: Testquellenlabor ohne UHV-Schleuse, Klystron und Lasersystem. Aus [1].

Der Laserstrahl wird unterhalb des Alphamagneten durch ein Vakuumfenster in das System gelenkt und auf die Kathode in der Elektronenkanone fokussiert. Im vergrößerten Ausschnitt der Kanone sieht man, dass sich die Kathode auf einem Potential von -100 kV befindet, die aus der Kathode austretenden Elektronen also beim Durchlaufen der Beschleunigungsspannung eine kinetische Endenergie von 100 kV erreichen.



Abbildung 3.4.: Beamoptik-Simulation der Envelope des Elektronenstrahls. Aus [1]

Die Envelope des Elektronenstrahls ist in Abbildung 3.4 als Beamoptik-Simulation dargestellt. Beamoptik ist ein Computer-Simulationsprogramm, und wurde von K. H. Steffens [23] auf der Basis linearer Näherungen entwickelt. Es kann die Entwicklung der Strahl-Emittanz und damit aller relevanten Strahlparameter (siehe Anhang A) beschreiben. In dieser Abbildung speziell wird der Strahldurchmesser als Funktion des Ortes in der Strahlführung dargestellt.

Als erstes elektronenoptisches Element befindet sich in der Strahlführung ein Quadrupoldublett, das den divergenten Elektronenstrahl nach dem Verlassen der Quelle bündeln soll. Zur 270°-Ablenkung dient ein Alphamagnet. Es folgt ein Quadrupoltriplett, wiederum zur Bündelung des Strahls und zur Korrektur des vom Alphamagneten und Quadrupoldubletts erzeugten Astigmatismus. Im Testquellenaufbau wurden zur Vereinfachung die einzelnen Elemente von der Kanone bis zum Mott-Detektor durchnummeriert, und so befindet sich ein Scanner auf Position 15 der Strahlführung. Zur Fokussierung auf die Scannerposition 15 dient der Doppelsolenoid DS1 als elektronenoptische Linse. Mehrere Drähte im Scanner dienen zur Vermessung der horizontalen und vertikalen Strahldurchmesser und ein Faraday-Cup mit einer Empfindlichkeit von 1 pA bis  $100 \,\mu\text{A}$ , der beispielsweise in den Messungen in Kapitel 5 genutzt wird, dient zur empfindlichen Messung des gesamten Strahlstroms. Zur Strahllagekontrolle bei der Optimierung wird ein Leuchtschirm benötigt. Die Position und Signalstromstärke dieser beweglichen Elemente werden durch eine spezielle Hardware, die die Position und AD-Signale der Elemente in einem VME-Modul zwischenspeichert, der Offline-Auswertung zugänglich gemacht. Nach dem Scanner folgt in der Strahlführung noch ein weiterer Doppelsolenoid DS2. In der Beamoptik-Simulation wird deutlich, dass der Elektronenstrahl hier einen maximalen Durchmesser von 8 mm hat. Dieser zweite Doppelsolenoid soll den Strahl nach dem Durchlaufen des vom Klystron betriebenen Deflektors auf einen sich vor dem Spektrometer befindenden Spalt beziehungsweise Schirm auf Position 20 fokussieren.

#### 3.3. Bestimmende Faktoren der Zeitauflösung bei der Synchro-Streak Zeitmessung

Nach dem Spektrometer, bei dem es sich um einen Toruskondensator zur Ablenkung und zur Spintransformation des Strahls handelt, folgt noch ein Mott-Polarimeter, sowie ein zweiter Faraday-Cup. Das Mottpolarimeter ist allerdings im Gegensatz zum Faraday-Cup für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse.

Der Deflektor dient einer zeitabhängigen transversalen Ablenkung. Die genauen Spezifikationen der Hochfrequenzanlage finden sich in Anhang B. Es sei hier nur auf Gleichung B.1

$$\tan \alpha_{\max} = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m_0\gamma\pi c} \cdot H\sin\left(\frac{\pi l}{\beta\lambda_0}\right) \cong \alpha_{\max} = 14.9\,\mathrm{mrad} \tag{3.1}$$

zur Berechnung des Ablenkwinkels hingewiesen. Die Erläuterungen zu dieser Gleichung finden sich ebenfalls in Anhang B. Die entscheidende Größe in Gleichung 3.1 ist das Magnetfeld H, das proportional zur Wurzel aus der eingekoppelten Hochfrequenzleistung ist. Die Entfernung zwischen Deflektor und Spalt beziehungsweise Leuchtschirm beträgt 1 m, so dass der Strahl innerhalb einer zur Phasenvariation äquivalenten Laufzeit wie folgt abgelenkt wird:

$$1 \text{ mm Ablage} \equiv 3.85^{\circ} \text{ Phase} \equiv 4.23 \text{ ps}$$

$$(3.2)$$

Da sowohl die einlaufende Hochfrequenzleistung als auch die in die Proportionalitätskonstante eingehende Shunt-Impedanz der Cavity nur mit unzureichender Genauigkeit bekannt sind, wurde die Gültigkeit von Gleichung 3.2 experimentell mit einem geeichten Phasenschieber überprüft:

$$1 \,\mathrm{mm} \,\mathrm{Ablage} \equiv 3.55^{\circ} \,\mathrm{Phase} \equiv 3.91 \,\mathrm{ps}$$
 (3.3)

Für zeitaufgelöste Messungen ist die transversale Strahlbreite in Ablenkrichtung von Bedeutung. Je nach Kathodentyp sind Pulslängen von 0.5 ps bis 10 ps möglich, was einer auf dem Leuchtschirm scheinbaren longitudinalen Ausdehnung von 0.125 mm bis 2.6 mm entspricht, im Vergleich zum wirklichen transversalen Strahldurchmesser von rund 0.3 mm. Da sich die Ausdehnung bei kurzen Pulsen gegenüber der transversalen Strahlbreite nur wenig ändert, sieht man schon, dass man möglichst kleine Strahldurchmesser an der Beobachtungsstelle benötigt, um die angestrebte Verbesserung der Zeitauflösung zu erreichen.

# 3.3. Bestimmende Faktoren der Zeitauflösung bei der Synchro-Streak Zeitmessung

Phasen- beziehungsweise zeitaufgelöste Messungen beruhen im Prinzip auf einer Art 'Streak'-Methode, da der synchron vom Deflektor transversal abgelenkte Elektronenpuls als 'Streifen' ( $\rightarrow$  *Streak*) auf dem Spalt beziehungsweise Leuchtschirm abgebildet wird.

# 3.3.1. Zeitmessprinzipien mit Spalt und CCD-Kamera

Zur Bestimmung einer Strahl- beziehungsweise Pulsform gibt es mehrere Möglichkeiten:

- Messung der Transmission durch einen Spalt oder eine Lochblende in Abhängigkeit der Phase
- Optische Erfassung des gesamten Profils mit einer CCD-Kamera
- Abtasten des Profils mit einem Drahtscanner

Aus Platzgründen am Ort der Messung nach dem Deflektor fällt die Möglichkeit des Drahtscanners in diesem Fall weg. Es bleiben also nur noch die Spaltmessung und die optische Datenerfassung zur Auswahl.

#### Messungen mit dem Spalt

Hierbei handelt es sich um die ursprüngliche von P. Hartmann [1] installierte Messmethode.



Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der Spaltmethode.

Die aus der Kanone emittierten Elektronenpulse, deren durch die in Kapitel 4 beschriebenen Effekte verursachten Pulsformen hier untersucht werden sollen, werden zunächst über die Strahlführung durch den Deflektor geleitet und erfahren hier eine transversale Ablenkung, wie in Abbildung 3.5 skizziert. Dadurch wird der longitudinale Pulsverlauf in eine vergleichsweise einfach mess- und analysierbare transversale Form gebracht. Hinter dem Deflektor kann ein Spalt von 20  $\mu$ m Breite in den Elektronenstrahl gefahren, und der transmittierte Strom mit dem Faraday-Cup gemessen werden. Mit einem Phasenschieber ist man nun in der Lage, die Phasenlage des bezüglich des Deflektors synchronisierten Lasers zu variieren, und dadurch den gepulsten Elektronenstrahl über den Spalt zu wedeln.

Bei einem Gesamtstrom von 1 nA beträgt der transmittierte Strahlstrom einige Picoampere. Für eine Messung mit etwa 40 Phasenpunkten erzwingen die notwendigen Einschwingzeiten des Faraday-Cup-Messverstärkers somit eine Gesamtmesszeit von 5-10 Minuten. Dadurch erhält man eine phasen- und positionsabhängige Intensitätsverteilung und kann direkt auf die Pulsform rückschließen.

Eine zeitabhängige Polarisationsmessung erhält man durch eine Messung der Asymmetrie des transmittierten Stroms mittels Mottstreuung. Diese Messung erfordert aber wegen der begrenzten Statistik eine Messzeit von einigen Stunden.

#### Messungen mit der CCD-Kamera



Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Schirmmethode.

Neu eingeführt wurde im Rahmen dieser Arbeit die Schirmmethode wie sie in Abbildung 3.6 skizziert ist. Der Unterschied zur Spaltmethode besteht nun darin, dass nach dem Ablenk-Cavity anstelle des Spalts ein Leuchtschirm in den Elektronenstrahl gefahren wird. Wichtig bei dem Leuchtschirm ist, dass seine Oberfläche möglichst eben und von gleicher Leuchtkraft über den zur Messung benötigten Bereich ist. Beide Kriterien hatte der bereits montierte Schirm nicht erfüllt, weil er zum einen verbogen war und somit das Profil verzerrt hat. Zum anderen besaß er störende Markierungen, die einen verfälschten Einbruch der Intensität zur Folge hatten. Deswegen musste dieser Leuchtschirm im Rahmen der Arbeit durch einen besseren ersetzt werden, der zusätzlich zur Größenkontrolle mit einer Skala in 100  $\mu$ m-Schritten und 200  $\mu$ m-Schritten versehen wurde. Des Weiteren wurde der Leuchtschirm auf seine Linearität in Abhängigkeit des eingestrahlten Strahlstroms untersucht, und es wurden keine Mängel diesbezüglich festgestellt. In Abbildung 3.7 sieht man einen Ausschnitt des neuen Leuchtschirms.



Abbildung 3.7.: Ausschnitt aus dem neuen Leuchtschirm.

Auf dem Leuchtschirm kann nun der gesamte Strahlfleck mit Hilfe einer digitalen CCD-Videokamera<sup>3</sup> in einem Abstand von etwa 50 cm beobachtet werden. Diese CCD-

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Model VC11, Vision Components Karlsruhe, Germany

Kamera hat im Gegensatz zu den übrigen an der Testquelle eingesetzten Kameras keine automatische Kontrastregelung. Um eine Übersteuerung des Videosignals zu vermeiden, bietet sie die Möglichkeit, einen internen Shutter zu nutzen, der die Belichtungszeit von  $20 \,\mathrm{ms}$  auf minimal  $0.2 \,\mathrm{ms}$  reduziert.

Üblicherweise speichert man das Videobild als zweidimensionales Intensitätsprofil. Da aber die Ablenkung nur in einer Dimension erfolgt, ist es auch mit Hilfe eines Video-Zeilentrigger-Moduls für digitale Speicheroszilloskope der Marke Tektronix möglich, das auf eine Dimension reduzierte Videosignal auszuwerten. Triggert man auf die Zeile maximaler Intensität, erhält man das volle zu untersuchende Pulsprofil in einer einzigen Messung.



(a) Superlattice ohne transversale Ablenkung



(b) Superlattice mit eingeschaltetem Deflektor

Abbildung 3.8.: Pulsaufnahmen eines Superlattice als Kathode. Hier sieht man deutlich die Pulsverbreiterung mit eingeschaltetem Deflektor.

Abbildung 3.8 zeigt die Umsetzung der Schirmmethode. Links im Bild, wie es die Kamera aufnimmt, ist die Zeile größter Intensität angedeutet und rechts das entsprechende Signal dieser Zeile, das dem longitudinalen Pulsverlauf entspricht. Bei dieser Aufnahme ist darauf zu achten, dass der Zeitverlauf im Pulsprofil der x-Achse entgegengesetzt gerichtet ist.

Als Bild wurden Strahlflecke eines Superlattice-Kristalls gewählt, weil man hier sehr deutlich die durch das Ablenk-Cavity verursachte Pulsverbreiterung erkennen kann.

# 3.3.2. Limitierende Beiträge zur Zeitauflösung

Wenn man davon ausgeht, dass alle Beiträge zur Zeitauflösung unabhängig voneinander und statistisch wirken, dann erhält man die apparative rms-Zeitauflösung durch

$$\sigma_{app} = \sqrt{\sum_{i}^{N} \sigma_i^2} \tag{3.4}$$

Aus welchen Beiträgen sich die apparative Auflösung zusammensetzt, wird im Folgenden beschrieben.

#### Spaltgröße und optische Auflösung

Abhängig vom eingestellten Ablenkwinkel des Cavity erhält man nach Gleichung 3.2 eine Steilheit von  $\frac{1 \text{ ps}}{0.26 \text{ mm}}$ . Im Falle der Spaltmessung ergibt sich damit als Limit der Zeitauflösung mit dem Spalt von  $w = 20 \,\mu\text{m}$  Breite:

$$\sigma_{\text{Spalt}} = \text{Spaltgröße} \cdot \text{Steilheit} = 0.08 \, \text{ps}$$

Da aber der Spalt durch eine Spaltfunktion, dass heißt eine Rechteckfunktion, und nicht durch eine Gaußfunktion beschrieben werden muss, wird dieses Limit sogar noch weiter reduziert, da nicht  $\frac{w}{2}$ , sondern  $\frac{w}{\sqrt{12}}$  eingehen.

