

Diplomarbeit

**Verbesserung der Effizienz eines Mottpolarimeters  
im Hinblick auf zeitaufgelöste  
Polarisationsmessungen an Superlattice-Kathoden**

Roman Bolenz

Johannes Gutenberg Universität  
Mainz  
April 2005

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	3
2	Theoretische Grundlagen .....	5
2.1	Photoemission aus GaAs-Kristallen.....	5
2.1.1	Der GaAs-Kristall .....	5
2.1.2	Erzeugung spinpolarisierter Elektronen.....	7
2.1.3	Austritt ins Vakuum .....	8
2.1.4	Das Spicer Modell der Photoemission .....	11
2.2	Erhöhung der Polarisation durch Symmetriebrechung .....	12
2.2.1	Strained Layer .....	12
2.2.2	Superlattice.....	13
2.3	Depolarisationseffekte.....	14
2.3.1	Bir-Aronov-Pikus Prozess (BAP) .....	15
2.4	Mottpolarimetrie.....	16
3	Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen .....	18
3.1	Lichtoptischer Aufbau.....	19
3.2	Elektronenkanone und Strahlführung.....	20
3.3	Polarisationsmessung .....	20
3.3.1	Spindrehler .....	20
3.3.2	Mottdetektor .....	21
3.3.3	Faraday-Cup .....	22
3.3.4	Deflektorsystem .....	23
4	Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter .....	25
4.1	Verkleinerung des systematischen Fehlers .....	25
4.1.1	Beschaffung neuer Folien.....	25
4.1.2	Probleme mit den neuen Targets.....	26
4.1.3	Foliendickenextrapolation.....	29
4.2	Verkleinerung des statistischen Fehlers bei zeitaufgelösten Messungen.....	32
4.2.1	Phasenkontrolle .....	32
4.2.2	Erhöhung der Rate.....	34
5	Experimentelle Ergebnisse .....	41
5.1	Rückblick: Expandierte Messungen.....	41
5.2	Diskussion der Eigenschaften von SL-5-998 im d.c.-Betrieb.....	42
5.3	Diskussion der zeitaufgelösten Asymmetriemessungen .....	44
5.3.1	Bestimmung der Depolarisationskonstanten.....	46
5.3.2	Wiederanstieg der Polarisation.....	46
5.3.3	Absenkung der Polarisation am Bunchanfang .....	47
6	Zusammenfassung und Ausblick .....	49
	Abbildungsverzeichnis .....	50
	Literaturverzeichnis.....	51
	Danksagung.....	54

## 1 Einleitung

Die Geschichte dieser Diplomarbeit beginnt, wie so oft in der Experimentalphysik, in einem lauten, engen Labor. Es ist ein heißer Nachmittag im unvergessenen Rekordsommer des Jahres 2003. Bei über 40°C im Schatten befindet sich die gesamte Belegschaft des kernphysikalischen Instituts der Universität Mainz in Schwimmbädern, an Seen, in Biergärten...

Die gesamte Belegschaft? Nein, eine kleine Gruppe unerschrockener Forscher wird nicht müde die Grenzen der bekannten Physik zu überschreiten um neue Welten zu entdecken, unbekannte Zonen zu erforschen und fremde Zivilisationen zu erobern. Dabei dringt B2 in Bereiche vor, die nie ein Mensch zuvor gesehen hat.

Namentlich befanden sich Aule, Valerie und Yuri im Testquellenlabor des MAMI<sup>1</sup> und machten zeitaufgelöste Intensitäts- und Polarisationsmessungen von winzig kleinen Elektronenpaketen, so genannten „Bunches“. Es mussten hierfür gewisse Tricks (so genannte Raumladungsexpansion) angewandt werden um überhaupt genug Rate für eine Messung zu erreichen. Sie erhielten das in Abbildung 1.1 zusammengefasste Ergebnis.

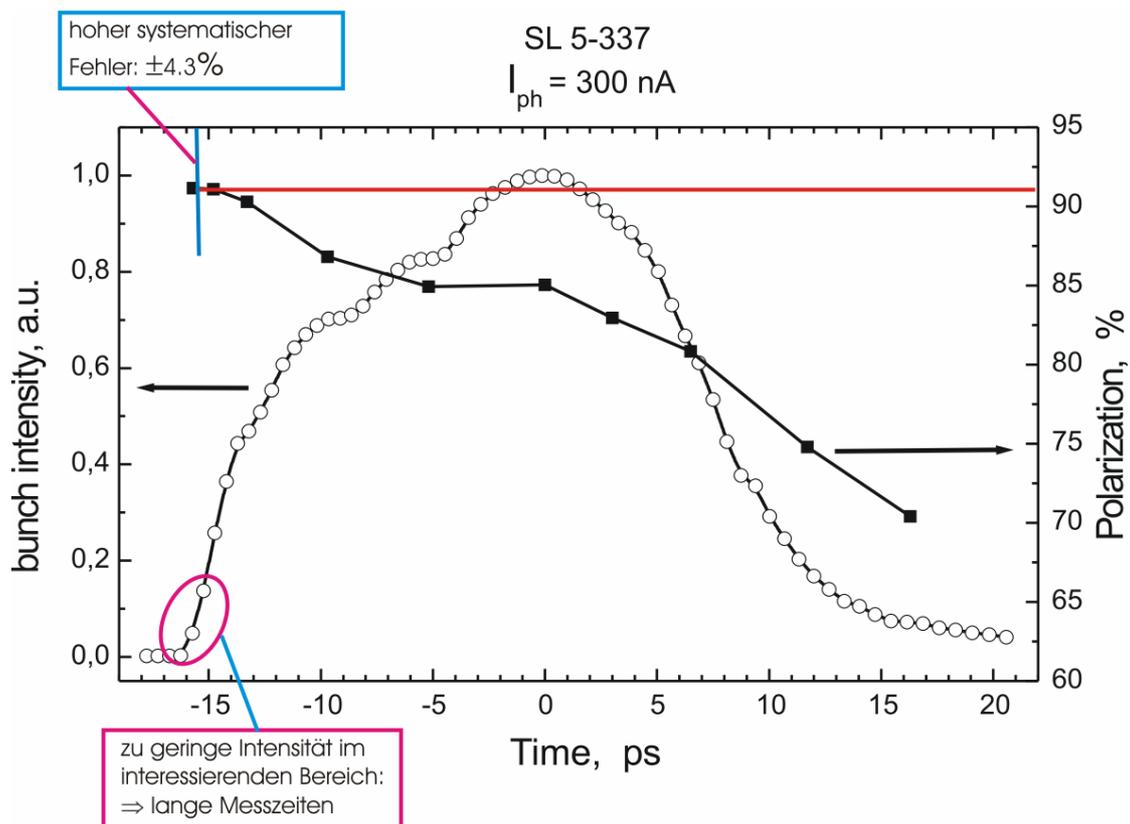


Abbildung 1.1: Zeitaufgelöste Intensitäts- und Polarisationsmessung

Die Abbildung zeigt eine 2003 durchgeführte zeitaufgelöste Strahlstromintensitäts- und Polarisationsmessung. Man erhielt zum einen das Intensitätsprofil eines Elektronenbunches: Nach

<sup>1</sup> MAMI: Mainzer Mikrotron

## 1 Einleitung

einem steilen Anstieg bis zu einem Maximum (1,0 der willkürlichen Einheiten auf der Intensitätsachse) folgt ein fallender Verlauf. Der hier vermessene Bunch hat eine zeitliche Dauer von  $\sim 35$  ps, was bei einer kinetischen Energie von 100 keV einer Ausdehnung in Flugrichtung von  $\sim 6$  mm entspricht. Des Weiteren konnte die Polarisation der Elektronen in Abhängigkeit ihrer Position innerhalb des Bunchs gemessen werden. Hierbei ist von besonderem Interesse, dass die Polarisation am Bunchanfang ein Maximum aufweist und zum Bunchende hin abfällt.

Es ist an dieser Stelle erwähnenswert, dass den Experimenten mit spinpolarisierten Elektronen am MAMI derzeit ein Polarisationsgrad von ungefähr 80 % zur Verfügung steht. Das A4-Experiment, welches auf einen polarisierten Strahl angewiesen ist, geht von einer Messzeit von 2000 Stunden aus, um bei solch einem Polarisationsgrad eine akzeptable Statistik zu erreichen. Das Maximum der zeitaufgelösten Polarisationsmessung am Bunchanfang zeigt aber 90 %! Wäre man in der Lage diese hoch polarisierten Elektronen abzuseparieren, so könnte die angestrebte statistische Genauigkeit der Messung von A4 schon in 1560 Stunden erreicht werden.<sup>2</sup>

Jedoch steht man bei den in Abbildung 1.1 gezeigten Messergebnissen noch vor drei großen Problemen:

### *1.) systematischer Fehler der Polarisationsmessung:*

Der Konstrukteur des für die Polarisationsmessungen verwendeten Mott-Polarimeters Jörg Bermuth [Ber96] schätzte als absolute systematische Unsicherheit einen Fehler von 4,3 % ab, so dass im Besonderen die maximalen Polarisationsgrade am Bunchanfang als nicht gesichert gelten können.

### *2.) statistischer Fehler der Polarisationsmessung:*

Gerade im interessierenden Bereich, dem Bunchanfang mit den (scheinbar) hohen Polarisationswerten, ist die Intensität so gering, dass die Raten des Mott-Polarimeters extrem klein ausfallen. Dies ist mit enorm langen Messzeiten verbunden, will man den statistischen Fehler akzeptabel klein halten.

### *3.) Kontrolle der Phasenlage:*

Während der Messzeit muss die Phasensynchronisation der anregenden Laserpulse zu einer gegebenen Referenzschwingung konstant gehalten werden. Dies erzeugte in den bisherigen Experimenten Unsicherheiten in der Zeitmessung von 2-3 ps, die sich nachteilig auf die Interpretation der Daten aus der Abbildung auswirken.

Diese Diplomarbeit hat das Ziel, diese Messfehler zu minimieren, um signifikant verlässliche Resultate bei zeitaufgelösten Polarisationsmessungen an der Testquelle am MAMI zu erhalten und so bessere und neue Informationen über Eigenschaften von so genannten Superlattice-Photokathoden zu erlangen.

Im folgenden Kapitel 2 sollen zunächst die theoretischen Grundlagen, die dem Verständnis dieser Diplomarbeit dienen, dargelegt werden. Kapitel 3 beschreibt den für diese Arbeit verwendeten Versuchsaufbau. Im Kapitel 4 werden die verschiedenen Versuche beschrieben, welche die Effizienz des Mottpolarimeters steigern sollen. Im Anschluss daran finden sich im Kapitel 5 erste Resultate von zeitaufgelösten Polarisationsmessungen, die mit der verbesserten Messapparatur durchgeführt werden konnten.

---

<sup>2</sup> Hierbei wird angenommen, dass sich die Messzeit umgekehrt proportional zum Quadrat der Polarisation verhält.

## 2 Theoretische Grundlagen

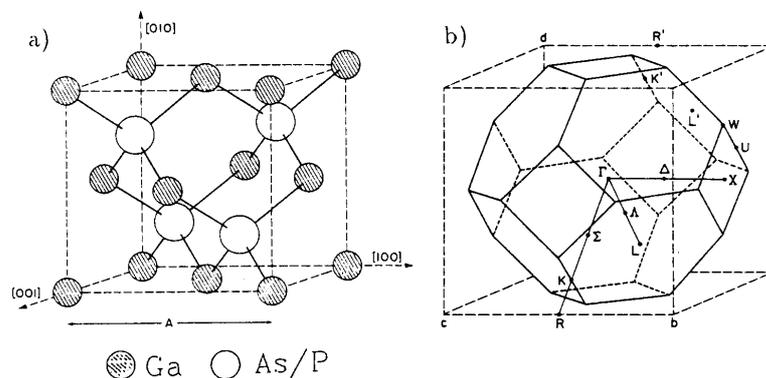
### 2.1 Photoemission aus GaAs-Kristallen

Die gegenwärtig beste Methode zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen hoher Intensitäten beruht auf dem Prinzip der Photoemission von Elektronen aus III-V-Halbleiter-Kristallen wie GaAs mit zirkular polarisiertem Laserlicht. Neben reinem GaAs können auch Mischkristalle wie  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  verwendet werden, die aufgrund einer etwas größeren Energielücke experimentelle Vorteile aufweisen. Der theoretisch erreichbare Polarisationsgrad lässt sich durch Brechen der Symmetrie der Kristallstruktur auf bis zu 100 % erhöhen, wobei verschiedene Depolarisationsmechanismen den praktisch erreichbaren Polarisationsgrad auf derzeit etwa 80 % limitieren.

#### 2.1.1 Der GaAs-Kristall

##### *Kristallstruktur von GaAs*

Halbleiter, die sich wie GaAs, GaP und GaAsP aus Elementen der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems bilden, nennt man III-V-Halbleiter. Der Kristallaufbau von GaAs wird durch zwei kubisch-flächenzentrierte (fcc)<sup>3</sup>-Gitter mit jeweils der gleichen Gitterkonstante  $a$  beschrieben, die um den Vektor  $(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4})$  gegeneinander verschoben sind. GaAs weist daher die gleiche Struktur wie Zinkblende (ZnS) auf. Jedes Atom befindet sich somit im Zentrum eines Tetraeders, dessen Ecken durch Atome des jeweils anderen Elements gebildet werden. Abbildung 2.1(a) illustriert die Anordnung eines solchen Zinkblende-Gitters. Substituiert man  $x$  Prozent der Arsenatome durch Phosphoratome, so erhält man einen  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  Mischkristall. Dies bietet den experimentellen Vorteil, dass die Gap-Energie und die Gitterkonstante variiert werden können, was später im Abschnitt 2.2.1 über ‚Strained Layer‘ weiter erläutert wird.



**Abbildung 2.1:** (a) Aufbau des Zinkblendengitters und (b) erste Brillouin Zone des kubisch-flächenzentrierten Gitters

##### *Transformation in den reziproken Raum / Erste Brillouin Zone*

<sup>3</sup> fcc: face-centred cubic

## 2 Theoretische Grundlagen

Für eine Beschreibung der Elektronenzustände im Kristall transformiert man das Gitter üblicherweise in den reziproken Raum. Darin bildet der fcc-Kristall ein kubisch-flächenzentriertes Gitter (bcc)<sup>4</sup>. Die Wigner-Seitz-Zelle dieses Gitters heißt auch erste Brillouin Zone; jede solche Zelle enthält in ihrem Zentrum einen Gitterpunkt. Die Standardbezeichnungen für Achsen hoher Symmetrie und deren Endpunkte sind in Abbildung 2.1(b) dargestellt. Der  $\Gamma$ -Punkt mit dem Gittervektor  $\vec{k} = (0,0,0)$  bildet das Zentrum der ersten Brillouin Zone, X ist der Grenzpunkt bei  $\vec{k} = \frac{2\pi}{a}(1,0,0)$  und L der Grenzpunkt bei  $\vec{k} = \frac{2\pi}{a}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ .

### Bandschema von GaAs

Betrachtet man den Festkörper als eine Reihe von gleichmäßig miteinander gekoppelten Einzelatomen, so überlagern sich die diskreten Energieniveaus der Einzelatome aufgrund des Pauliprinzipis zu Energiebändern. Trägt man die Energieeigenwerte der Elektronen gegen den Betrag ihres zugehörigen Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  auf, so ergibt sich das in Abbildung 2.2 für GaAs und GaP gezeigte Bandschema. Dabei wählt man eine zweidimensionale Darstellung entlang von Symmetriachsen wie die Verbindungen von  $\Gamma$  mit den Punkten X, L und  $\Sigma$ .