Im Falle der CCD-Kamera setzt sich diese Auflösung aus mehreren Komponenten zusammen: Sie ist gegeben durch

- die kleinste Struktur, die optisch noch aufgelöst werden kann: Nach dem Einbau des neuen Leuchtschirms befindet sich dieser im Winkel von 45° zur Kamera, und unter den gegebenen Beleuchtungsmöglichkeiten kann man sicher die 200  $\mu$ m-Skalierung (siehe Abbildung 3.7) noch trennen, das heißt, dass man auf jeden Fall 140  $\mu$ m auflösen kann.
- den Pixelabstand und den 1:1 Abbildungsmaßstab auf dem CCD-Chip der Kamera: Berechnen lässt sich der Pixelabstand aus der Größe des Chips und der Anzahl der Pixel pro Zeile zu $\frac{6 \text{ mm}}{795} \approx 7.55 \, \mu \text{m}$  mit einer Pixelgröße von  $6.5 \, \mu \text{m} \cdot 6.25 \, \mu \text{m}$ . Da der Strahlfleck minimal etwa 50 Pixel bedeckt, kann man diesen Punkt prinzipiell vernachlässigen.
- Aufstreueffekte im Leuchtschirm: Diese konnten beim Vergleich der transversalen Strahlprofile, gemessen mit dem Spalt und dem Schirm, auf maximal 145  $\mu$ m abgeschätzt werden.

Wie bei der apparativen Auflösung müssen auch hier die Komponenten quadratisch aufaddiert werden, und man erhält als optische Auflösung  $\sigma_{opt.} = 0.36$  ps. Damit ist die optische Auflösung im Gegensatz zur Spaltauflösung keine vernachlässigbare Größe mehr und ist in jedem Fall schlechter.

#### Lichtpulslänge

Mit dem Autokorrelator wurde eine Laserpulslänge von  $(150\pm12)$  fs gemessen. Da dies im Bereich ihrer Toleranzen eine feste Größe unabhängig vom verwendeten Messsystem zur Elektronenpulslängenmessung ist, kann die Lichtpulslänge vernachlässigt werden.

#### Transversale Strahlfleckgröße

Die transversale Strahlfleckgröße von FWHM= $200 \,\mu m$  liefert einen bedeutenden verschlechternden Beitrag zum Auflösungsvermögen in Abhängigkeit der Steilheit der Ablenkung:

$$\sigma_{\text{Str.}} = \text{transversale Strahlfleckgröße} \cdot \text{Steilheit}$$
$$= 90,91 \,\mu\text{m} \cdot \frac{3.91 \,\text{ps}}{1000 \,\mu\text{m}} = 0.36 \,\text{ps}$$

Daran sieht man, dass man eine bessere Auflösung erhalten kann, je kleiner der transversale Strahldurchmesser ist. Prinzipiell findet sich hier kein Unterschied zwischen einer Spaltmessung und einer Messung mit der CCD-Kamera, es sei denn, die Strahlfleckgröße liegt im Bereich oder sogar unter dem optischen Auflösungsvermögen der Kamera.

Mit einer Spaltmessung man erhält hiermit als Phasenauflösung [7]

$$\delta \Phi^{rms} = \frac{\sqrt{\sigma_x^2 + \frac{w^2}{12}}}{L} \cdot \frac{180^\circ}{\pi \tan \alpha} \tag{3.5}$$

wobe<br/>i $\sigma_x$  die transversale Strahlbreite, Lder Abstand zwischen Deflektor und Spalt und<br/>  $\alpha$ der Ablenkwinkel im Cavity ist.

Für eine Kathode mit kurzen Antwortzeiten erhält man beispielsweise mit einer Hochfrequenzleistung von P = 41 W,  $\sigma_x = 250 \,\mu\text{m}$  und L = 1 m eine Auflösung von  $\delta \Phi^{rms} = 1^{\circ}$ , was einer Zeitauflösung von  $\pm 1.1 \text{ ps}$  bei 2.45 GHz entspricht.

#### Phasenjitter

Wie in Abbildung 3.5 angedeutet, kann es neben den gewünschten Phasenänderungen während der Spaltmessung auch zu ungewollten Phasenschwankungen kommen. Ein Jitter oder eine Drift während der Integrationszeit jeder Messung führt zu einem Fehler, der umso größer ist, je länger eine Messung dauert. Die Schirmmessung dauert maximal 20 ms, eben so lange, wie die Belichtungszeit der Kamera ist, während die Messzeit einer Spaltmessung mehrere Minuten beträgt. Nun stellt sich die Frage, warum diese Messungen so viel Zeit in Anspruch nehmen. Dafür gibt es zwei Gründe:

- 1. Der mechanische Phasenschieber benötigt eine gewisse Einstellzeit.
- 2. Die Integrationszeit des Faraday-Cups ist wegen der kleinen Ströme sehr lang.

Das erste Problem könnte durch den Einbau eines elektronischen Phasenschiebers, dessen Zeitkonstante im Mikrosekunden-Bereich liegt, relativ schnell aber kostenintensiv behoben werden. Bleibt nur noch das Problem der kleinen Ströme.



Abbildung 3.9.: Raumladungseffekte in Abhängigkeit der Stromstärke.

Erhöht man den Strom, um die Integrationszeit zu verkürzen, kommt man sehr schnell in Bereiche, in denen Raumladungseffekte auftreten. Abbildung 3.9 zeigt die Auswirkungen der Raumladungseffekte auf die Pulslänge in Abhängigkeit der Stromstärke. Ab einer Stromstärke von 10 nA nimmt die Pulslänge mit der Wurzel aus dem Strahlstrom zu, so dass man mit diesen Maßnahmen bei der Spaltmessung nichts an Empfindlichkeit gewinnen würde.

Wegen der Intensitätsempfindlichkeit des Leuchtschirms hat man hier den Vorteil, dass wegen der kurzen Messzeit nicht in Bereichen von Raumladungseffekten gemessen werden muss.

Die entscheidende Frage ist jetzt also, wie groß Phasenjitter und -drift wirklich sind, und welche Auswirkungen sich hieraus auf die Spaltmessungen ergeben. Deswegen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Phasendetektorsystem installiert.

# 3.4. Untersuchungen zum Phasenjitter

Wichtig für die zeitaufgelöste Pulsmessung ist die Phasenstabilität des Systems. Das bedeutet, dass die Phasendrift zwischen dem synchron gepulsten Laser und dem Deflektor während einer Messeinheit möglichst klein gehalten werden muss.

Ein Driften der Phase kann mehrere Ursachen haben. Die schwerwiegendste liegt in Temperaturschwankungen von sowohl der Raumtemperatur als auch des Kühlwassersystems. Die Raumtemperatur des Testquellenlabors wird mit Hilfe von Klimaanlagen

geregelt. Diese haben aber besonders an wärmeren Sommertagen Schwierigkeiten mit der Kühlung. Bei den Klimaanlagen hat man bei guter Fuktionsweise an kühlen Tagen je nach Empfindlichkeit der Messung die Möglichkeit, die zulässige Temperaturschwankung um den Sollwert von 22.7°C von  $\pm 3$ °C auf  $\pm 0.5$ °C einzuschränken. Das Kühlwassersystem wurde im Rahmen dieser Arbeit von zwei getrennten Kreisläufen auf ein gemeinsames System umgestellt. Der Kreislauf zur Kühlung des Lasers wurde ursprünglich von zwei externen thermostatierten Kühlaggregaten versorgt, während das Cavity am MAMI-Wasserkreislauf, der eine gute Temperaturstabilität aufweist, angeschlossen war. Um eine gute und gleichmäßige Kühlung beider Geräte zu gewährleisten, wurde auf die weniger temperaturstabilen Kühlaggregate verzichtet und auch der Laser an das MAMI-System angeschlossen. Damit konnte dieses Problem verkleinert werden.

# 3.4.1. Phasendetektorsystem

Um noch einmal von außen zu verifizieren, mit welcher Genauigkeit und Effizienz die Synchro-Lock-Einheit des Lasersystems arbeitet, wurde eine Phasenjittermessung durchgeführt.



Abbildung 3.10.: Aufbau des Phasendetektorsystems.

In Abbildung 3.10 ist der Aufbau des Phasendetektorsystems zur Phasenjittermessung skizziert. Er basiert im Wesentlichen auf dem Prinzip, mit dem die Synchro-Lock-Einheit ihr Regelsignal generiert.

Als HF-Referenz dient der vom Klystron mit dem MAMI-Master gespeiste Deflektor. Vom Deflektor koppelt man ein Signal aus und führt es über einen motorisierten Phasenschieber und einen Festfrequenzteiler für die 32. Subharmonische zur Synchro-Lock-Einheit. Das Synchro-Lock ist mit der MIRA-Steuereinheit und dem eigentlichen Laser verbunden und für die Phasensynchronisation verantwortlich. Vom mit 76 MHz gepulsten Laserstrahl wird über einen Strahlteiler ein Signal zum Synchro-Lock zurückgeführt, damit die Einheit eventuell die Phase angleichen beziehungsweise einen Fehler melden kann, falls die Synchronisation zusammengebrochen ist. Über einen zweiten Strahlteiler wird ebenfalls ein Signal abgegriffen und auf eine schnelle Photodiode mit einer Bandbreite von 7 GHz gelenkt. Mit Hilfe eines Bandpassfilters kann nun wieder die 32. Oberwelle (2.45 GHz) heraus gefiltert werden. Dieses gefilterte Signal wird auf einen Mischer gegeben.

Als local oscillator des Mischers dient ein zweites hinter dem motorisierten Phasenschieber abgegriffenes Signal. Unter der Ausnutzung, dass nur das niederfrequente Ausgangssignal benötigt wird, werden am Ausgang mit einem Tiefpassfilter störende Hochfrequenzen herausgefiltert. Dadurch erhält man für den niederfrequenten Anteil wegen  $\omega_1 = \omega_2$  eine zur Phasendifferenz  $\varphi(t)$  proportionale Größe.

$$U = U_1 \cos(\omega_1 t) \cdot U_2 \cos(\omega_2 t - \varphi(t))$$
  
=  $U_1 U_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t - \varphi(t)) + U_1 U_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \varphi(t))$   
für  $\omega_1 = \omega_2 \Rightarrow U_{LF} = U_1 U_2 \cos(\varphi(t))|_{\varphi(t) = \frac{\pi}{2}}$   
 $\approx U_1 U_2 \cdot \varphi(t)$ 

### 3.4.2. Messungen mit dem Phasendetektor

Um eine gute Auflösung der Phasenjittermessung zu bekommen, ist es wichtig, den richtigen Arbeitspunkt der Phase zu wählen.



Abbildung 3.11.: Eichkurve zur Phasenjittermessung

In Abbildung 3.11 erkennt man den sinusförmigen Verlauf des Ausgangssignals des Mischers in Abhängigkeit der Phasenlage zwischen Deflektor und Laser. Als Arbeitspunkt wählt man den Ort größter Steigung, das heißt den Null-Durchgang der Sinusfunktion, weil hier das Signal annähernd linear von der Phase abhängt. Da das Ausgangssignal von der Intensität des Photodiodensignals abhängt, muss man vor jeder Messung die Steigung im Null-Durchgang des Phasenschiebers bestimmen.

Mit Hilfe einer ADC-Karte<sup>4</sup> und einem entsprechenden Computerprogramm ist es

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Modell PCI-6035, National Instruments Corp

möglich, das entstehende Signal aufzunehmen und zu speichern [4], so dass man direkt den zeitlichen Verlauf der Phasendrift und des Jitter sehen kann.



Abbildung 3.12.: Langzeitmessung über 12.5 Stunden bei 10 Hz Sampling-Rate



Abbildung 3.13.: Messung über 5 Minuten bei 100 Hz Sampling-Rate. Diese Messung repräsentiert eine ruhige Jittersituation ohne bedeutende Phasensprünge.

Die Langzeitmessung des Phasenjitters bei 10 Hz Sampling-Rate (siehe Abbildung 3.12(a)) zeigt das zyklische Driften des Phasenschwerpunktes um  $\pm 3.5^{\circ}$  mit einer Periodendauer von etwa 5 Stunden. Dieses langfristige Driften wird vermutlich vom Regelzyklus der Klimaanlage verursacht, so dass man hierauf kaum Einfluss nehmen kann. Betrachtet man sich das zu der Phasendrift gehörige Histogramm (Abbildung 3.12(b)), beträgt die Standardabweichung  $\sigma = 1.88^{\circ}$ , was offensichtlich recht groß ist. Die Unebenheiten in der Form des Histogramms werden zum einen durch Rauschen, zum anderen durch die Binnierung der Analyse-Software verursacht.

Eine Phasenjittermessung bei einer Sampling-Rate von 100 Hz über 5 Minuten, die



Abbildung 3.14.: Kurzzeitmessung über 5 Sekunden bei 100 kHz Sampling-Rate

im Bereich der Dauer einer Spaltmessung liegt, zeigt, dass es an phasenstabilen Tagen nur eine sehr kleine Drift gibt (Abbildung 3.13(a)). Wie man dem Histogramm (Abbildung 3.13(b)) entnehmen kann, hat sich die Standardabweichung hier schon auf  $\sigma = 0.59^{\circ}$  verkleinert. Das heißt, dass Jitter und Drift schon einen viel kleineren Einfluss auf die zeitaufgelösten Messungen haben.

Verkürzt man die Messzeit auf 20 ms entsprechend der Dauer einer Messung mit der Kamera bei einer Sampling-Rate von 100 kHz, erkennt man, dass es keine kurzfristigen Driften, wie in Abbildung 3.14(a) dargestellt, gibt. Die Standardabweichung des Jitters reduziert sich somit auf  $\sigma = 0.49^{\circ}$  (Abbildung 3.14(b)).

Abbildung 3.15 zeigt, dass das Untergrundrauschen des Phasendetektors mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 2.39 \,\mathrm{mV}$  deutlich unter der Phasenjittermessung mit  $\sigma = 6.92 \,\mathrm{mV}$  liegt. Damit hat man noch nicht die Grenzen des Messaufbaus erreicht.