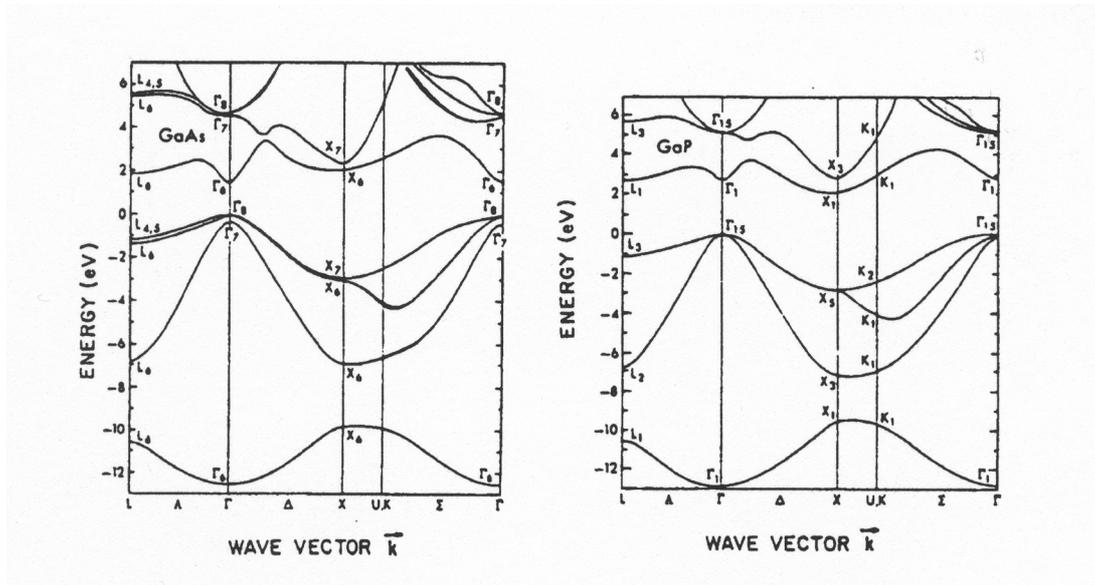


Abbildung 2.2: Bandschema von GaAs (links) und GaP (rechts) nach [Che76]

### Halbleiterarten

Der Kristall ist unter anderem charakterisiert durch den minimalen Abstand des Valenzbandes zum Leitungsband, dem Bandgap. Dabei werden zwei Arten von Halbleitern unterschieden. Wie in Abbildung 2.2 links zu sehen ist, fällt bei GaAs das Maximum des Valenzbandes mit dem Minimum des Leitungsbandes am  $\Gamma$ -Punkt zusammen. Der Abstand der Bänder an diesem Punkt wird Energielücke oder auch Gap-Energie genannt. Er beträgt 1,43 eV bei einer Temperatur von 300 K [Sin95]. Es handelt sich dabei um einen *direkten Halbleiter*, da ein einzelnes Lichtquant mit der Gap-Energie ausreicht ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband zu heben. Im Falle des GaP (Bandgap 2,2 eV [Sin95]) liegen Leitungsbandmaximum (bei  $\Gamma$ ) und Valenzbandminimum (bei X) nicht übereinander (Abbildung 2.2 (b)). Beim Übergang eines Elektrons muss aufgrund der Impulserhaltung ein zusätzliches Phonon mitwirken, man spricht dann von einem *indirekten Halbleiter*.

<sup>4</sup> bcc: body-centred cubic

## 2 Theoretische Grundlagen

Durch Veränderung des Phosphoranteils in einem  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  Mischkristall lässt sich seine Energielücke variieren, wobei der Mischkristall ab einem Phosphoranteil von 48 % in einen indirekten Halbleiter übergeht.

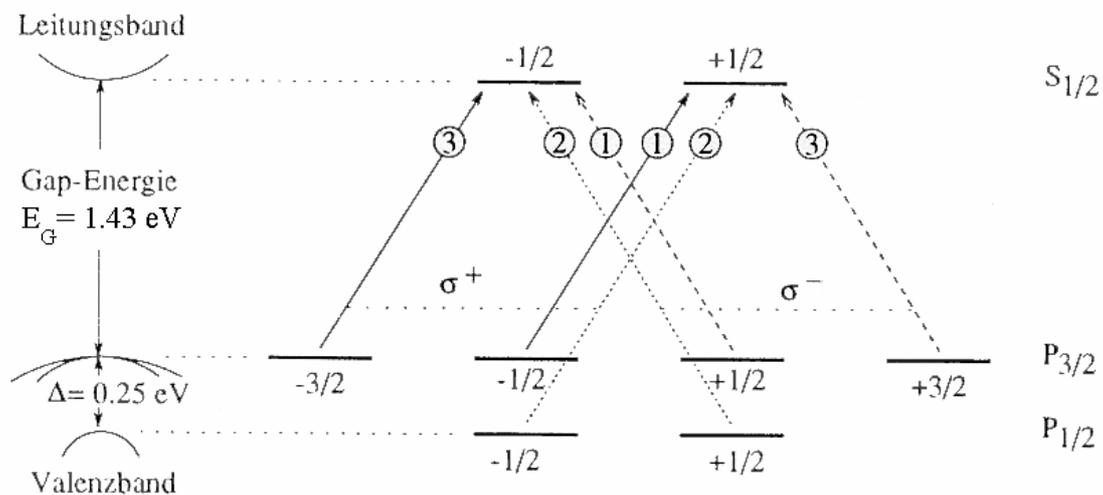
### *Symmetrie*

Aufgrund der Symmetrieeigenschaften der Kristallstruktur am  $\Gamma$ -Punkt zeigen die Wellenfunktionen der Kristallelektronen in den Leitungs- und Valenzbandniveaus das Verhalten von Eigenfunktionen des Drehimpulsoperators. Man wählt deshalb eine Beschreibung durch s- und p-Eigenzustände, die analog zu der in der Atomphysik verwendeten ist. Für das Leitungsband liegt s-Symmetrie und damit ein  $S_{1/2}$ -Zustand vor, während das Valenzband p-Symmetrie besitzt, das in  $P_{1/2}$  (zweifach entartet) und  $P_{3/2}$  (vierfach entartet) aufspaltet<sup>5</sup>. Die Anregung eines Elektrons in das Leitungsband unterliegt daher denselben Auswahlregeln, die auch bei atomaren Übergängen gelten. Eine exakte Beschreibung erfordert gruppentheoretische Überlegungen und ist in [Plu94] zu finden.

### 2.1.2 Erzeugung spinpolarisierter Elektronen

#### *Valenzband-Aufspaltung*

Entscheidend für die Emission spinpolarisierter Elektronen aus GaAsP ist die Aufspaltung des Valenzbandes. Die Größe der Aufspaltung  $\Delta$ , die durch Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht wird, entspricht dem Abstand zwischen  $\Gamma_7$  und  $\Gamma_8$ . Abbildung 2.3 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Bandschemas von GaAs in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes. Der Unterschied zum Mischkristall GaAsP besteht lediglich in der Größe der Aufspaltung  $\Delta$  und der Gap-Energie  $E_G$ .



**Abbildung 2.3: Vergrößerter Ausschnitt des Bandschemas von GaAs und das zugehörige Energieniveauschema an der Bandkante.**

Bei dem durch Einstrahlen von Licht der Energie  $E_G < E < E_G + \Delta$  induzierten optischen Pumpprozess können nur Elektronen aus dem  $P_{3/2}$ -Valenzband in das  $S_{1/2}$ -Leitungsband angehoben werden. Mit Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht lassen sich nur Übergänge erzeugen, die den folgenden Auswahlregeln gehorchen:

<sup>5</sup> Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen der  $P_{3/2}$  Elektronen mit verschiedenen  $m_j$  spricht man auch von „heavy-hole“-Elektronen für  $m_j = \pm 3/2$  und „light-hole“-Elektronen für  $m_j = \pm 1/2$ .

## 2 Theoretische Grundlagen

$$\Delta m_j = +1 \quad \text{für } \sigma^+ \text{- Licht}$$

$$\Delta m_j = -1 \quad \text{für } \sigma^- \text{- Licht}$$

### Übergangswahrscheinlichkeiten

Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten folgen aus dem Betragsquadrat des Matrixelementes  $\langle f | H_{ww} | i \rangle$ , mit  $H_{ww}$  dem Wechselwirkungsoperator der Dipolübergänge. Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten hängt nur noch von Clebsch-Gordon-Koeffizienten ab. Für die jeweiligen Polarisationsrichtungen des eingestrahlt Lichtes ergeben sich folgende relative Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$\text{für } \sigma^+ \text{- Licht : } \frac{\left| \langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | H_{ww} | \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \rangle \right|^2}{\left| \langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} | H_{ww} | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle \right|^2} = \frac{3}{1}$$

$$\text{für } \sigma^- \text{- Licht : } \frac{\left| \langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | H_{ww} | \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \rangle \right|^2}{\left| \langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} | H_{ww} | \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \rangle \right|^2} = \frac{1}{3}$$

Im Termschema in Abbildung 2.3 sind die Übergänge bei Einstrahlung zirkular polarisierten Laserlichts mit den entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten eingetragen.