Abbildung 3.15.: Vergleich des Rauschens des Phasendetektors bei 100 kHz Sampling-Rate mit einer Phasenjittermessung.

Die Korrelation zwischen Strahlposition auf dem Leuchtschirm und Phasendetektor ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Mit Hilfe der Schirmmethode wurden Messungen über verschiedene Zeitintervalle durchgeführt und auf dem Oszilloskop über unendliche Nachleuchtzeit deutlich gemacht. Die Amplitude des Phasendetektorsignals korreliert deutlich mit der Verbreiterung des Strahlflecks.



(a) Single Shot

(b) 3 Sekunden Messzeit



(c) 5 Minuten Messzeit

Abbildung 3.16.: Korrelation zwischen Strahlposition und Phasendetektor. Das Kamerasignal ist in CH1 (gelb) und das Phasendetektorsignal in CH2 (blau) zu sehen. Ein Phasenjitter ist im Kamerasignal eine horizontale Verschiebung des Signals und im Phasendetektor eine vertikale Verschiebung.

Die Single Shot-Aufnahme repräsentiert die Qualität einer Messung mit der CCD-Kamera, während die Messung über 5 Minuten eine Spaltmessung wiedergibt.

Abbildung 3.17 zeigt eine Langzeitaufnahme über 5 Minuten der Strahlposition auf dem Leuchtschirm.



Abbildung 3.17.: Langzeitaufnahme der Strahlposition auf Schirm 20 unter besonders schlechten Bedingungen bezüglich der Phasendrift und Stabilität der Strahlführung.

# 3.4.3. Schlussfolgerungen

Die Messungen mit dem Phasendetektor haben gezeigt, dass langfristige Driften von bis zu  $0.5^{\circ}$  pro Minute möglich sind. Eine Spaltmessung dauert allerdings etwa 5 Minuten. Nun ist es von den äußeren Einflüssen, wie zum Beispiel der Raumtemperatur, abhängig, wie stark eine Phasendrift die Messung beeinflusst.

In Abbildung 3.16(b) erkennt man einen Sprung des Strahlflecks innerhalb 3 Sekunden um beinahe 2° Phase, wie er auch auf dem Leuchtschirm sichtbar ist. Diese Sprünge sind für Messungen mit der CCD-Kamera wegen der sehr kurzen Messzeit nicht von Bedeutung, während sie auf eine Spaltmessung, wenn solche Sprünge auftreten, große Auswirkungen haben. Daher ist die Methode mit der CCD-Kamera für zeitaufgelöste Pulslängenmessungen zuverlässiger als die Spaltmethode.

Im Hinblick auf andere Messungen an der Testquelle, wie zum Beispiel eine mehrstündige phasenaufgelöste Polarisationsmessung, bringt der Phasendetektor eine Verbesserung, weil Messungen dieser Art nicht auf die Spaltmethode verzichten können. Zwar ist man auch hier machtlos gegen die kurzfristigen Phasensprünge, dafür hat man aber die Möglichkeit, langsame Driften zu kompensieren und somit die Phase des Pulses etwa mit einer digitalen Regelstrecke zu korrigieren. Die Messungen haben auch bewiesen, dass die Sprünge und Driften größtenteils dem Lasersynchronisationssystem und nicht etwa Driften der Kanonenhochspannung oder der Strahlführung zuzuschreiben sind, weil die Phasen- und Positionsmessungen in Abbildung 3.16 korrelieren.

# 3.5. Untersuchungen zur Strahlfleckgröße

Wie bereits erwähnt, liefert die transversale Strahlfleckgröße den größten Beitrag zur gesamten apparativen Zeitauflösung. Daher gewinnt man an Auflösungsvermögen, wenn man diesen Faktor möglichst minimiert. Im Folgenden werden die möglichen Maßnahmen zur Minimierung dieses Beitrags erläutert.

# 3.5.1. Strahlfleckverkleinerung durch veränderte Fokussierung

Die naheliegendste Maßnahme wäre, die vorhandenen elektronenoptischen Elemente auszunutzen, um einen kleineren Fokus zu erhalten.

In der Beamoptik-Simulation (siehe Abbildung 3.4) ist zu erkennen, dass der Strahldurchmesser im entscheidenden, auf den Spalt beziehungsweise Schirm fokussierenden Doppelsolenoiden DS2 etwa 8 mm beträgt. Um im gleichen Abstand vom Doppelsolenoiden zum Spalt einen kleineren Fokus zu erhalten, müsste man den Strahldurchmesser im Solenoiden noch mehr vergrößern. Dies hat aber mehrere negative Auswirkungen, die diese Maßnahme verhindern:

- Da es sich um ein abbildendes System handelt, müsste noch stärker auf Scanner 15 fokussiert werden. Dies führte zu Problemen an den engen Aperturen der differentiellen Pumpstufe und damit zu unerwünschten Strahlverlusten.
- Die 30 mm Apertur des Solenoiden würde zu mehr als einem Drittel ausgeleuchtet.
- Das Cavity würde stärker ausgeleuchtet. Dadurch käme es zu einer stärkeren Energiemodulation (Näheres findet sich hierzu in Anhang B), und man müsste mit größeren Bildfehlern rechnen.

## 3.5.2. Strahlfleckverkleinerung durch Verkleinerung der Emittanz

Eine weitere Möglichkeit, den Fokus in der Spaltebene zu verkleinern, findet sich darin, den Elektronenstrahl schon am Ort der Entstehung zu verkleinern.

Die Emittanz (siehe Anhang A) ist in einem Strahlführungssytem eine konstante Größe. Außerdem ist der minimal erreichbare Elektronenstrahldurchmesser proportional zur Wurzel aus der Emittanz

$$\sqrt{\varepsilon_{\rm e^--Strahl}} \sim d_{\rm e^--Strahl}$$
 (3.6)

Im Fall der polarisierten Elektronenstrahlerzeugung sind im Phasenraum am Kristall Ort- und Winkelabhängigkeit vollkommen entkoppelt. Damit ist die Emittanz des Elektronenstrahls direkt proportional zum Durchmesser des Laserstrahls

$$\varepsilon_{\rm e^--Strahl} \sim d_{\rm Laserstrahl}$$
 (3.7)

Der Vergleich der beiden Gleichungen zeigt, dass Elektronenstrahldurchmesser und Laserstrahldurchmesser wie folgt miteinander korrelieren:

$$\sqrt{d_{\text{Laserstrahl}}} \sim d_{\text{e}^-\text{-}\text{Strahl}}$$
 (3.8)

Durch Verkleinerung des Laserspot auf der Kathode sollte man also einen entsprechend kleineren Beamspot erhalten.

#### Experimentelle Durchführung

Wie in Abbildung 3.3 beschrieben und in Abbildung 3.18 angedeutet wird der Laser unterhalb des Alphamagneten senkrecht auf den Kristall gelenkt und vor dem Eintritt ins Vakuumsystem mit einem Teleskop auf den Kristall fokussiert. Damit ist die Brennweite von etwa 1.5 m fest vorgegeben, und man erreicht einen Laserspot von 250  $\mu$ m Durchmesser. Betrachtet man den Fokaldurchmesser  $d_f$  in Abhängigkeit von der Brennweite f, der Wellenlänge  $\lambda$  und des Strahldurchmessers  $d_0$  vor dem Eintritt in das Linsensystem,

$$d_f \approx \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot d_0} \tag{3.9}$$

sieht man, dass die Brennweite – hier also der Abstand der Austrittslinse des Teleskops bis zur Kathode – verkürzt werden muss, um den Fokus zu verkleinern. Dies ist mit dem ursprünglichen Aufbau der Laserstrahlführung nicht möglich.



Abbildung 3.18.: Schematische Darstellung der Möglichkeiten zum Einschuss des Laserstrahls in die Kanonenvakuumkammer.

In etwa 23 cm Entfernung vom Kristall befinden sich weitere Vakuumfenster, durch die man unter anderem den Kristall beobachten kann.

Mit einem zusätzlichen Teleskop wurde zunächst auf einer externen optischen Bank der kleinstmögliche Fokaldurchmesser zu 50  $\mu$ m in einem Abstand von diesen 23 cm bestimmt. Wegen auftretender Bildfehler wurde ein Linsensystem bestehend aus einer asphärischen Linse und einer so genannten *Gradium*-Linse mit kontinuierlichem Brechungsgradienten gewählt.

Die transmittierte Leistung T eines gaußförmigen Strahls mit der  $2\sigma$ -Breite w durch eine kreisförmige Lochblende mit Durchmesser 2a ergibt sich zu [21]

$$T = \frac{2}{\pi w^2} \int_0^a 2\pi r \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) dr = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{w^2}\right)$$
(3.10)

Die Transmission durch eine  $25 \mu$ -Lochblende gibt direkt Aufschluss über die Strahlbreite [3].



**Abbildung 3.19.:** Transmission des Laserstrahls durch eine 25 μm-Lochblende (a) und die entsprechenden Laserstrahlbreiten (b). Gemessen in 23 cm Entfernung

In Abbildung 3.19 ist dargestellt, wie empfindlich die Spotgröße in Abhängigkeit der Brennweite des Teleskops ist. Im Diagramm ist die Transmission (a) und die Strahlbreite (b) des Laserstrahls an der  $25 \,\mu$ m-Lochblende gegen die Änderung des Linsenabstands aufgetragen.

Nun wurde das Teleskop mit dem kleinen Laserspot an einem der Vakuumfenster befestigt (siehe Abbildung 3.18) und der Laserstrahl hinter dem ursprünglichen Teleskop ausgelenkt. Wegen der Schwierigkeiten, die Achse des Teleskops und damit die Kathode mit den Umlenkspiegeln zu treffen, wurde für die Messungen der transversalen Elektronenstrahlbreiten der Laserstrahl über einen Lichtleiter ins Teleskop eingekoppelt, was die Breite des Strahls nicht beeinflusst.

Der extrem kleine Spot auf dem Kristall konnte allerdings nicht absolut gewährleistet werden, weil er nicht direkt senkrecht, sondern um etwa  $30^{\circ}$  von Achse geneigt auf den Kristall trifft. Außerdem wurde die Distanz von 23 cm aus Plänen berechnet und kann
mit der Kathodenposition variieren. Daher wurde der Spot auf der Kathode auf einen maximalen Durchmesser von  $60 \,\mu\text{m}$  geschätzt.

Anhand der Rayleighlänge  $z_R$ , die in Abhängigkeit des Fokaldurchmessers  $d_f$  und der Wellenlänge  $\lambda$  angibt, in welchem Abstand vom Fokus sich der Strahldurchmesser um den Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert hat [8],

$$z_R = \frac{\pi \cdot d_f^2}{\lambda} \tag{3.11}$$

kann man abschätzen, wie groß die Toleranzen in der Einstellung der Brennweiten sind. Im Fall der bei einer für viele Kathoden üblichen Wellenlänge von 800 nm beträgt die Rayleighlänge 3.5 mm, so dass man also in der Justage nicht viel Freiraum hat.



Abbildung 3.20.: Elektronenstrahlbreiten in Abhängigkeit der Linsenabstände. Die Messwerte stammen aus Festdrahtscannermessungen.

Abbildung 3.20 zeigt, dass man trotz des geringen Justagefreiraums recht gut in der Lage ist, den optimalen Fokus des Teleskops zu finden, denn der Ort minimaler Elektronenstrahlbreite korreliert gut mit dem Minimum der Laserfleckgröße.

#### **Experimentelle Ergebnisse**

Da der Laserspot vom neuen System auf der Kathode etwa um einen Faktor vier kleiner ist als vorher, wurde erwartet, dass die Emittanz ebenfalls um diesen Faktor und der Elektronenstrahl in seinem Fokus dementsprechend um den Faktor zwei kleiner wird.

Erste Messungen haben ergeben, dass die Verkleinerung des Laserspot nicht zu dem gewünschten Resultat geführt hat. In Abbildung 3.21 sind die beiden von den unterschiedlichen Laserspots erzeugten Elektronenstrahldurchmesser im cw-Betrieb dargestellt.

#### 3. Experimentiermethoden



Abbildung 3.21.: Vergleich der Strahlbreiten der unterschiedlichen Lasersysteme, aufgenommen an Position 19 des Strahlführungssystems.

Das Verhältnis von  $\frac{\sigma_{\text{schräg}}}{\sigma_{\text{direkt}}}$  beträgt  $\frac{0.155}{0.160} = 0.966$ . Erwartet wurde aber ein Verhältnis von  $\frac{1}{2}$ . Um dieses Phänomen zu verstehen beziehungsweise eine Erklärung dafür zu finden, wurde eine optische Emittanzmessung an Position 15 des Testquellenaufbaus der beiden verschieden erzeugten Elektronenstrahlen durchgeführt. Für die Vergleichbarkeit der beiden Elektronenstrahlen ist es zunächst wichtig, dass man mit der gleichen Intensität misst. Außerdem traten bei den Messungen nichtlineare Effekte auf, die Auswirkungen auf die Strahlform und Strahlbreite haben können, die in Kapitel 5 diskutiert und analysiert werden. Deshalb ist es auch wichtig, bei kleinen Strahlströmen zu arbeiten.

Da nur an wenigen Positionen Leuchtschirme oder Drahtscanner in der Strahlführung installiert sind, funktioniert diese optische Emittanzmessung nun so, dass man die Brechkraft zum Beispiel des Doppelsolenoiden vor dem Scanner variiert und die Strahlbreiten in Abhängigkeit der jeweiligen Brechkraft mit Schirm 15 misst.

Das Resultat ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Aufgetragen ist das Quadrat der Strahlbreiten gegen die Brechkraft des Doppelsolenoiden.

Man sieht, dass sich die Beamspots im Fokus nur unwesentlich voneinander unterscheiden. Zur Kontrolle dieses Ergebnisses der Strahlbreiten, die mit dem Leuchtschirm gemessen wurden, wurde eine Festdraht-Scanner-Messung<sup>5</sup> durchgeführt, die zum gleichen Resultat der Strahlbreitenverhältnisse führte. Dadurch wurden die ersten Schirmmessungen noch einmal bestätigt.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Festdraht-Scanner-Messung: Der Elektronenstrahl wird auf einen feststehenden Draht gelenkt, und der über den Draht abfallende Strom gemessen. Durch eine definierte Veränderung der Position des Strahls bezüglich des Drahtes mit einem so genannten Wedler kann die Strahlbreite bestimmt werden. Ein Wedler ist ein kleiner Korrekturmagnet, der Winkeländerungen von  $\pm 20 \text{ mrad}$  ermöglicht.



Abbildung 3.22.: Optische Emittanzmessung

Weil nur das Verhältnis der Strahlbreiten und damit der Emittanzen von Interesse ist, wurde auf die Berechnung der Twiss-Parameter und damit der wirklichen Emittanz (Näheres hierzu in Anhang A) verzichtet.

## 3.5.3. Weitere Untersuchungen zur Strahlfleckgröße

#### **Einzel-Quadrupolmessung**

Eine Erklärung für die erzielten Resultate ist, dass die elektronenoptischen Elemente Abbildungsfehler besitzen. Deswegen wurde eine *Einzel-Quadrupolmessung* durchgeführt, das heißt, dass alle bis auf ein optisches Element der Strahlführung vor Scanner 15 deaktiviert und der Strahl nur mit diesem einen aktiven Element fokussiert wurde. Dabei ist aufgefallen, dass das Verhältnis der Durchmesser der beiden unterschiedlich erzeugten Elektronenstrahlen am größten war, als nur der erste Quadrupol des Strahlführungssystems aktiv war. Hier wurde ein Verhältnis der beiden Strahlbreiten von etwa 0.7 erreicht. Da aber alle optischen Elemente benötigt werden, um den Strahl möglichst verlustfrei durch das Strahlführungssystem zu transportieren, ist es zunächst mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich, einen kleineren Beamspot durch Verkleinerung der Anfangsemittanz zu erreichen.

#### Aufstreuung im Leuchtschirm

Eine weitere mögliche Ursache für die Messergebnisse ist, dass der Beamspot wegen einer Aufstreuung im Leuchtschirm nicht als kleiner Spot nachgewiesen werden kann. Der Grund wäre, dass der sichtbare Strahlfleck im fluoreszierenden Material durch Streuung und Mehrfachanregung künstlich verbreitert würde.

#### 3. Experimentiermethoden

Um Effekte dieser Art einschätzen zu können, wurde mit dem Spalt eine transversale Strahlbreitenmessung durchgeführt, indem der Strahl mit Wedler 18 über den Spalt wohldefiniert gewedelt und der transmittierte Strom gemessen wurde.



Abbildung 3.23.: Transversale Strahlbreitenmessung mit Spalt (a) und Leuchtschirm (b).

Die transversale Strahlbreitenmessung mit dem Spalt ergab $FWHM=0.200\,{\rm mm}.$ Vergleichsmessungen mit der CCD-Kamera ergaben  $FWHM=0.345\,{\rm mm}.$ Weitere Messungen der Strahlbreiten bei unterschiedlicher Fokussierung ergaben ähnliche Größenunterschiede, die auf die Aufstreueffekte des Leuchtschirms zurückzuführen sind, weil die Längenskala am Leuchtschirm eine bessere Auflösung der CCD-Kamera als 200  $\mu$ zeigt. Diese Effekte werden somit im Mittel auf 145  $\mu$ m abgeschätzt.

Damit und den früher schon abgeschätzten  $140 \,\mu\text{m}$  für die optische Auflösung erhält man  $200 \,\mu\text{m}$ , die man für die Auflösungseffekte der Kamera nicht ausschließen kann. Daher ist die Beobachtung der transversalen Strahlfleckgröße mit dem Spalt an Stelle der CCD-Kamera eventuell aussagekräftiger.

### 3.5.4. Schlussfolgerung zu den Experimenten zur Strahlfleckgröße

Die Strahlfleckgröße ist der limitierende Faktor. Da der minimale Strahlfleckdurchmesser, gemessen mit dem Spalt,  $FWHM = 200 \,\mu\text{m}$  beträgt, ist die Zeitauflösung durch diesen Faktor auf FWHM = 0.78 ps begrenzt. Sie kann weder mit Hilfe der vorhandenen elektronenoptischen Elemente, noch durch eine Verkleinerung der Anfangsemittanz des Strahls verbessert werden, was Vergleichsmessungen mit einem Festdrahtscanner bestätigt haben. Ursache hierfür sind vermutlich Linsenfehler der Quadrupole für den Strahltransport und speziell der Solenoide für die letztliche Fokussierung, oder sogar an der Beschaffenheit der Photokathode, was in Kapitel 5 diskutiert wird. Dass die in der Arbeit gemessenen Pulslängen 2 ps nicht unterschreiten, liegt an der Fokussierung der jeweiligen Messung.

# 3.6. Verbesserung des Messverfahrens durch Phasendetektor und CCD-Kamera

Durch die Installation des Phasendetektors wurde die Möglichkeit zur online-Kontrolle über eine langfristige Phasendrift geschaffen. Dies ist wichtig für zeitaufwendige Messungen, wie zum Beispiel zeitaufgelöste Polarisationsmessungen. Hier ist es nun möglich, die Phasenlage des Strahls zu kontrollieren und falls nötig zu korrigieren.

Zeitaufgelöste Pulslängenmessungen mit der CCD-Kamera bieten den Vorteil, dass sie unabhängig von kurzfristigen Phasensprüngen sind. Allerdings ist zu bemängeln, dass durch die Aufstreueffekte im Leuchtschirm keine kleineren Strukturen als etwa 200  $\mu$ m nachgewiesen werden können. Da es sich hierbei eindeutig um einen systematischen Fehler handelt und seine Größe bekannt ist, nimmt er nur bedingt Einfluss auf die Schirmmessungen. Dass durch eine mögliche Verkleinerung der Emittanz tatsächlich keine kleineren Strahlflecke möglich sind, haben Drahtscannermessungen mit Scanner 15 gezeigt. So ist die Begrenzung der apparativen Zeitauflösung vermutlich größtenteils durch die mit Bildfehlern behafteten elektronenoptischen Elemente gegeben.

Durch die kurze Belichtungszeit hat sich die Messzeit bedeutend verkürzt, so dass man auch unabhängig von langsamen Phasendriften und Stromschwankungen ist. Außerdem sind Messungen bei kleinen Strahlströmen möglich, weil der Leuchtschirm sehr intensitätsempfindlich reagiert. So wird man nicht zu größeren Strahlströmen gezwungen, bei denen bereits Raumladungseffekte auftreten.

Insgesamt kann also mit dem Spalt ein minimaler Strahlfleck von  $FWHM = 200 \,\mu\text{m}$ gemessen werden, was einer Zeitauflösung von FWHM<sub>Breite</sub> = 0.78 ps entspricht. An 'guten Tagen' beträgt der Jitter  $FWHM_{\text{Jitter}} = 1.43$  ps, an 'schlechten Tagen' dagegen kann er  $FWHM_{\text{Jitter}} = 2.3$  ps betragen. Damit erhält man apparative Zeitauflösungen von  $FWHM_{\text{total}} = 1.63$  ps bis  $FWHM_{\text{total}} = 2.43$  ps.

Mit der CCD-Kamera wurde dagegen ein Strahldurchmesser von  $FWHM=365 \,\mu\text{m}$ gemessen, was einer Zeitauflösung von  $FWHM_{\text{Breite}}=1.43$  ps entspricht. Die Auswirkungen des Jitters konnten auf  $FWHM_{\text{Jitter}}=1.18$  ps reduziert werden. Somit erhält man als apparative Zeitauflösung  $FWHM_{\text{total}}=1.85$  ps. Durch eine weitere Reduktion der Belichtungszeit auf minimal 0.2 ms bei 1 nA Strahlstromerreicht man eine noch bessere Zeitauflösung. Dieses Ergebnis ist im Gegenatz zu einer Spaltmessung nicht von der Tagesform abhängig.

# 4. Pulse aus verschiedenen Kathodentypen

Ziel der zeitaufgelösten Pulslängenmessung ist, Informationen über den Emissionsvorgang der Elektronen an der Kathode zu erhalten. Die Erzeugung von Elektronen als freie Ladungsträger erfolgt nicht nur direkt an der Kristalloberfläche, sondern auch in tieferen Ebenen, je nachdem, in welchen Ebenen des Kristalls das Laserlicht Elektronen ins Leitungsband anregen kann. Bei dem Transprot an die Kristalloberfläche durchqueren die Leitungsbandelektronen die Bandbiegungszone, in der es zu Energie- und Geschwindigkeitsverlusten kommen kann, bevor die Elektronen den Kristall verlassen. Die Auswirkungen dieses Effekts können über die Pulsform mit Hilfe der zeitaufgelösten Pulslängenmessung untersucht werden.

Da am Testquellenlabor verschiedene Typen von Kathoden, unter anderem Strained Layer- und Superlattice-Kathoden, eingesetzt werden, ist es natürlich auch interessant zu erfahren, welche Auswirkungen Kathodenzusammensetzung und -aufbau auf den Emissionsvorgang der Elektronen haben.

# 4.1. Pulse aus Strained Layer Photokathoden

Ein schon lange und häufig an der Testquelle und für den Elektronenbeschleuniger MAMI verwendeter Kristalltyp ist der so genannte Strained Layer-Kristall. In Abschnitt 2.2 wurden bereits Aufbau und Besonderheiten dieses Kristalltyps beschrieben.



Abbildung 4.1.: Puls eines Strained Layer-Kristalls (a) und Vergleich der Breiten mit und ohne eingeschaltetem Deflektor (b).

Abbildung 4.1 (a) zeigt den Puls eines Strained Layer-Kristalls mit einer mittleren Pulslänge von FWHM=2.33 ps. Der Vergleich mit früheren Messungen [6] zeigt, dass die neu gemessenen Pulslängen in der gleichen Größenordnung liegen. Diagramm (b) zeigt die Auswirkungen des eingeschalteten Deflektors auf die messbare Strahlbreite.

Durch die gaußähnliche Pulsform des Strained Layer-Kristalls, die durch die Effekte der apparativen Auflösung verursacht werden, ist es kaum möglich, zwischen Anstiegsund Abfallflanke des Pulses zu unterscheiden. Das ist ein Zeichen für eine große Diffusionskonstante der im Kristall driftenden Elektronen, so dass die Elektronen sehr schnell aus der Kathode emittiert werden.

Durch die transversale Ablenkung im Deflektor erhält man als messbares Signal eine Faltung des longitudinalen Pulsverlaufs mit dem transversalen Strahlprofil. In Abbildung 2.5 ist die schnellste zu erwartende Pulsantwort dargestellt. Da dieser Puls mit einer Halbwertsbreite von FWHM=0.2 ps sehr kurz ist, wird eine Faltung durch den transversalen Verlauf dominiert und ist von diesem kaum zu unterscheiden. Dehnt man diesen theoretischen Verlauf, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, auf FWHM=0.37 ps und führt dann eine Faltung durch, erhält man ein Profil mit einer Länge von FWHM=2.39 ps, was der gemessenen Pulslänge eines Strained Layer-Kristalls entspräche. Da aber in der Praxis die genaue Form der Pulsantwort nicht bekannt ist, kann man aus den experimentell bestimmten Pulsprofilen nicht zuverlässig auf die Länge der Pulsantwort rückschließen.



Abbildung 4.2.: Zu erwartende Pulsantwort von FWHM=0.37 ps.

# 4.2. Pulse aus Superlattice Photokathoden

Ein anderer an der Testquelle öfter, an MAMI bislang eher selten verwendeter Kristalltyp ist das Übergitter (Superlattice).

Die Superlattice-Photokathode besteht aus den eigentlichen aktiven Superlattice-Schichtungen sowie einem Decklayer aus GaAs. Dieser wird benötigt, um eine hohe Dotierung an der Oberfläche bereitzustellen, ohne die Eigenschaften des aktiven Materials zu beeinträchtigen. Daher soll die Absorption des GaAs genügend klein sein, damit noch immer viel Licht in die wichtige Superlattice-Zone eindringen und Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anregen kann.

In Abbildung 4.3 ist der longitudinale Verlauf eines Pulses aus der Superlattice-Kathode (a) und der Vergleich der Pulsform mit und ohne eingeschaltetem Deflektor (b) dargestellt. Auffallend ist der steile Anstieg, dem ein langsamer Abfall folgt.



Abbildung 4.3.: Puls eines Superlattice-Kristalls (a) und Vergleich der Breiten mit und ohne eingeschaltetem Deflektor (b).

In der Arbeit von J. Schuler [2] wurden schon Superlattices der Gruppe Nakanishi vermessen, die ebenso kurze Pulse lieferten wie Strained Layer-Kristalle. Dies ist im Einklang mit der Vermutung, dass die Elektronenbeweglichkeit einer derartig perfekten Struktur hoch sein muss.

Entgegen dieser Vermutungen ist der Puls des hier verwendeten Superlattice viel länger als der Puls aus einem Strained Layer-Kristall. Für dieses Verhalten gibt es mehrere mögliche Ursachen:

Zum einen kann der lange Puls durch eine schlechtere Qualität der Schichtungen verursacht werden. Unter idealen Voraussetzungen werden die einzelnen Schichten von einer auf atomarer Ebene glatten Fläche begrenzt. In der technischen Herstellung dieser Kristalllagen kann eine so glatte Grenzschicht allerdings nicht garantiert werden. Es kommt zu Unebenheiten in den Übergangszonen zwischen den verschiedenen Materialien, die die Diffusion zur Oberfläche behindern.

Ein weiterer Grund liegt in der Bandbiegungszone an der Oberfläche des Kristalls, wie sie in Abbildung 2.6 dargestellt wurde. Wegen der erhöhten Raumladungsdichte positiver Ladungsträger erleiden die Elektronen hier einen Energieverlust. Das Superlattice hat wegen einer größeren Bandlücke eine höhere NEA als eine Strained Layer-Kathode, und es treten deswegen größere Laufzeiteffekte auf.