### Definition der Polarisation

Es wird deutlich, dass die Besetzung der magnetischen Unterzustände im Leitungsband abhängig von der Zirkularpolarisation des eingestrahlt Lichts ist. Wenn die Anzahl der Elektronen im Zustand mit  $m_j = +\frac{1}{2}$  durch  $N \uparrow$  angegeben wird und im Zustand  $m_j = -\frac{1}{2}$  durch  $N \downarrow$ , so gilt für die resultierende Spinpolarisation der Elektronen im Leitungsband:

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

Damit ergibt sich bei Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht für die Polarisation  $P = \frac{1-3}{1+3} = -\frac{1}{2}$  und bei Anregung mit  $\sigma^-$ -Licht  $P = +\frac{1}{2}$ , d.h. die Spinpolarisation von Photoelektronen aus GaAsP ist begrenzt auf 50%. Höhere Polarisationsgrade bis zu theoretisch 100% lassen sich durch Brechung der Kristallsymmetrie erreichen. Dies wird im noch folgenden Abschnitt 2.2 erläutert.

### 2.1.3 Austritt ins Vakuum

Angeregte Elektronen im Leitungsband können den Kristall nicht ohne weiteres verlassen. Die Elektronen werden durch eine Potentialstufe von ca. 3,5 eV am Austritt gehindert, die durch die verschiedene energetische Lage des Vakuums und des Leitungsbandminimums hervorgerufen wird (siehe Abbildung 2.4). Die Höhe der Potentialstufe ( $E_{vac} - E_L$ ) wird als Elektronenaffinität  $\chi$  bezeichnet.

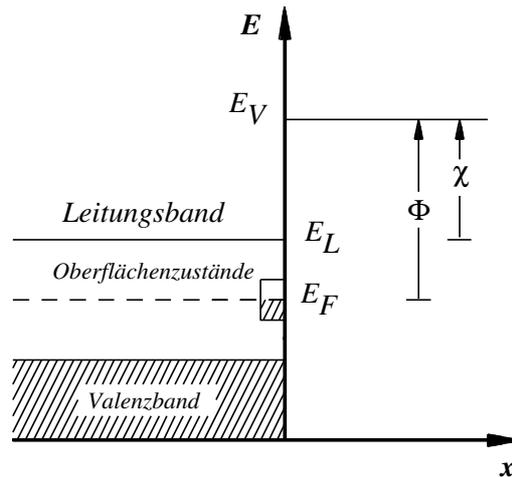


Abbildung 2.4: Undotierter Halbleiter

Es ist nicht zweckmäßig die Energie  $h\nu$  der eingestrahelten Photonen um die Höhe der Barriere zu vergrößern, da ansonsten die Polarisation im Leitungsband durch Anregung von Übergängen aus dem  $P_{1/2}$ -Niveau herabgesetzt würde. Zum Erreichen der Emissionsfähigkeit eines GaAsP-Kristalls muss deshalb die angesprochene Potentialbarriere soweit abgesenkt werden, dass sie unterhalb des Leitungsbandniveaus im Kristallinneren liegt ( $\chi < 0$ ). Man will also eine negative Elektronenaffinität (NEA) erreichen, die durch folgendes Vorgehen erzeugt wird:

- starke p-Dotierung des Kristalls
- Adsorption eines Alkalimetalls

### *p-Dotierung*

Die Austrittsarbeit  $\Delta\phi$  der Elektronen ist gleich der Energiedifferenz zwischen Fermi- und Vakuum-Niveau, wobei das Fermi-Niveau der Energie des Zustandes entspricht, bei dem die Besetzungswahrscheinlichkeit (für  $T > 0$  K) 50 % beträgt. Die Fermi-Energie muss im thermischen Gleichgewicht konstant sein. Allerdings kompensieren Elektronen aus den Oberflächenzuständen die Löcher in einer Oberflächenzone. Es entstehen ortsfeste, negative (unkompensierte) Ladungen bei den Akzeptoren direkt an der Oberfläche. Aufgrund der hohen Dichte der Oberflächenzustände verändert sich dort das Fermi-Niveau kaum [Spi77]. Dieser Vorgang wird als *Fermi-Level-Pinning* bezeichnet und verursacht eine Bandbiegung des Valenz- und Leitungsbandes bis in eine Tiefe von 10 nm [Bel73]. Einfallende Photonen dringen aber in einen Bereich von ca.  $1 \mu\text{m}$  in den Kristall ein, so dass die Elektronenaffinität für Elektronen, die tief im Kristallinneren erzeugt werden, um 0,5 bis 1 eV gesenkt wird (vergleiche Abbildung 2.5).

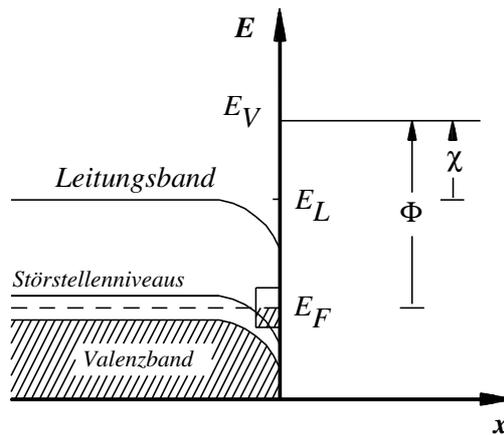


Abbildung 2.5: p-dotierter Halbleiter

*Cäsierung*

Um eine Emission der Elektronen aus GaAsP zu erreichen bedarf es zusätzlich zur p-Dotierung einer adsorbierten Schicht eines Alkalimetalls. Aufgrund ihrer geringen Elektro-negativität geben sie die Valenzelektronen an den Kristall ab. Die entstehende Dipolschicht senkt das Vakuumniveau so weit ab, dass nur eine dünne Potentialbarriere übrig bleibt. Elek-tronen im Leitungsband können die Potentialbarriere durchtunneln und somit den Kristall verlassen (Abbildung 2.6). Wie in der Dissertation von W. Gasteyer [Gas88] gezeigt wird, eignet sich Cäsium am besten als Adsorbat. Es erzielt bei GaAsP eine Absenkung der Aus-trittsarbeit von  $\Delta\phi = 3,56 \pm 0,25$  eV und eine negative Elektronenaffinität von  $\chi = -0,49 \pm 0,15$  eV. Die Dicke der adsorbierten Cs-Schicht liegt nach H. Fischer [Fis94] im Bereich einer Monolage Cs. Hierbei nimmt die Quantenausbeute ein Maximum an und fällt bei steigender Bedeckung wieder ab. In den Arbeiten von Spicer [Spi83] und von Pierce und Meier [Pie76] findet man weitere Einzelheiten zum Emissionsprozess.

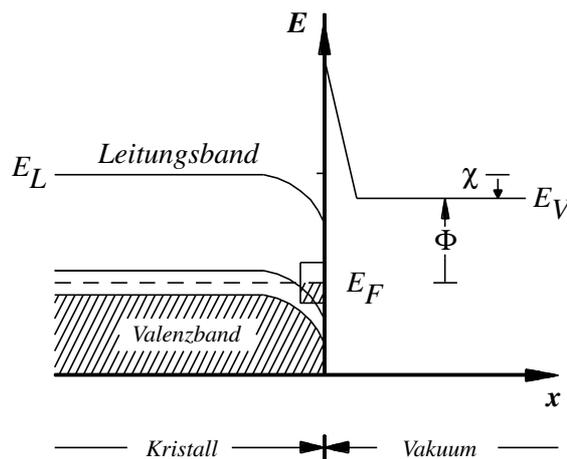


Abbildung 2.6: Halbleiter nach Cäsierung

### 2.1.4 Das Spicer Modell der Photoemission

Bis in die fünfziger Jahre wurde die Photoemission als ein reiner Oberflächeneffekt aufgefasst. Erst Spicer erklärte mit seinem Drei-Stufen-Modell die Photoemission als Volumeneffekt, der sich aus Photoanregung im Volumen, Elektronentransport zur Oberfläche und anschließender Emission zusammensetzt [Spi93]. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die drei Teilprozesse nacheinander und unabhängig voneinander erfolgen.