Abbildung 4.4.: Vier-Stufen-Modell des Superlattice

Abbildung 4.4 zeigt ein schematisches Vier-Stufen-Modell des verwendeten Superlattice. Im ersten Schritt werden, wie schon bei Spicer beschrieben, Elektronen ins Leitungsband angeregt. Dann werden sie durch die verschiedenen Schichten unterschiedlicher Leitungsbandpotentiale in Richtung Kristalloberfläche transportiert. Im nächsten Schritt kommt es in der BBR durch die Vielzahl an Oberflächenzuständen zu Energieverlusten und zuletzt werden sie ins Vakuum emittiert.

#### Einfluss der Laserwellenlänge auf die Pulsform

Die optimale Laserwellenlänge zur Anregung der Elektronen beim verwendeten Superlattice liegt bei 780 nm, während viele Strained Layer-Typen optimal bei 830 nm arbeiten.

Bei dem Lasersystem der Testquelle hat man die Möglichkeit, die Wellenlänge des Lasers im cw-Betrieb im Bereich von 720 nm bis 900 nm zu variieren. Im synchronisierten Pulsbetrieb sind nur noch Wellenlängen von 780 nm bis 835 nm möglich, da außerhalb dieses Bereichs die phasenstabilisierte Synchronisation zusammenbricht. In Abbildung 4.5 sind die Auswirkungen einer Wellenlängenvariation auf die Pulsform des

### 4. Pulse aus verschiedenen Kathodentypen



Abbildung 4.5.: Pulsprofile eines Superlattice, bei  $\lambda = 780$  nm (schwarz) und bei  $\lambda = 835$  nm (rot).

Superlattice dargestellt. Es wurde jeweils ein Puls bei 780 nm und bei 835 nm aufgenommen. In beiden Fällen erkennt man einen sehr steilen Anstieg der Pulsflanke und dann entsprechend der Wellenlänge einen schnelleren oder langsameren Abfall.

Der Puls bei 835 nm ist mit einer Länge von FWHM=2.7 ps deutlich kürzer als bei 780 nm mit FWHM=5.5 ps und ähnelt in seiner Form einem Strained Layer-Puls. Es liegt die Vermutung nahe, dass die Superlattice-Zone für langwelligeres Licht zunehmend transparent wird und daher in tieferen Schichten immer weniger Elektronen angeregt werden, bis im Grenzfall nur noch die oberste Schicht, der Decklayer aus GaAs, zur Emission beiträgt.

Betreibt man die Kathode nun bei der empfohlenen Wellenlänge von  $\lambda = 780$  nm, trägt das Superlattice zur Photoemission bei und man beobachtet einen langen Puls. Nun muss man zwei Möglichkeiten überprüfen:

- 1. Das Superlattice hat eine niedrige Diffusionskonstante, das heißt eine schlechte Elektronenbeweglichkeit und liefert daher wegen Gleichung 2.8 einen vergleichsweise langen Puls.
- 2. Wegen der hohen NEA des Superlattice, die beispielsweise in [25] von bis zu 0.5 eV gegenüber 0.2 eV bei Strained Layer-Kathoden kommt es nach Gleichung 2.11 zu größeren Laufzeiteffekten.

Da Gleichung 2.11 vom Extraktionsgradienten abhängt, kann diese zweite Möglichkeit experimentell überprüft werden, indem dieser Extraktionsgradient definiert variiert wird.

# 4.3. Untersuchung des Laufzeiteffekts

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben wurde, kommt es bei der Emission der Elektronen aus dem Kristall zwangsläufig zu Laufzeiteffekten. Um die Laufzeitverschmierung  $\Delta t_B$  zu untersuchen, kann nun der Extraktionsgradient variiert werden.



Abbildung 4.6.: Schematischer Aufbau der Kanone als Triode

Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau der Kanone. Da die Kanone nicht als Diode, sondern als Triode aufgebaut ist, kann der Extraktionsgradient bei gleichbleibender Kathodenposition verändert werden, indem an einem externen Spannungsteiler das Potential der Zwischenanode variiert wird, ohne dabei die Beschleunigungsspannung von 100 kV zu verändern. Es ist möglich, das Potential der Zwischenanode zwischen -38 kV und -62 kV gegenüber Masse in 3 kV-Schritten zu variieren. Computersimulationen mit Tosca<sup>1</sup> haben ergeben, dass die Veränderung der Feldstärke in etwa der Veränderung des Potentials entspricht. In dieser Experimentierreihe wurden drei Einstellungen des Potentials, nämlich -38 kV, -50 kV und -62 kV, gewählt.

In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse der drei Messungen sowohl mit der Schirmmethode (a) als auch mit der Spaltmethode (b) dargestellt. Durch die Variation des Extraktionsgradienten wird die Laufzeit durch das Strahlführungssystem verändert, so dass die Phase des Lasers an den Deflektor angepasst werden muss. Zur besseren Vergleichbarkeit der Pulse wurden außerdem die Startzeiten der Pulse im Diagramm abgeglichen. Bei diesen Messungen ist der Vorteil der Schirmmethode gut ersichtlich: Die Spaltmessung bei -38 kV zeigt deutliche Sprünge, die wohl auf Phasensprünge zurückzuführen sind und bei der Schirmmethode nicht auftreten. Weiter zeigt der Vergleich, dass es sich bei dem Nebenmaximum der Schirmmessung um eine rein optische Reflexion am Vakuumfenster handeln muss. Abbildung 4.8 zeigt die Resultate einer Strained Layer-Photokathode.

Diese Versuchsreihe hat gezeigt, dass die Länge des Elektronenpulses kaum vom Extraktionsgradienten und damit von Laufzeitunterschieden der emittierten Elektronen abhängen. Die Theorie vermutet bei Superlattice-Kristallen ein vergleichsweise breites Energiespektrum  $E_{NEA}$  der austretenden Elektronen von bis zu 0.5 eV. Da die Elektronen von der Oberfläche des Kristalls bei hohen Extraktionsgradienten stärker *abgesaugt* 

<sup>&</sup>lt;sup> $^{1}$ </sup>Tosca<sup>TM</sup> Fa Vector Fields

## 4. Pulse aus verschiedenen Kathodentypen



Abbildung 4.7.: Variation des Extraktionsgradienten durch Änderung des Zwischenanodenpotentials. Es wurden mit einer Superlattice-Photokathode durchgeführt und die Pulsmessungen der Leuchtschirmmethode (a) der Spaltmethode (b) nochmals gegenüber gestellt.



Abbildung 4.8.: Einfluss der Variation des Extraktionsgradienten durch Änderung des Zwischenanodenpotentials bei einer Strained Layer-Photokathode.

werden als bei kleinen Gradienten, wird eine Abhängigkeit zwischen Pulslänge und Extraktionsfeld erwartet.

Da aber experimentell gezeigt wurde, dass sich die Pulslängen nur in sehr geringem Maße ändern, scheint es plausibel, dass die lange Antwortzeit tatsächlich durch schlechte Diffusionseigenschaften des Superlattice verursacht werden, was durch die Messungen kurzer Pulslängen mit anderen Superlattice-Kathoden von J. Schuler [24] untermauert wird.

Der nächste Schritt zur Untersuchung der Phänomene bestünde darin, die Energieverteilung der emittierten Elektronen zu bestimmen, um so zunächst die theoretischen Vermutungen dieser Verteilung zu verifizieren.

# 4.3.1. Simulation der Abhängigkeit der Pulslänge vom Extraktionsgradienten

Im Folgenden werden die Auswirkungen des Extraktionsfeldes auf die Laufzeiten der emittierten Elektronenpulse bis zum Erreichen einer Energie von 1 keV simuliert. Dabei wird eine homogene Verteilung der kinetischen Energie T zwischen 0 und 0.5 eV zum Zeitpunkt  $t_0 = 0$  angenommen.

Es werden drei verschiedene Extraktionsfelder E von  $E = 0.8 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ ,  $E = 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  und  $E = 1.2 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  simuliert. Da man bei Energien bis 1 keV noch klassische Rechnungen durchführen kann, erhält man für die Laufzeit t(T, E) eines delta-förmigen Anfangspulses

$$t(T,E) = -\frac{m_e}{e \cdot E} \cdot \sqrt{\frac{2e \cdot T}{m_e}} + \sqrt{\frac{2e \cdot m_e \cdot T}{(e \cdot E)^2}} + \frac{2m_e \cdot s}{e \cdot E}$$
(4.1)

mit der Elektronenmasse  $m_e = 9.1095 \cdot 10^{-31}$  kg, der Elementarladung  $e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$  C und der Strecke  $s = \frac{1000 \text{ eV}}{E}$ , bis die Elektronen 1 keV erreicht haben.

Nach der Histogrammierung der nach Gleichung 4.1 bestimmten Laufzeiten erhält man die in Abbildung 4.9 dargestellten Pulsverläufe.

Nimmt man nun an, dass die experimentell bestimmten Pulsprofile den Profilen an der Kathode entsprechen, erhält man nach einer Faltung dieser Profile mit dem Laufzeitdiagramm die in Abbildung 4.10 dargestellten Pulsformen.

Die Simulation zeigt, dass lange Pulse keine beobachtbare Veränderung des Pulsprofils (siehe Abbildung 4.10 (a)), was im Einklang mit dem experimentellen Befund steht. Wird der Puls aus der Photokathode so kurz wie bei einem Strained Layer-Kristall, so würde die Energieverteilung sichtbare Auswirkungen haben (siehe Abbildung 4.10 (b)).

Da aber bei Strained Layer-Photokathoden experimentell auch keine Pulslängenänderung beobachtet wurden, bestätigen diese Resultate noch einmal die Vermutung, dass die gemessenen Pulsformen nicht durch Energieunterschiede im Elektronenbunch verursacht werden.

## 4. Pulse aus verschiedenen Kathodentypen



**Abbildung 4.9.:** Pulslänge bei Extraktionsfeldern von  $E = 0.8 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  (schwarz),  $E = 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  (rot) und  $E = 1.2 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  (lila).



Abbildung 4.10.: Simulation der Abhängigkeit der Pulslänge eines Superlattice Pulses (a) und Strained Layer Pulses (b) vom Extraktionsgradienten.

# 5. Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls auf die zu untersuchenden Strahlparameter

Bei der Untersuchung der Strahlbreiten in Kapitel 3 wurde davon ausgegangen, dass die Photokathode linear auf die einfallende Lichtintensität reagiert. Beobachtungen im Laufe der Arbeit haben jedoch ergeben, dass dies nicht immer der Fall ist.

Ein solches Verhalten kann zu einer Verfälschung der Korrelationen zwischen Elektronenstrahlbreite und Laserstrahlbreite an der Photokathode führen. Ein Beispiel hierfür ist der so genannte Oberflächenphotoeffekt (*surface photovoltage effect, SPV*), der die emittierten Stromdichten mit steigender Laserintensität unter das lineare Verhalten absinken lässt. Das bedeutet bei einem gaußförmigen Anregungsprofil eine Überbewertung der außen liegenden Emissionsarreale im Anregungsprofil, was zu einer effektiven Strahlfleckverbreiterung führt. Da die Bemühungen, durch eine Strahlfleckverkleinerung des Anregungslasers eine Verkleinerung des Elektronenstrahls hervorzurufen, nicht erfolgreich waren, und andererseits auch Nichtlinearitäten beobachtet wurden, die mit dem SPV-Effekt in Verbindung gebracht werden könnten, soll hier untersucht werden, ob solche Effekte für die mangelnde Verkleinerung des Elektronenstrahls verantwortlich sein könnten.

# 5.1. Präparation einer Kathode

Photokathoden müssen nach den in Kapitel 2 beschriebenen Methoden zunächst mit einer Aktivierungsschicht aus Cäsium und Sauerstoff bedeckt werden, so dass möglichst viele Elektronen emittiert werden können.

Die Präparation beziehungsweise Reaktivierung eines Kristalls zur Vorbereitung auf den Einsatz als Kathode besteht im Wesentlichen aus zwei Schritten: dem Ausheizen und der Cäsierung. Der gesamte Vorgang wird in der Präparationskammer, dargestellt in Abbildung 5.1, durchgeführt.

Das Ausheizen dient der Reinigung der Kristalloberfläche. Hiervon betroffen ist auch die Cäsiumoxid-Schicht von vorangegangenen Präparationen. Die Ausheiztemperatur liegt je nach Kristalltyp zwischen 580°C und 640°C und darf ebenso wie die Ausheizzeit nicht wesentlich überschritten werden, da sonst die Oberfläche beziehungsweise der Kristall an sich zerstört wird.

Nach einer Abkühlzeit wird bei der Cäsierung aus einem Cäsiumdispenser über einen regelbaren Heizstrom Cäsium extrahiert. Mit einer Beschleunigungsanode wird das Cäsium zur Kathode beschleunigt und so auf die Kristalloberfläche aufgedampft. Während

#### 5. Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls



Abbildung 5.1.: UHV-Schleuse mit Präparationskammer. Aus [18]

dieser Prozedur wird mit einem Präparationslaser der aus der Kathode emittierte Photostrom kontrolliert. Ist das erste Maximum des Photostroms erreicht, wird in sehr geringen Mengen Sauerstoff in die Präparationskammer eingelassen. Der Sauerstoff dient als Oxidationsmittel und bewirkt ein erneutes Anwachsen des Photostroms. Die Cäsierung wird bis zur Sättigung des Photostroms fortgeführt.

Abbildung 5.2 zeigt die Schaltung und den schematischen Aufbau zur Präparation. Als Halterung der Kathode im Vakuumsystem dient der so genannte *Puck*, in dem der Kristall mit einer Feder gehalten wird.

# 5.2. Quantenausbeute einer Kathode

Ein Maß für die Qualität einer Kathode ist die so genannte Quantenausbeute oder kurz QE (quantum efficiency). Sie gibt an, wie viele Elektronen pro einfallendem Photon emittiert werden.

$$QE = \frac{I_{\rm Photo} \cdot h\nu}{P_{\rm Laser}} \tag{5.1}$$

Die Quantenausbeute berechnet sich aus dem Verhältnis des emittierten Photostroms  $I_{\text{Photo}}$  und der eingestrahlten Laserleistung  $P_{\text{Laser}}$  [3].

Während dem Einsatz einer Kathode nimmt ihre QE mit der Zeit ab. Die Lebensdauer einer Kathode wird dabei als die Zeitspanne definiert, in der die QE auf ihren e-ten Teil

## 5.3. Nichtlineares Verhalten einer Kathode



Abbildung 5.2.: Schaltung zur Präparation einer Kathode. Entnommen aus [1]

abgesunken ist. Sie scheint im Wesentlichen vom Restgasdruck und vom Cäsium- und Sauerstoffanteil abzuhängen. Sauerstoff kann durch elektronenstimulierte Desorption von den Metallwänden der Hochvakuumapparatur in das Restgas eingebracht werden [1]. Außerdem zeigen Untersuchungen eine lokale Abnahme der QE am Ort des Laserstrahlflecks. Daraus resultiert die Annahme, dass ein Kristall unter gegebenen Bedingungen nur eine bestimmte Menge an Elektronen emittieren kann.

# 5.3. Nichtlineares Verhalten einer Kathode

Ist eine Kathode optimal präpariert, das heißt, dass eine gute NEA gewährleistet ist, steigt der Strahlstrom linear mit der eingestrahlten Laserleistung. Ist die Cäsierung nicht optimal verlaufen, kommt es zu einem verstärkten nichtlinearen Verhalten des Kristalls.

Abbildung 5.3 zeigt das Verhalten einer Strained Layer-Kathode, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. In Diagramm (a) sieht man den Strahlstrom, wie er mit dem Faraday-Cup an Position 15 gemessen wird, in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung. Der Verlauf bei kontinuierlicher Erhöhung der Laserleistung ist keineswegs linear. Außerdem fällt auf, dass mit der maximal möglichen Laserleistung bei der gewählten Wellenlänge nur ein Maximalstrom von 15  $\mu$ A erreicht werden kann, während dieser Kristall bei einer linearen Extrapolation aus den kleinen Leistungen heraus einen Strahlstrom von weit über 100  $\mu$ A erreichen müsste.

Die Quantenausbeute des Kristalls, so wie sie bei einem gegebenen Strom nach Gleichung 5.1 gemessen wird, ist gegeben als die Steigung der Verbindungsgeraden vom Ursprung zum jeweiligen Messpunkt. Bei optimalen Kathoden ist sie nahezu unabhängig

#### 5. Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls



Abbildung 5.3.: Nichtlineares Verhalten einer Photokathode.

von der Laserleistung.

In Abbildung 5.3(b) sieht man einen vergrößerten Ausschnitt des gesamten Verlaufs der Stromabhängigkeit. Als Ausschnitt wurden kleine Laserleistungen mit daraus resultierenden kleinen Strahlströmen gewählt. In diesem Bereich ist das Verhalten des Kristalls weitgehend linear.

## 5.3.1. Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf die transversale Strahlform

Ein begrenzender Faktor bei der Photoemission ist die in der Oberflächenzone vorhandene Raumladung, die durch eingefangene Elektronen verursacht wird. Diese erzeugen die Oberflächenphotospannung (*surface photovoltage*). Daher ist zu erwarten, dass bei hoher Anregungsintensität die Photoemission ganz abbricht. In optimal präparierten Kathoden können allerdings Stromdichten von  $1\frac{A}{cm^2}$  und mehr erreicht werden.

Ein Modell von Reznikov [5] berechnet die lokale emittierte Stromdichte  $q_{\rm emi}$  zu

$$q_{\rm emi}(r,P) = q_{ns}(r,P) \cdot B_{n_0} \cdot \left(1 - \frac{E_0}{\Delta} \cdot \ln\left(1 + \frac{q_{ns}(r,P)}{q_{p_0}}\right)\right)$$
(5.2)

Hierbei ist  $B_{n_0} = 0.3$  ein Schätzwert für die Austrittswahrscheinlichkeit eines Elektrons, das die Oberfläche erreicht,  $q_{ns}(r, P)$  die an der Oberfläche von der Innenseite her auflaufende Elektronenstromdichte in  $\left[\frac{A}{m^2}\right]$ ,  $E_0 = 0.1 \text{ eV}$  die charakteristische Tunnelenergie nach Reznikov als Schätzwert,  $\Delta = 0.2 \text{ eV}$  der Betrag der NEA als Schätzung und  $q_{p_0}$  ist ein nicht sehr gut bekannter und sehr empfindlicher Faktor aus dem Oberflächenmodell [5]. Er spielt beim so genannten Loch-Restaurationsstrom  $q_p(U)$  eine bedeutende Rolle:

$$q_p(U) = q_{p_0} \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{E_0}\right) - 1 \right]$$
(5.3)

54

Hierbei ist U die Oberflächenphotospannung und  $E_0$  die charakteristische Tunnelenergie des Elektrons.

Von den ins Leitungsband angeregten und an die Kristalloberfläche transportierten Elektronen besitzen nur die wenigsten Elektronen ausreichend Energie, um die Potentialbarriere zu durchtunneln. Die Elektronen zu niedriger Energie werden an der Oberfläche des Kristalls durch die Potentialbarriere gestoppt und setzen sich als Ladungsträger zunächst an der Oberfläche ab. Von der Qualität der Präparation und des Kristallmaterials ist es jetzt abhängig, wie schnell diese zusätzlichen Ladungsträger von der Oberfläche wieder abfließen und mit Löchern im Innern des Kristalls rekombinieren (Loch-Restaurationsstrom). Ist die Rekombination langsam gegen die Produktion freier Ladungsträger, die an die Oberfläche gelangen, steigt die Photospannung U immer weiter an, bis ein Gleichgewicht durch den nach Gleichung 5.3 bestimmten Loch-Restaurationsstrom herrscht. Dadurch bildet sich im Kristall eine Dipolschicht aus, die der Dipolschicht durch die Cäsierung entgegengesetzt wirkt. Das Resultat ist, dass die Potentialbarriere verbreitert wird, die NEA mit zunehmender Laserleistung herabgesetzt wird und die QE somit abnimmt. Dadurch lässt sich das nichtlineare Verhalten des Emissionsstroms in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung erklären. Bei niedriger Laserleistung ist der Abtransport der Elektronen von der Oberfläche des Kristalls schnell gegenüber dem Herabsetzen der NEA, so dass das lineare Verhalten in diesem Bereich auch zu verstehen ist.

#### Simulation der Stromdichteverteilung in Abhängigkeit von der Laserintensität

Um die experimentellen Ergebnisse zu verstehen, werden im Folgenden einige Simulationsrechnungen durchgeführt.

Die eingestrahlte Laserintensität J(r,P) in Abhängigkeit der LeistungP und dem Ortr berechnet sich aus

$$J(r,P) = \exp\left(\frac{-r^2}{2\cdot\sigma^2}\right) \cdot \frac{P}{2\cdot\pi\cdot\sigma^2}$$
(5.4)

r=0ent<br/>spricht hierbei dem Zentrum des Strahls.

Dabei wurde für den rms-Strahlradius des Lasers  $\sigma = 2 \cdot 10^{-5}$  m, ausgehend von dem minimal erreichten Strahlradius aus Kapitel 3, verwendet.

Aus der Laserintensität lässt sich die lokale Stromdichte  $q_{ns}(r, P)$  des Elektronenstroms an der Oberfläche des Kristalls berechnen [5]:

$$q_{ns}(r,P) = \frac{\alpha \cdot d \cdot (1-R) \cdot J(r,P)}{h \cdot \frac{c}{\lambda}}$$
(5.5)

Hier werden für den Absorptionskoeffizienten  $\alpha = 7 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{m}}$  für GaAs, die effektive photoaktive Layerstärke  $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  (Schätzwert nach Reznikov), die Lichtreflexion R = 0.3 für GaAs und die Laserwellenlänge  $\lambda = 800 \text{ nm}$  eingesetzt.

In Abbildung 5.4 ist das Intensitätsprofil für  $-0.1 \text{ mm} \le r \le 0.1 \text{ mm}$  von  $q_{ns}(r, P)$  und  $\frac{q_{\text{emi}}(r, P)}{B}$  aus Gleichung 5.2 bei einer Laserleistung von 10 mW dargestellt.

#### 5. Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls



**Abbildung 5.4.:** Blau ist  $q_{ns}(r, 0.01)$  und rot ist  $\frac{q_{emi}(r, 0.01)}{B}$  dargestellt.

Man sieht deutlich, dass die emittierte Stromdichte  $q_{\text{emi}}(r, P)$  bei dieser Laserleistung gegenüber der lokalen Oberflächenstromdichte  $q_{ns}(r, P)$  ein verändertes Intensitätsprofil, das heißt bei gleicher Stromdichte ein verbreitertes Profil, aufweist. In dieser Arbeit konnte experimentell bestätigen, dass der totale emittierte Strom nicht linear mit der Laserleistung steigt.



Abbildung 5.5.: Verhältnis von  $\frac{\sigma_{\text{Real}}}{\sigma_{\text{Ideal}}}$  in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung

Abbildung 5.5 zeigt das Verhältnis von  $\frac{\sigma_{\text{Real}}}{\sigma_{\text{Ideal}}}$  in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung. Ab einer Leistung von 100  $\mu$ W beginnen deutlich Nichtlinearitäten im Strahlbreitenverhältnis.

Variiert man unter den gegebenen Umständen die Laserleistung, erhält man eine Intensitätsverteilung wie in Abbildung 5.6 dargestellt.

In Abbildung 5.7 ist ein dreidimensionaler Plot der Stromdichteverteilung zur Veranschaulichung gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Profilformen musste  $q_{\rm emi}(r, 0.01)$  skaliert werden, damit beide Profile in der gleichen Größenordnung liegen.  $q_{\rm emi}(r, 0.1)$  hat mit einer eingestrahlten Laserleistung von 100 mW eine sehr stark

## 5.3. Nichtlineares Verhalten einer Kathode



Abbildung 5.6.: In blau ist  $3 \cdot q_{\text{emi}}(r, 0.01)$  und in rot  $q_{\text{emi}}(r, 0.1)$  dargestellt.

verbreiterte und im erwarteten Maximum veränderte Intensitätsverteilung gegenüber  $q_{\text{emi}}(r, 0.01)$  mit einer eingestrahlten Laserleistung von 10 mW.

Bei der roten Kurve sieht man im Strahlmittelpunkt der Verteilung einen Einbruch der Intensität. Erklären lässt sich das dadurch, dass am Ort der größten Intensität des Lasers viele Elektronen in der Oberflächenzone pro Sekunde ankommen und gefangen werden. Diese Elektronen verkleinern die NEA und werden mit den Löchern durch den Loch-Restauratiosstrom rekombinieren. Der Loch-Restaurationsstrom wird immer größer, je weiter die NEA reduziert wird. Ist NEA = 0 fließt also ein größerer Strom als bei NEA < 0. Im Gleichgewicht ist daher denkbar, dass in der Mitte des Laserstrahls, wo die meisten Elektronen erzeugt werden und auf die Kristalloberfläche einströmen, der Restaurationsstrom hoch, die NEA aber soweit reduziert ist, dass keine Photoemission mehr möglich ist. Weiter außen strömen wegen des gaußförmigen Intensitätsabfalls des Laserprofils weniger Elektronen ein, die NEA wird weniger reduziert, und die Photoemission bleibt bestehen. Das kann in diesem Grenzfall zu einem so genannten Hohlstrahl führen.

Um diese Strahlprofile experimentell nachweisen zu können, müsste man mit einem hochauflösenden Leuchtschirm einen Strahlquerschnitt aufnehmen. Es ist wichtig, dass sich der Leuchtschirm in unmittelbarer Nähe der Kathode, dem Emissionsort der Elektronen, befindet, da sich das Strahlprofil beim Driften durch die Strahlführung und die optischen Elemente im Gegensatz zum Entstehungsort ändert und man hier nur noch das gewohnte Gauß-Profil nachweisen kann.

Als letzter Punkt der Simulation bleibt noch das Verhalten des emittierten Gesamtstroms in Abhängigkeit der Laserleistung zu untersuchen. Der Idealstrom  $I_{\text{ideal}}(P)$  berechnet sich aus

$$I_{\text{ideal}}(P) = 2 \cdot \int q_{ns}(r, P) \cdot B_{n_0} \cdot \pi \cdot r dr$$
(5.6)

### 5. Auswirkungen von Nichtlinearitäten des Kristalls



Abbildung 5.7.: Dreidimensionale Darstellung der Stromdichteverteilung aus Abbildung 5.6 von (a)  $3 \cdot q_{\text{emi}}(r, 0.01)$  und (b)  $q_{\text{emi}}(r, 0.1)$ 

während sich der emittierte Strom  $I_{\text{emi}}(P)$  aus

$$I_{\rm emi}(P) = 2 \cdot \int q_{\rm emi}(P) \cdot \pi \cdot r dr$$
(5.7)

ergibt.

Trägt man nun diese Stromwerte gegen die eingestrahlte Laserleistung auf, so erhält man das in Abbildung 5.8 gezeigte Verhalten, was Ähnlichkeit mit den in Abbildung 5.3 dargestellten Messwerten hat.



Abbildung 5.8.: Der Idealstrom (blau) im Vergleich zum emittierten Strom (rot).

In blau sieht man den Idealstrom  $I_{\text{ideal}}(P)$ , wie er proportional mit der Laserleistung wächst, während in rot der emittierte Strom  $I_{\text{emi}}(P)$  mit seinem nichtlinearen Verhalten dargestellt ist.