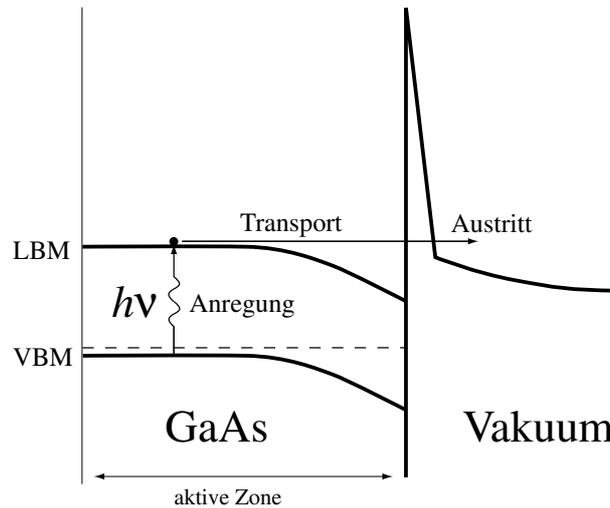


Abbildung 2.7: Schema der Photoemission nach Spicer

Die Elektronenkonzentration  $c(\vec{r}, t)$  am Ort  $\vec{r}$  zur Zeit  $t$  wird durch eine Diffusionsgleichung mit drei den Teilprozessen entsprechenden Termen beschrieben:

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

Der erste Term

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

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

Ein Lebensdauerterm  $\frac{c(\vec{r}, t)}{\tau}$  beschreibt die Verringerung der Elektronenkonzentration im Leitungsband durch Rekombination mit Valenzbandlöchern.

Die Bewegung der Teilchen beschreibt der Diffusionsterm  $D\nabla^2 c(\vec{r}, t)$  mit der Diffusionskonstanten  $D$ . Die Diffusionskonstante  $D$  kann aus der messbaren Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  über die Einstein-Relation

$$D = \frac{\mu k T}{q}$$

abgeschätzt werden. Alle drei Konstanten  $\alpha$ ,  $\tau$  und  $D$  hängen von der Dotierung und der Temperatur des Halbleiters ab.

### 2.2 Erhöhung der Polarisierung durch Symmetriebrechung

Vom Experimentator wird eine möglichst hohe Polarisierung des Elektronenstrahls gewünscht, da der Grad der Elektronenpolarisation  $P$  quadratisch in die Messzeit eines Polarisierungsexperiments eingeht (*figure of merit* =  $I \cdot P^2$ ,  $I$  = Elektronenstrom).

Um die Limitierung der maximalen Polarisierung von 50% bei GaAs-Quellen zu überschreiten ist es notwendig die Entartung des  $P_{3/2}$ -Niveaus des Valenzbands aufzuheben, so dass bei Einstrahlung zirkular polarisierten Laserlichts geeigneter Wellenlänge Polarisierungsgrade bis theoretisch 100 % möglich sind. Da die Entartung des Valenzbandes letztendlich in der kubisch-symmetrischen Kristallform begründet ist laufen alle derzeitigen Versuche den Polarisierungsgrad zu maximieren darauf hinaus die vierfache Entartung durch Brechen der Kristallsymmetrie aufzuheben.

Diese Symmetriebrechung kann durch „mechanisch vorgespannte“ Kristalle, den so genannten „Strained Layers“, geschehen. Der mechanische „Stress“ wird dabei durch Aufbringen von dünnen Schichten auf ein Substrat mit anderer Gitterkonstante erzeugt.

Eine weitere Methode ist die Verwendung von so genannten Quantum-Well-Strukturen, bei denen ein Übergitter (Superlattice) aus verschiedenen Materialien vorliegt. Ein Überlappen der Wellenfunktionen der Kristallelektronen bewirkt die Ausbildung energetisch separierter so genannter Minibänder.

Nur am Rande sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass auch der Versuch unternommen wird Kristalle zu verwenden, die von sich aus schon geringere Symmetrie aufweisen. Allerdings ist es bei der Erprobung solcher Strukturen (zum Beispiel Chalkopyrite) bislang noch nicht gelungen einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen [Dre96].

#### 2.2.1 Strained Layer

Die heute am weitesten entwickelte Technik der Strained Layer Photokathoden [Mar91, Nak91] beruht auf dem epitaktischen Aufbringen einer 100 bis 200 nm starken Halbleiterschicht mit kubischer Einheitszelle auf ein dickes Substrat, welches ebenfalls eine kubische Einheitszelle, allerdings unterschiedlicher Gitterkonstante, besitzt. Ist die aufgedampfte Schicht dünn, so passt sich die Gitterkonstante der Schicht an die Gitterkonstante des Substrats an. Über die elastischen Konstanten des Kristalls führt eine Verkleinerung der Grundfläche der Einheitszelle zu einer Verlängerung der  $c$ -Achse (*uniaxiale Deformation*). Es kommt zur Aufhebung der vierfachen Entartung des  $P_{3/2}$ -Niveaus (ähnlich dem Stark-Effekt: gleiche Beträge von  $m_j$  wandern in die gleiche Richtung) entlang der  $c$ -Achse, bei der die „light-hole“-Zustände energetisch abgesenkt werden. Bei den von der Gruppe B2 verwendeten Kristallen beträgt die energetische Aufspaltung  $E_{Strain}$  zwischen den Zuständen etwa 20 bis 50 meV, was bei einer Laserwellenlänge von 850 nm in etwa einer Bandbreite von 30 nm entspricht. Der Übergang kann also auch mit einem Puls laser problemlos selektiv angeregt werden. Die Bandbreite eines Laserpulses von 100 fs Pulsdauer beträgt 7,6 nm. Bei Einstrahlung von Photonen geeigneter Pumpenergie

$$E_{Gap} < E_{\gamma} < E_{Gap} + E_{Strain}$$

werden nur die „heavy-hole“-Elektronen in das Leitungsband angehoben. Der theoretisch erreichbare Polarisierungsgrad beträgt dann 100 %.

## 2 Theoretische Grundlagen

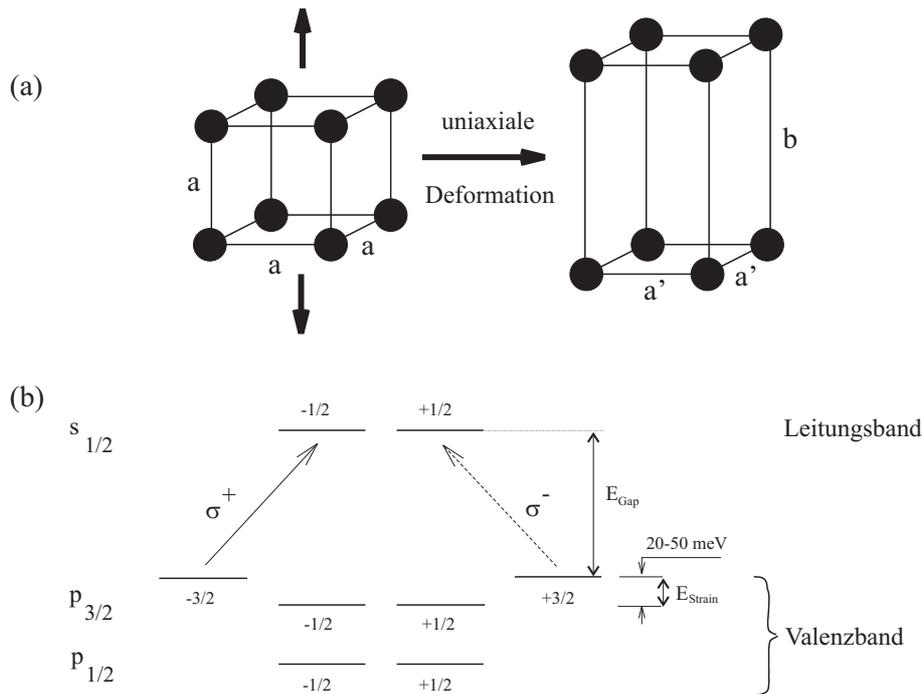


Abbildung 2.8: Brechung der Kristallsymmetrie beim Strained Layer Kristall (a) und das zugehörige Energieniveauschema an der Bandkante (b)

### 2.2.2 Superlattice

Beim Superlattice-Kristall wird die Symmetrie der Kristallstruktur in einer Richtung durch periodisches Aufwachsen verschiedener Materialien gebrochen.

Man unterscheidet zwischen den *Unstrained-Superlattice-Photokathoden* und den *Strained-Superlattice-Photokathoden*, je nachdem, ob die verschiedenen Materialien gleiche oder unterschiedliche Gitterkonstanten besitzen.

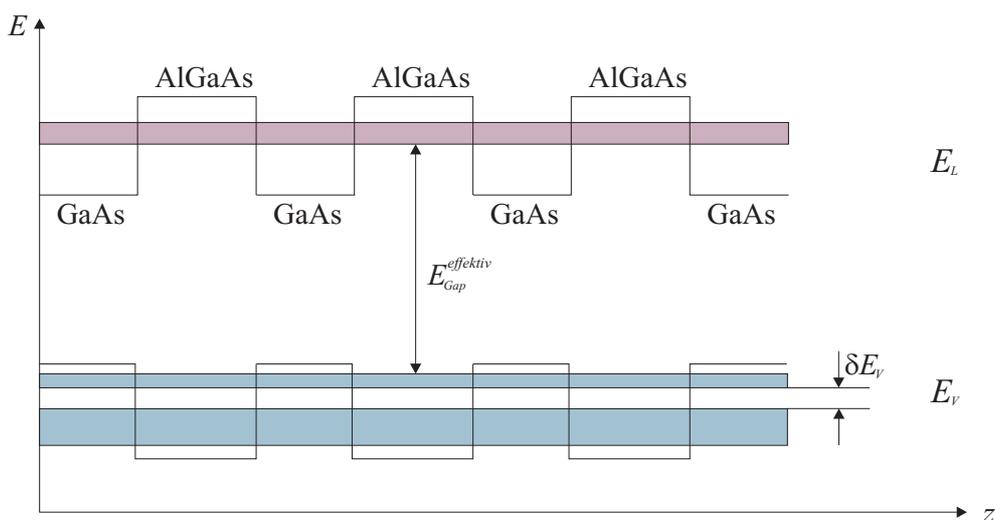


Abbildung 2.9: Schema eines Superlattice-Kristalls mit Minibändern

Die Superlattice-Struktur als Photokathode zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen wurde von T. Nakanishi [Nak91] eingeführt. Bei diesem Kristalltyp lässt man abwechselnd Materia-

## 2 Theoretische Grundlagen

lien mit unterschiedlicher Gap-Energie (z.B. GaAs und AlGaAs) aufeinander aufwachsen. Dort wo sich das Material mit der kleineren Bandlücke befindet, entstehen so in Wachstumsrichtung Potentialtöpfe, in denen die darin befindlichen Kristallelektronen nur noch diskrete Energieeigenwerte annehmen können. Sind die Potentialbarrieren, die sich durch das Material mit größerer Bandlücke ausbildenden, dünn genug, so können sich die Wellenfunktionen der Elektronenzustände in den Potentialtöpfen überlagern und bilden die Energieniveaus, die so genannten Minibänder, des entstandenen „Übergitters“ (*Superlattice*).

Abbildung 2.8 zeigt schematisch den Potentialverlauf durch die Schichtung im Superlattice. Die Anzahl der Minibänder innerhalb des Valenz- beziehungsweise Leitungsbandes 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 beim Strained Layer. Analog lässt sich auch hier durch Einstrahlung von Photonen geeigneter Energie

$$E_{Gap}^{effektiv} < E_\gamma < E_{Gap}^{effektiv} + \delta E_V$$

theoretisch eine Polarisierung von 100 % erreichen.

### 2.3 Depolarisationseffekte

Im Rahmen dieser Arbeit sollten zeitaufgelöste Polarisationsmessungen durchgeführt werden um unter anderem Aufschluss über die möglichen Depolarisationseffekte zu gewinnen. Nach Spicers Drei-Stufen-Modell vollzieht sich die Photoemission in drei Teilprozessen: Der Anregung der Elektronen ins Leitungsband, dem Transport zur Oberfläche und dem Austritt der Elektronen ins Vakuum. Während jeder dieser Prozesse ist eine Depolarisation und somit eine Abweichung des Polarisationsgrades von den theoretisch erreichbaren 100 % denkbar.

So ist bei der Anregung nicht absolut sicher, ob das zuvor beschriebene Modell des optischen Pumpens mit den scharf voneinander getrennten Elektronenzuständen in der Realität auch wirklich zutrifft. Es ist beispielsweise denkbar, dass hybridisierte Zustände der Wellenfunktionen der Elektronenzustände vorliegen und somit eine hundertprozentige Unterdrückung der Übergänge aus dem  $P_{1/2}$ -Niveau nicht möglich ist.

Doch auch die durch den optischen Pumpvorgang erzeugte Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen ist nicht statisch gleich bleibend, sondern verringert sich exponentiell mit der Zeit, da sie aufgrund ihrer Bewegung innerhalb des Halbleiters Depolarisationsprozessen unterworfen sind.

Einen zusammenfassenden Überblick über Depolarisationsmechanismen gibt eine Arbeit von Fishman und Lampel [Fis77].

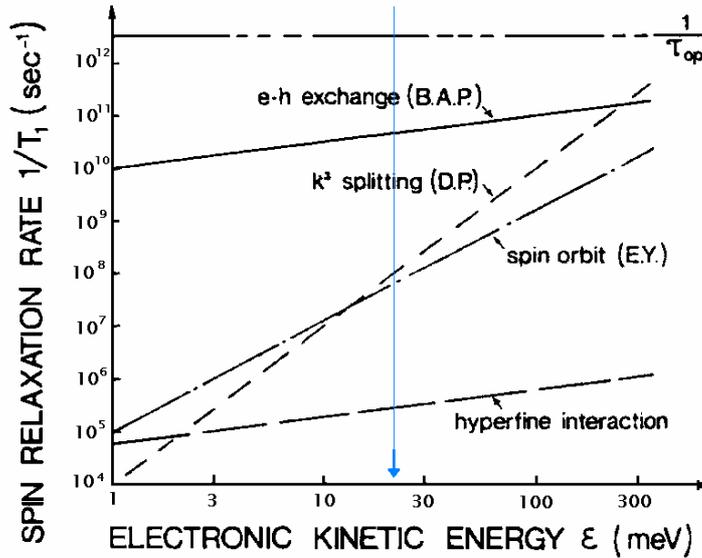


Abbildung 2.10: Spinrelaxationsprozesse nach [Fis77]

In Abbildung 2.10 sind die Spinrelaxationsraten der in [Fis77] beschriebenen Prozesse in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen für p-dotiertes GaAs (Dotierungsrate  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) aufgetragen. Der bei Zimmertemperatur (blaue Linie in Abbildung 2.10, entsprechend  $kT = 25 \text{ meV}$ ) und für thermalisierte Elektronen dominierende Relaxationsprozess soll im Folgenden näher beschrieben werden.

### 2.3.1 Bir-Aronov-Pikus Prozess (BAP)

Der für die Anwendung wichtigste Relaxationsprozess resultiert aus der Austauschwechselwirkung von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband des Halbleiters [Bir76]. Die Löcherdichte im Valenzband wird hauptsächlich durch die p-Dotierung des Halbleiters ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) bestimmt. Sie ist selbst im Pulsbetrieb groß gegen die Löcherdichte, die durch Photoanregung von Elektronen verursacht wird ( $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Da die effektive Masse  $m^*$  der Löcher im Leitungsband wesentlich höher ist als die Masse der Elektronen, kann der Stossprozess als elastisch angesehen werden. Die Wechselwirkung wird durch den Hamilton-Operator