Vergleicht man diese Simulation mit den in Abbildung 5.3 dargestellten Messwerten, sieht man in der Form des Kurvenverlaufs eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Nun ist von Interesse, in wie weit sich die Simulation an das Experiment angleichen lässt. Hierfür muss  $I_{\rm emi}(P)$  unter der Berücksichtigung, dass die Messung mit einem Laserstrahl mit rms-Radius von etwa  $\sigma = 80 \,\mu$ m durchgeführt wurde, betrachtet werden. Die hier verwendete Strained Layer-Photokathode hat eine Stärke von  $d = 0.15 \,\mu$ m und unterscheidet sich hiermit von Reznikovs Annahmen. Die Austrittswahrscheinlichkeit *B* muss aus den experimentellen Beobachtungen ermittelt werden: Im linearen Bereich wird eine QE von 1  $\frac{\mu A}{mW}$  gemessen, was etwa nur einem Betrag von 0.15 % entspricht. Da aber im Kristall nur etwa 10 % der Photonen absorbiert werden, müssen 1.5 % der angeregten Elektronen aus dem Kristall austreten, um die experimentell bestimmte QE von 0.15 % zu erzeugen. Daher ergibt sich für B = 0.012. Der einzige freie Parameter in Gleichung 5.2 ist nur noch der Faktor  $q_{p_0}$ . Das Ergebnis des Fits von  $I_{\rm emi}(P)$  an die Messwerte ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Hier hat sich  $q_{p_0} = 1.1 \cdot 10^{18} \frac{\rm cm^2}{\rm s}$  ergeben. Man sieht also, dass bei dieser Kathode die Emissionswahrscheinlichkeit *B* gegenüber Schätzungen von Reznikov zu klein ist.



Abbildung 5.9.: Fit des theoretischen emittierten Stromverhaltens an die experimentellen Daten.

Eine Verkleinerung des rms-Laserstrahlradius um einen Faktor 4, so dass man einen Strahl mit  $\sigma = 20 \,\mu\text{m}$  verwendet, skaliert die Effekte quadratisch, das heißt mit einem Faktor 16. In diesem Fall ist die QE schon bei nur 1 mW auf 50 % gesunken, so dass der lineare Bereich hier nur bis vielleicht 0.1 mW gewährleistet werden kann. Der rms-Strahlradius wächst bis 1 mW um 13%, während er bei einem viermal größerem Strahl nur um etwa 1% wächst.

Das Modell des Emissionsstromes beziehungsweise der Strahlfleckvergrößerung in Abhängigkeit der Laserfleckgröße und -leistung versagt natürlich in dem Moment, wo es zu extremen Hohlstrahlen und damit zu negativen Strömen im Strahlzentrum kommt. So kann man sich nur an den Simulationen orientieren, ab wann ein nichtlineares Verhalten Auswirkungen auf die Strahlbreite haben könnte.

Um aussagekräftige Analysen von sowohl transversalen als auch longitudinalen Pulsprofilen vorzunehmen, ist es zumindest bei der hier verwendeten Photokathode wichtig, die entsprechenden Messungen bei kleinen Strahlströmen im Picoampere-Bereich durchzuführen. Besonders bei einer Verkleinerung des Laserspots von  $FWHM = 250 \,\mu\text{m}$  auf  $FWHM = 40 \,\mu\text{m}$  erhöht sich die Empfindlichkeit gegen Nichtlinearitäten erheblich, weil die Elektronenstromdichte quadratisch mit der Laserleistung wächst.

Dies ist ein Vorteil für die CCD-Technik, die bei kleinen Stromstärken sensitiv ist und durch den Einsatz von Restlichtverstärkern noch an mehreren Größenordnungen gewinnen kann. Die Untersuchungen in Kapitel 3 konnten daher im linearen Bereich der Quantenausbeute durchgeführt werden.

# 6. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sollte zum einen ein System zur Verbesserung der Pulslängenmessung an der Testquelle zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am MAMI entwickelt und damit die Zeitauflösung der Apparatur verbessert und analysiert werden. Zum anderen sollten mit Hilfe des neuen Systems Untersuchungen des Pulsverhaltens der Elektronenpulse aus unterschiedlichen III/V- Halbleitern in Abhängigkeit des Extraktionsgradienten durchgeführt werden.

Da die Elektronenpulse nur einige Pikosekunden lang sind, ist eine gute apparative Zeitauflösung in der Pulslängenmessung nötig, um damit eine optimale Basis zur Pulsanalyse zu schaffen.

Mit dem bisherigen Verfahren zur Pulslängenmessung, nämlich dem Wedeln des Elektronenstrahls über einen Spalt durch Phasenvariationen in mehreren Arbeitsschritten und damit auch langer Messzeit, wurde eine apparative Zeitauflösung von  $\tau_{app} = 2.0 \pm 0.4$  ps erreicht. Das neue Verfahren besteht nun aus einer optischen Datenerfassung des gesamten Pulsprofils in nur einem einzigen Arbeitsschritt. Es wurde eine digitale CCD-Videokamera installiert, die ein Bild der Elektronenpulse auf einem Leuchtschirm bei einer maximalen Belichtungszeit von nur 20 ms aufnimmt. Das Signal der Videokamera kann dann mit einem speziellen Video-Triggermodul für ein Oszilloskop ausgewertet werden.

Die Experimente mit dem neuen Verfahren haben keine Verbesserung in der apparativen Zeitauflösung gebracht, was besonders durch die Aufstreueffekte von etwa 145  $\mu$ m im Leuchtschirm verursacht wird. Daher können nicht beliebig kleine transversale Strahlflecke beobachtet werden. Vergleichsmessungen mit einem Festdrahtscanner bei der optischen Emittanzmessung bestätigten allerdings die Größenverhältnisse der Elektronenstrahlbreiten beim Verkleinern des Laserspots. So wurde gezeigt, dass die Aufstreueffekte den Nachweis eines kleinen Strahlflecks nicht behindern, weil eine Verkleinerung der Emittanz wegen der mit Bildfehlern behafteten elektronenoptischen Elemente nicht zu realisieren war.

Des Weiteren konnten Messfehler, hervorgerufen durch Phasenschwankungen und -sprünge, weitgehend eliminiert und mit dem neu installierten Phasendetektorsystem kontrolliert werden.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit, die Untersuchung des Pulslängenverhaltens in Abhängigkeit des Extraktionsgradienten, konnte mit dieser neuen Messmethode ebenfalls durchgeführt werden. Die Messungen in diesem Bereich haben zu dem Ergebnis geführt, dass zwischen Pulslänge und Extraktionsgradient kein erkennbarer Zusammenhang besteht, was bei einer Strained Superlattice-Kathode den Nachweis ermöglicht hat, dass die initiale Pulslänge der Kathode groß ist.

Für weitere Untersuchungen des Pulsverhaltens der extrahierten Elektronen aus dem

#### 6. Zusammenfassung

Kristall würde sich eine Messung der Energieverteilung im Elektronenpuls in Kathodennähe anbieten, um so den Betrag der NEA in Abhängigkeit des Kristallaufbaus und des Oberflächenzustands zu bestimmen.

Im Hinblick auf das CCD-Kamerasystem ist es denkbar, am optischen Auflösungsvermögen zu arbeiten. Da zum einen die Kamera Schwierigkeiten mit der Tiefenschärfe hat, und man aus apparativen Gründen nicht beliebig nahe an den Leuchtschirm gehen kann, zum anderen herkömmliche Leuchtschirme zu große Aufstreueffekte aufweisen, gäbe es die Möglichkeit, einen CCD-Chip, oder wenigstens eine einzelne Zeile eines Chips an Stelle des Leuchtschirms zu installieren. Damit würde man die optimale Auflösung erreichen und und die transversalen Auflösungsgrenzen des optischen Systems reduzieren.

Da das Klystron derzeit nicht bei maximaler Leistung betrieben wird, kann man eine Erhöhung der Steilheit und somit der Zeitauflösung um einen Faktor zwei mit einer Erhöhung der Klystronleistung erreichen. Allerdings müssten hierbei intensive Studien der Bildfehler wegen einer erhöhten Energiemodulation des Elektronenstrahls im Deflektor durchgeführt werden.

Des Weiteren könnte man die Regulierung der Phasendrift mit Hilfe des Phasendetektors automatisieren, indem die Messdaten online ausgelesen werden und der Phasenschieber computergesteuert gefahren wird.

# A. Phasenraum

# A.1. Strahl-Emittanz

Die Bewegung eines Teilchens wird durch seine zugehörigen Orts- (x, y, z) und Impulskoordinaten  $(p_x, p_y, p_z)$  vollständig beschrieben. Orts- und Impulsraum spannen zusammen den sechsdimensionalen Phasenraum auf, in dem die Dichte der Teilchen mit

$$f_{xyz} = f(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$$

dargestellt werden kann.

Die transversale Bewegung der Teilchen wird durch die Projektion des sechsdimensionalen Phasenraumes auf die zweidimensionalen Unterräume

$$f_x = f(x, p_x)$$
 und  $f_y = f(y, p_y)$ 

darstellbar, wobei die z-Achse in Strahlrichtung zeigt. Die Fläche der Projektion multipliziert mit  $\pi$  wird als Strahl-Emittanz bezeichnet und ist ein Maß für die Qualität des Strahls.

$$\int_{Fläche} dx dx' = \pi \varepsilon \tag{A.1}$$

Da die longitudinale Komponente der Bewegungsvektoren größer ist als die Transversalkomponente, erfolgt der Übergang von Orts- und Impulskoordinaten in Orts- und Winkelkoordinaten über die Näherung für  $dp_x$ ,  $dp_y \ll dp_z$ 

$$\frac{dp_x}{dp_z} = \frac{dx}{dz} = \tan x' \approx x' \text{ und } \frac{dp_y}{dp_z} = \frac{dy}{dz} = \tan y' \approx y'$$

zu

 $f_x = f(x, x')$  und  $f_y = f(y, y')$ 

Im Folgenden wird nur noch eine Dimension behandelt.

Das *Liouville*sche Theorem besagt, dass das von einem konservativen System eingenommene Phasenraumvolumen zeitlich seine Gestalt zwar ändern kann, die Dichte der Punktmenge jedoch ein Integral der Bewegung darstellt [10].

Weil es einfach ist, analytisch eine Ellipse im Phasenraum zu beschreiben, ist man dazu übergegangen, alle Teilchen im Phasenraum durch eine Ellipse, die so genannte *Phasenraumellipse*, zu beschreiben, die der Ellipsengleichung

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \tag{A.2}$$

genügt, wo  $\alpha, \beta, \gamma$  und  $\varepsilon$  die Twiss-Parameter sind (siehe Abbildung A.1).

## A. Phasenraum



Abbildung A.1.: Phasenraumellipse

# A.2. Transformation im Phasenraum

Ist die Form des transversalen Phasenraums an einem Punkt im System bekannt, muss man wegen Liouvilles Theorem nur noch wissen, wie sich die Ellipsenparameter entlang der Strahlführung transformieren. Dann ist man in der Lage, den gesamten Teilchenstrahl zu beschreiben.

Sei

$$\gamma_0 x_0^2 + 2\alpha_0 x_0 x_0' + \beta_0 x_0'^2 = \varepsilon \tag{A.3}$$

die Gleichung der Phasenraumellipse am Startpunkts=0der Strahlführung, dann werden alle Teilchenbahnen vom Startpunkts=0zu jedem anderen Punkt im System mit $s\neq 0$ durch

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}$$
(A.4)

beschrieben.

Löst man diese Transformationsgleichung für  $x_0$  und  $x'_0$  und setzt das Ergebnis in Gleichung A.3 ein, erhält man

$$(S'^{2}\gamma_{0} - 2S'C'\alpha_{0} + C'^{2}\beta_{0})x^{2}$$
  
+2(-SS'\gamma\_{0} + S'C\alpha\_{0} + SC'\alpha\_{0} - CC'\beta\_{0})xx'  
+(S^{2}\gamma\_{0} - 2SC\alpha\_{0} + C^{2}\gamma\_{0})x'^{2} = \varepsilon

Ein Koeffizientenvergleich mit der Ellipsengleichung Gleichung A.2 liefert für die so

### A.2. Transformation im Phasenraum

genannten Twiss-Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ 

$$\begin{aligned} \alpha &= -CC'\beta_0 + (S'C + SC')\alpha_0 - SS'\gamma_0\\ \beta &= C^2\beta_0 - 2SC\alpha_0 + S^2\gamma_0\\ \gamma &= C'^2\beta_0 - 2S'C'\alpha_0 + S'^2\gamma_0 \end{aligned}$$

Die resultierende Ellipse umfasst das gleiche erwartete Gebiet der Fläche  $A = \pi \varepsilon$ . Mit den transformierten Parametern  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  ergibt sich aber eine andere Orientierung und Form der Ellipse. Als Transformationsmatrix für die Twiss-Parameter ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C^2 & -2SC & S^2 \\ -CC' & (S'C+SC') & -SS' \\ C'^2 & -2S'C' & S'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix}$$
(A.5)

Die Orientierung, Exzentrizität und die Fläche einer Ellipse sind durch drei Parameter definiert, während die Ellipsengleichung vier Parameter,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  und  $\varepsilon$ , beinhaltet. Weil die Ellipsenfläche durch  $\varepsilon$  definiert ist, wird eine Korrelation der anderen drei Parameter erwartet. Mit den geometrischen Eigenschaften einer Ellipse erhält man

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \tag{A.6}$$

Die Phasenraumellipse wird zum Beispiel beim Durchlaufen einer Driftstrecke im Uhrzeigersinn verzerrt, ohne die Richtung irgendwelcher Teilchen zu ändern (siehe Abbildung A.2). Der Winkel der Hüllenkurve  $x'\sqrt{\varepsilon\gamma}$  bleibt konstant.