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

beschrieben. Hierbei ist  $\vec{J}$  der Drehimpuls-Operator des Loches und die Amplitude  $A_{BAP} V$  ist proportional zur Austauschenergie und zum Volumen der Elementarzelle. Die reziproke Relaxationszeit  $T_1$  und damit die Spinrelaxationsrate in Abhängigkeit von der kinetischen Energie  $\epsilon$  der Elektronen im Leitungsband ergibt sich nach Bir, Aronov und Pikus zu

$$\frac{1}{T_1(\epsilon)} = N_h \sigma_1 v$$

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

## 2.4 Mottpolarimetrie

Zum Studium der Depolarisationseffekte in den Photokathoden ist es notwendig die Polarisation des Elektronenstrahls bei 100 keV, also direkt nach Verlassen der Quelle, zu messen. Die klassische Methode zur Polarisationsanalyse in diesem Energiebereich stellt die Mottstreuung, die elastische Streuung von Elektronen (Spin-1/2-Teilchen) an schweren Kernen (z.B. Gold) (im Coulombfeld), dar. Im Ruhesystem des Elektrons wird durch die Ladung des sich in Bewegung befindlichen Atomkerns ein Magnetfeld  $\vec{B}$  erzeugt, das mit dem durch den Spin des Elektrons erzeugten magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  wechselwirkt. Das zusätzliche Potential

$$V_{LS} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{dV(r)}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S}),$$

hervorgerufen durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, führt mit dem Coulombpotential  $V_C$  zu einem effektiven Potential (Abbildung 2.11)

$$V_{eff} = V_C + V_{LS}.$$

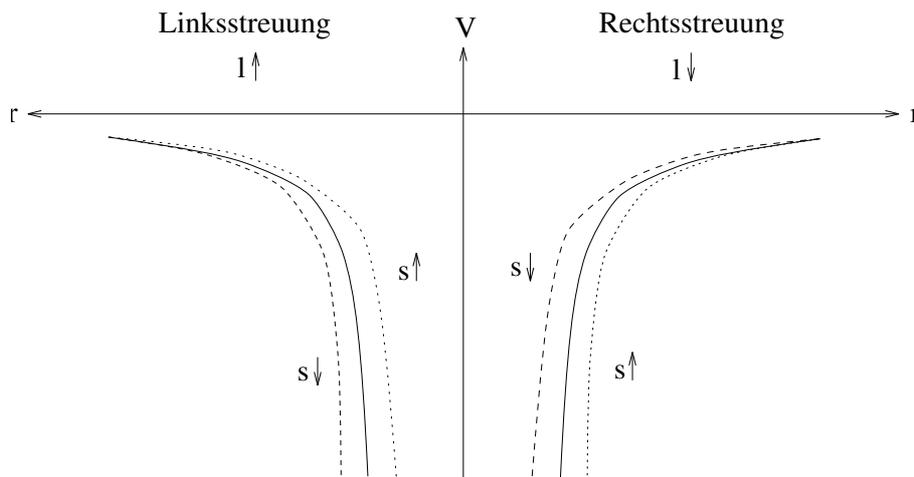


Abbildung 2.11: Variation des Streupotentials

Für die Mottstreuung ergibt sich daraus eine Asymmetrie zwischen der Links- und der Rechtsstreuung der Elektronen, die proportional zur Komponente der Elektronenpolarisation  $P_{\perp}$  senkrecht zur Streuebene ist [Kes85]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieses Streuprozesses setzt sich zusammen aus einem polarisationsabhängigen und einem polarisationsunabhängigen Anteil:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \Phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)|_{Mott} \cdot (1 + P_{\perp} S(\Theta) \sin \Phi).$$

$S(\Theta)$  bezeichnet die Analysierstärke, die so genannte Shermanfunktion,  $\Theta$  den Streuwinkel und  $\Phi$  den Winkel zwischen Streuebene und dem Polarisationsvektor  $\vec{P}$ . Aus der Messung einer Links-Rechts-Asymmetrie mit den Azimutwinkeln  $\Phi=90^{\circ}$  und  $\Phi=270^{\circ}$

## 2 Theoretische Grundlagen

$$A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}$$

lässt sich der Grad der transversalen Polarisation  $P_{\perp}$  ermitteln:

$$P_{\perp} = \frac{A}{S(\Theta)}.$$

Die genaue Bestimmung von  $P_{\perp}$  setzt allerdings die Kenntnis der Shermanfunktion  $S(\Theta)$  voraus, die nicht nur eine Funktion des Streuwinkels  $\Theta$  ist, sondern auch von der Kernladungszahl  $Z$  und der Elektronenenergie  $E$  abhängt:  $S = S(\Theta, Z, E)$ . Der Zahlenwert von  $S(\Theta)$ , der berechnet [Lin64, She56] oder experimentell durch Doppelstreuung unpolarisierter Elektronen bestimmt [Mik63, Nel59] werden kann, gibt den maximalen Wert der Asymmetrie an, die gemessen wird, falls der Elektronenstrahl 100 % polarisiert ist. Abbildung 2.12 zeigt die von Motz, Koch und Olsen [Mot64] berechnete Sherman-Funktion für verschiedene Elektronenenergien zwischen 100keV und 5MeV.

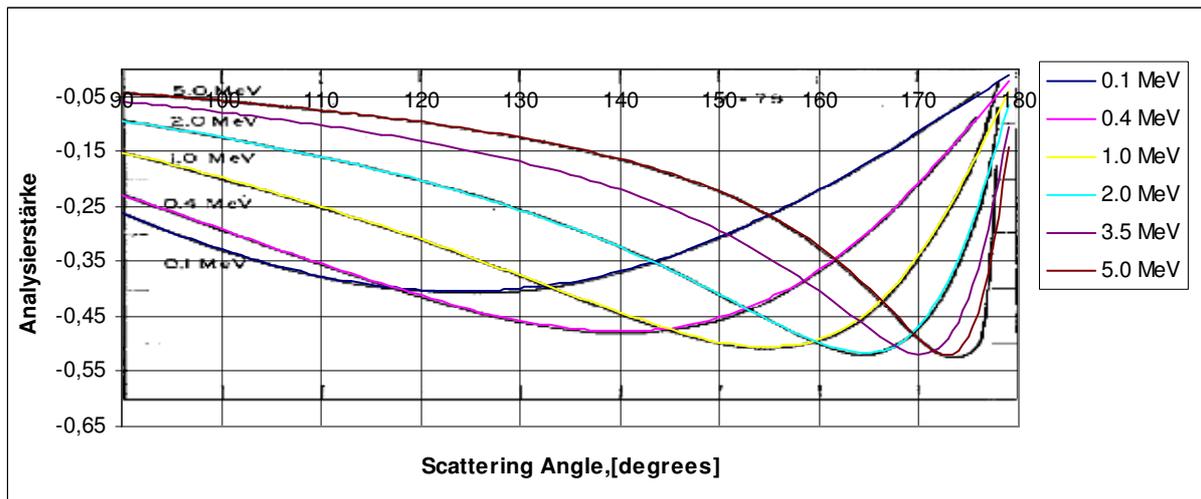


Abbildung 2.12: Sherman-Funktion für verschiedene Energien (nach [Mot64])

Da die Mottanalyse nur auf die Komponente der Polarisation empfindlich ist, die senkrecht zur Streuebene steht, muss zur Messung der bei der Photoemission entstehenden longitudinal polarisierten Strahlpolarisation der Polarisationsvektor in die Transversale gedreht werden. Dies wird mit einem Toruskondensator verwirklicht (Einzelheiten dazu siehe Abschnitt 3.3.1).

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

In diesem Kapitel soll der für diese Arbeit verwendete experimentelle Aufbau, wie er im Testquellenlabor der Arbeitsgruppe B2 am MAMI zur Verfügung steht, beschrieben und erläutert werden. Einen Gesamteindruck des Testquellenlabors für polarisierte Elektronen gibt Abbildung 3.1. Nicht abgebildet ist hier das sich im Nebenraum befindliche Laserlabor, das an der Kanone angeschlossene UHV-Schleusensystem und das über dem Deflektor aufgebaute Klystron, welches die HF in den Deflektor einspeist.