Abbildung A.2.: Gestalt der Phasenraumellipse an verschiedenen Orten der Driftstrecke

### **Beam-Matrix**

Teilchenstrahlen werden gewöhnlich im Phasenraum durch die Einhüllende ihrer Verteilung mit Ellipsen beschrieben. Transformationsregeln für solche Ellipsen durch das Strahlführungssystem wurden für den zweidimensionalen Phasenraum abgeleitet. Nun soll die Transformation des Phasenraums auf mehrere Dimensionen ausgeweitet werden. Die Ellipsengleichung im *n*-dimensionalen Raum kann in der Form

$$\overrightarrow{u}^T \sigma^{-1} \overrightarrow{u} = 1 \tag{A.7}$$

## A. Phasenraum

geschrieben werden, wo noch die symmetrische Matrix  $\sigma$  bestimmt werden muss. Der Vektor  $\overrightarrow{u}$  ist definiert durch

、

$$\overrightarrow{u} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ \tau \\ \delta \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}$$

Das Volumen der n-dimensionalen Ellipse berechnet sich durch

$$V_n = \frac{\pi^{\frac{n}{2}}}{\Gamma(1+\frac{n}{2})} \tag{A.8}$$

Wendet man nun Gleichung A.7 auf den zweidimensionalen Phasenraum an, erhält man als Ellipsengleichung

$$\sigma_{11}x^2 + 2\sigma_{12}xx' + \sigma_{22}x'^2 = 1 \tag{A.9}$$

Ein Koeffizientenvergleich mit Gleichung A.2 führt zur Beam-Matrix

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix}$$
(A.10)

Diese Identität kann in beliebige Dimensionen erweitert werden und man erhält alle Koppelterme, die bisher vernachlässigt werden konnten [9].

# B. Hochfrequenzanlage

Zur zeitaufgelösten Pulsanalyse wird eine Hochfrequenzanlage benötigt, die mit dem MAMI HF-Master gespeist werden soll.

# B.1. Das Klystron

Die Wahl des Hochfrequenzverstärkers fiel auf ein Klystron<sup>1</sup>, das eine eingespeiste Hochfrequenz durch Modulation und Abbremsung eines dc-Elektronenstrahl verstärkt [1]. Als Sender dient hierfür der MAMI-Masteroszillator.

Betriebsparameter des Klystron:

Hochspannung	z. Zt.	$3.7 \ \mathrm{kV}$
	max.	7  kV
Kathodenstrom		242  mA
Kathodenheizspannung		6.0 V
Kathodenheizstrom		4.76 A
Eingangsleistung		$37 \mathrm{mW}$
Ausgangsleistung	z. Zt.	200 W
	max.	2000W

# B.2. Das Deflektor-Cavity

Die Aufgabe des Deflektor-Cavity besteht darin, den Elektronenstrahl transversal mit einer Frequenz von 2.45 GHz abzulenken. Aus dem ursprünglichen Versuchsaufbau, dass der Strahl über eine Blende gewedelt werden sollte, ergibt sich aus der geforderten Phasenauflösung und der Breite der Blende mit dem Abstand des Cavity von der Blende der notwendige Ablenkwinkel  $\alpha_{max} = 14.9 \text{ mrad} [1]$  nach:

$$\tan \alpha_{\max} = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m_0\gamma\pi c} \cdot H\sin\left(\frac{\pi l}{\beta\lambda_0}\right) \tag{B.1}$$

e ist die Elektronladung,  $\mu_0$  die magnetische Suszeptibilität ,  $m_0\gamma$  die relativistische Elektronenmasse,  $\lambda_0$  die RF-Wellenlänge, H das magnetische Feld auf der Achse des Cavity und l die Länge des Cavity. Diese Länge ist auf einen maximalen Ablenkwinkel des 100 keV Elektronenstrahl bei einer gegebenen Eingangsleistung P optimiert [7].

Der zylindrische Hochfrequenzresonator wird im  $TM_{110}$ -Mode betrieben und ist im Querschnitt in Abbildung B.1 dargestellt.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>TH2404, Thomson, France

### B. Hochfrequenzanlage



Abbildung B.1.: Querschnitt des Deflektor-Cavity. Aus [1]

Das  $TM_{110}$ -Feld im Innern des Cavity wird durch

$$E_z = E_0 J_1(k_c r) \sin \Phi$$
$$H_{\Phi} = -i \frac{E_0}{\eta} J_1'(k_c r) \sin \Phi$$
$$H_r = i \frac{E_0}{\eta} \cdot \frac{J_1(k_c r)}{k_c r} \cos \Phi$$

beschrieben. Hierbei ist  $E_0$  die maximale elektrische Feldstärke,  $J_1(k_c r)$  die erste Besselfunktion,  $k_c$  der Cutoff-Wellenvektor,  $\Phi$  der Polarwinkel und  $\eta$  die effektive Suszeptibilität.

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

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

mit dem Lorentzfaktor  $\gamma$ , der Höhe des Resonators h, der Vakuum-Wellenlänge  $\lambda_0$  der HF, der Oberflächenwiderstand  $R_s$  und dem Radius des Deflektors  $r_a$ .

Für den festen Ablenkwinkel  $\alpha = 14.9 \text{ mrad}$ , dem Radius des Cavity  $r_a = 7.47 \text{ cm}$ und der Resonatorhöhe h = 3.14 cm ergibt sich ein Minimum in der Verlustleistung von  $P_L = 38.5 \text{ W} [1].$ 

# **B.3. Energiemodulation**

Da der Deflektor im TM<sub>110</sub>-Mode betrieben wird, gibt es ein zum magnetischen Ablenkfeld um 90° phasenverschobenes elektrisches Beschleunigungsfeld  $E_z$ . Durch dieses Beschleunigungsfeld kommt es zu einer Energiemodulation der von der Strahlachse abliegenden Teilchen. Der Effekt ist am größten bei einer Ablage in Richtung  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$  in *y*-Richtung. Die Energiedifferenz zu Teilchen auf der Strahlachse in Abhängigkeit der *y*-Ablage ergibt sich aus

$$\Delta E(y) = \frac{1}{\tau} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E_0 \cos(\omega t) \cdot J_1(k_c y) dz dt$$
$$= \frac{\beta \lambda_0}{\pi h} E_0 \sin\left(\frac{\pi h}{\beta \lambda_0}\right) \cdot J_1(k_c y) \cdot h$$

Bei der geforderten Leistung von 38.5 W ergibt sich nahe der Strahlachse eine Energiemodulation von 219 eV pro mm Ablage. Im Resonator muss mit einem Strahlradius von 3.6 mm gerechnet werden, was einer Energiemodulation von  $\pm 789 \text{ eV}$  führt [1]

# Literaturverzeichnis

- P. HARTMANN: Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen, Dissertation, Institut f
  ür Kernphysik, Johannes Gutenberg - Universit
  ät Mainz, 1997
- J. SCHULER: Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern, Dissertation, Institut f
  ür Kernphysik, Johannes Gutenberg - Universit
  ät Mainz, in Vorbereitung
- [3] J. M. WIESSNER: Weiterentwicklung des Halbleiter-Synchrolasersystems an MAMI, Diplomarbeit, Institut f
  ür Kernphysik, Johannes Gutenberg - Universit
  ät Mainz, 2001
- [4] G. ARZ: Intensitätsstabilisierung des MAMI-Lasersystems, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg -Universität Mainz, in Vorbereitung
- [5] BORIS I. REZNIKOV, ARSEN V. SUBASHIEV: in Proceeding of the Ninth Workshop: polarized sources and targets, Vladimir P. Derenchuk, Barbara von Przewoski (editors), World Scientific, Nashville, Indiana, USA, p.170-180, 2001
- [6] K. AULENBACHER, J. SCHULER, D.V. HARRACH, E. REICHERT, J. RÖTHGEN, A. SUBASHEV, V. TIOUKINE, Y. YASHIN: Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes, Journal of Applied Physics, Vol. 92, 12, p. 7536-7543, 2002
- [7] P. HARTMANN, J. BERMUTH, J. HOFFMANN, S. KÖBIS, E. REICHERT, H.G. ANDRESEN, K. AULENBACHER, P. DRESCHER, H. EUTENEUER, H. FISCHER, P. JENNEWEIN, K.-H. KAISER, H.J. KREIDEL, CH. NACHTIGALL, S. PLÜTZER, M. SCHEMIES, K.-H. STEFFENS, M. STEIGERWALD, H. TRAUTNER, D.V. HARRACH, I. ALTAREV, R. GEIGES, K. GRIMM, TH. HAMMEL, E. HEINEN-KONSCHAK, H. HOFMANN, E.-M. KABUSS, F.E. MAAS, E. SCHILLING: *Picosecond polarized electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode*, Nuclaer Instruments and Methods in Physics Research, A 379, p. 15-20, 1996
- [8] E. HECHT: Optik, R. Oldenbourg Verlag München Wien, 2. Auflage, 1999
- [9] HELMUT WIEDEMANN: Particle Accelerator Physics, Basic Principles and Linear Beam Dynamics, Springer-Verlag, Berlin, 1993

- [10] EVANGELOS VASSILAKIS: Aufbau eines Experimentes zur Untersuchung der Ionenstrahlkühlung mit Hilfe eines HF-Quadrupols, Diplomarbeit, Universität Frakfurt, 2003/2004
   (http://iaprfq.physik.uni-frankfurt.de/diplom/vassilakis/diplom\_ev.pdf)
- [11] T. NAKANISHI, H. AOYAGI, H. HORINAKA, Y. KAMIYA, T. KATO, S. NAKAMURA, T. SAKA, M. TSUBATA: Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer, Phys. Lett. A, Bd. 158 345-349, 1991
- [12] P. DRESCHER, H. G. ANDRESEN, K. AULENBACHER, J. BERMUTH, TH. DOMBO, H. EUTENEUER, N. N. FALEEV, H. FISCHER, M. S. GALAKTIONOV, D. V. HARRACH, P. HARTMANN, J. HOFFMANN, P. JENNEWEIN, K.-H. KAISER, S. KÖBIS, O. V. KOVALENKOV, H. J. KREIDEL, J. LANGBEIN, Y. A. MAMAEV, CH. NACHTIGALL, M. PETRI, S. PLÜTZER, E. REICHERT, M. SCHEMIES, K.-H. STEFFENS, M. STEIGERWALD, A. V. SUBASHIEV, H. TRAUTNER, D. A. VINOKUROV, Y. P. YASHIN, B. S. YAVICH: Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP, Appl. Phys. A, Vol. 63, 203, 1996
- [13] T. OMORI, Y. KURIHARI, T. NAKANISHI, H. AOYAGI, T. BABA T. FURUYA, K. ITOGA, M. MIZUTA, S. NAKAMURA, Y. TAKEUCHI, M. TSUBATA, M. YOSHIOKA: Large Enhancement of Polarization Observed by Extracted Electrons from the AlGaAs-GaAs Superlattice, Phys. Rev. Lett., Vol. 67, p. 3294-3297, 1991
- [14] W. E. SPICER, A. HERRERA-GÓMEZ: Modern Theory and Applications of Photocathodes, SLAC-Pub N6306 Stanford Linear Accelerator Center, 1993
- [15] S. M. SZE: Physics of semicondutor devices, Wiley New York, 2nd edition, 1981
- [16] C. Y. SU, W. E. SPICER, I. LINDAU: Photoelectron spectroscopic determination of the structur of (Cs, O) activated GaAs (110) surfaces, Journal Appl. Phys., Vol. 54(3) 1413-1422, 1983
- [17] P. Y. YU, M. CARDONA: Fundamentals of semiconductors, Springer, New York, 1996
- [18] K. AULENBACHER, CH. NACHTIGALL, H. G. ANDRESEN, P. DRESCHER, H. EUTENEUER, H. FISCHER, D. V. HARRACH, P. HARTMANN, J. HOFFMANN, P. JENNEWEIN, K.-H. KAISER, H. J. KREIDEL, E. REICHERT, K.-H. STEFFENS, M. STEIGERWALD: *The MAMIsource of polarized electrons*, Nucl. Instrum. Methodes, Vol. A 391, 1997
- [19] T. WADA ET AL.: Influence of exposure to CO, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O on the stability of GaAs Photocathodes, Jpn. Journ. Appl. Physics, Vol. 29, 1990
- [20] H. FISCHER: Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III/V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie, Dissertation, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995
- [21] A. E. SIEGMAN: Lasers, University Science Books, Mill Valley California, 1st edition, 1986

- [22] S. PLÜTZER: Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAs-Kristallschichten, Dissertation, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994
- [23] K. H. STEFFENS: Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993
- [24] J. SCHULER, K. AULENBACHER, T. BABA, D. V. HARRACH, H. HORINAKA, T. NAKA-NISHI, S. OKUMI, E. REICHERT, J. ROETHGEN, K. TOGAWA: Latest Results from Time Resolved Intensity and Polarization Measurements at MAMI, K. Hatanaka, T. Nakano, K. Imai, H. Ejiri (editors), Spin 2000, 14th International Spin Physics Symposium, American Institute of Physics, Mellville, New York, Vol. 570, p. 926-929, 2001
- [25] YU. A. MAMAEV, H.-J. DROUHIN, G. LAMPEL, A.V. SUBASHEV, YU. P. YASHIN, A. ROCHANSKY: Kinetics of highly spin-polarized electron photoemission from an (InGaAlAs) strained layer by energy and spin-resolved measurements, Journal of applied physics, Vol. 93, 12, p. 9620-9624, 2003
## Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. D. von Harrach danken, diese Arbeit ermöglicht zu haben.

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, Roman Barday, Gerhard Arz und Roman Bolenz für das angenehme und aufgelockerte Arbeitsklima.

Der Beschleunigergruppe B1 und den mechanischen Werkstätten danke ich für die Hilfestellungen bei sowohl Hardware- als auch Software-Problemen der Testquelle.

Mein Dank gilt natürlich auch meinen Eltern, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

Zuletzt danke ich meinem Freund Marco, der mich in Verzweiflungsphasen immer wieder aufgemuntert und zum Durchhalten ermutigt hat.