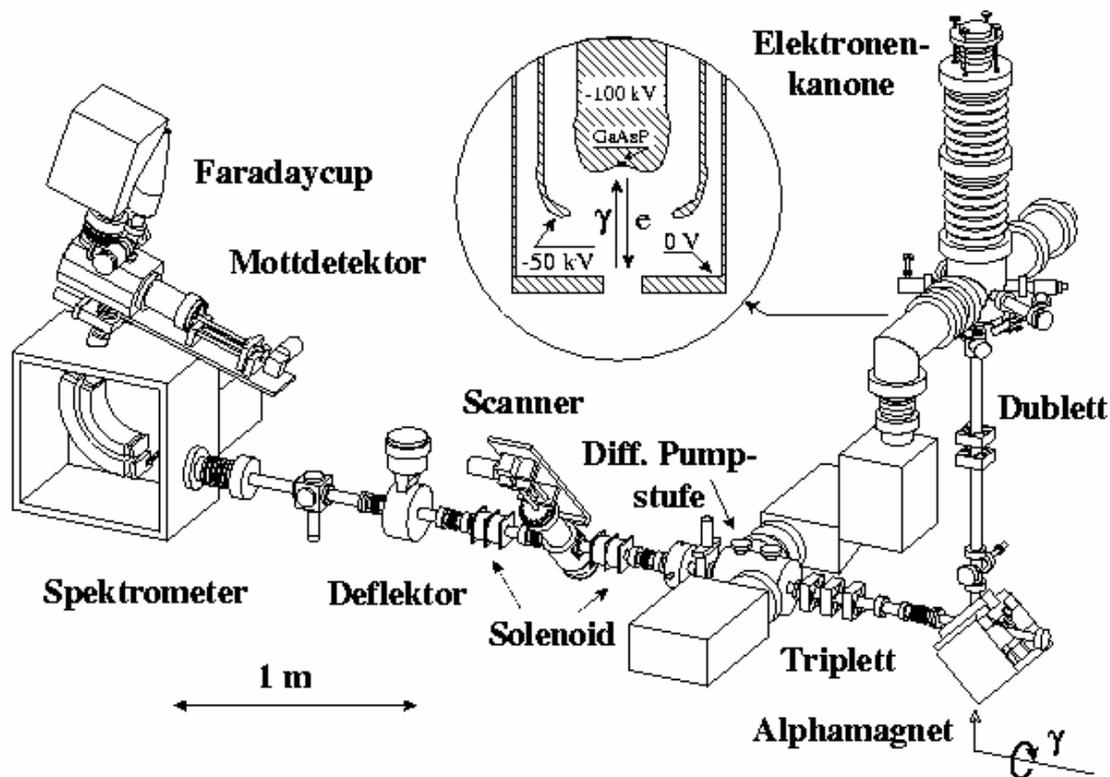


Abbildung 3.1: Testquellenlabor ohne UHV-Schleuse, Klystron und Lasersystem (aus [Har98])

In den nun folgenden Abschnitten werden das Lasersystem, die Elektronenkanone mit dem sich anschließenden Strahltransfersystem, der Deflektor und das aus Spektrometer/Spindrehler, Mottdetektor und Faraday-Cup bestehende Strahlstrom- und Polarisations-Analysesystem beschrieben.

### 3.1 Lichtoptischer Aufbau

Der Laserstrahl, der im d.c.-Mode oder gepulst betrieben werden kann, wird im Laserlabor, einem dem Quellenraum benachbarten Raum, erzeugt. Das Lasersystem besteht aus dem diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser<sup>6</sup>, welcher den eigentlichen Titan-Saphir-Laser-Resonator<sup>7</sup> mit dem Pumpstrahl versorgt. Eine ausführliche Beschreibung des Lasersystems ist in Referenz [Sch04] zu finden.

Das Lasersystem ist in der Lage Laserpulse von 150 fs Länge und einer Repetitionsrate von 76,54 MHz (32. Subharmonische der MAMI-HF-Masterfrequenz von 2,49 GHz) zu generieren. Die für die Pulsstrukturanalyse nötige Synchronisation auf die 32. Subharmonische des HF-Masters wird durch einen eingebauten Festfrequenzteiler erreicht. Mit Hilfe eines rückgekoppelten Lasersignals in einen Feedback-Regelkreis (siehe Abschnitt 3.3.4) wird durch Variation der Resonatorlänge der Laserpuls an die HF phasenstabil synchronisiert.

Eine schematische Darstellung des lichtoptischen Transfers vom Laser zur Kanone ist in Abbildung 3.2 skizziert.

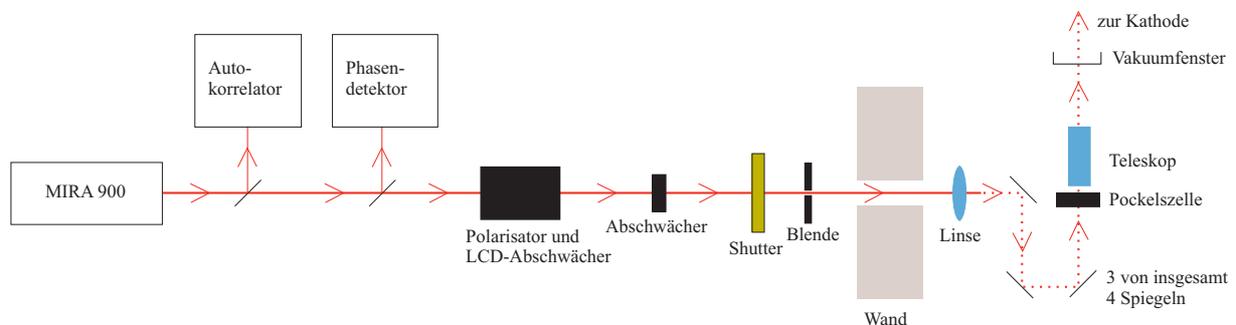


Abbildung 3.2: Schema des Lichtoptischen Aufbaus (aus [Wei04])

Nach dem Austritt aus dem Laser werden über zwei Strahlteiler Bruchteile des Laserlichts in den die Laserpulslänge messenden Autokorrelator und in das Phasendetektorsystem (siehe Abschnitt 4.2.1) gelenkt.

Durch einen LCD-Abschwächer, der in Abhängigkeit von der eingestellten Spannung die Polarisations Ebene dreht, ist es mithilfe eines Polarisators möglich, die benötigte Laserleistung nahezu stufenlos und ferngesteuert zu regulieren. Dahinter befindet sich ein Filterrad mit Neutralfilter mit 10facher, 100facher und 1000facher Abschwächung. Mit der Kombination aus diesen beiden Abschwächern sind Intensitäten zwischen 150 nW und 90 mW auf der Photokathode möglich.

Durch einen fernsteuerbaren Shutter kann der Laserstrahl vollständig abgeblockt werden. Den Aufbau im Laserlabor schließt eine kreisrunde Blende ab, die störende Reflexe abblockt und somit gewährleistet, dass der Laserstrahlfleck auf der Photokathode einen nahezu runden Querschnitt besitzt.

Im Quellenraum selbst wird der Laserstrahl nun über mehrere Ablenkspiegel, die speziell auf den Wellenlängenbereich des Lasers und auf den Transport von Femtosekundenpulsen abgestimmt sind, in eine weitere optische Bank, bestehend aus einer Pockelszelle und einem Teleskop, gelenkt. Diese optische Bank ist senkrecht unter dem Eintrittsfenster der polarisierten Quelle montiert. Die Pockelszelle ermöglicht ein schnelles Umschalten zwischen  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Licht, wodurch die Auswirkung der apparativen Asymmetrie des Polarisationsmessverfahrens auf die extrahierte physikalische Asymmetrie nahezu eliminiert wird ([Kes85], [Gay92]). Den

<sup>6</sup> Verdi V5, Coherent GmbH, Dieburg

<sup>7</sup> Mira 900 D, Coherent GmbH, Dieburg

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

Abschluss des Lichttransportsystems bildet das Teleskop, das den Laserspot auf die Photokathode fokussiert.

## 3.2 Elektronenkanone und Strahlführung

Die sich im Testquellenlabor befindliche Elektronenkanone PKAT (Polarisierter KAnonen-Testaufbau) wurde als exakte Kopie der am Beschleuniger verwendeten PKA1 aufgebaut, um unter betriebsnahen Bedingungen neue Kathodenmaterialien zu testen und grundlegende Eigenschaften der Photoemission spinpolarisierter Elektronen zu erforschen.

Ganz rechts in Abbildung 3.1 befindet sich die vertikal angeordnete Polarisierende Elektronenkanone. Der Laserstrahl wird unterhalb des Alphamagneten durch ein Vakuumfenster in das System gelenkt und auf die Kathode fokussiert. In dem kreisförmigen Vergrößerungsabschnitt in der Mitte der Zeichnung erkennt man die triodenartige Struktur der Elektronenkanone. An der Photokathode liegt ein Potential von -100 kV an, der Vakuumtopf befindet sich auf Erdpotential, so dass die aus der Photokathode austretenden Elektronen auf eine kinetische Energie von 100 keV beschleunigt werden. Dazwischen liefert eine Mittelelektrode auf -50 kV die nötige Feldformung.

Die Quantenausbeute, d.h. der emittierte Photoelektronenstrom pro eingestrahlt Laserleistung und die Lebensdauer der Kathode hängen sehr empfindlich vom Zustand der Kristalloberfläche ab. Ein UHV-Vakuum von einigen  $10^{-11}$  mbar und eine Transmission der Elektronen innerhalb der Quelle und des ersten Strahlführungsabschnitts von nahezu 100% sind die Voraussetzung für einen Langzeitbetrieb einer GaAsP-Quelle.

Aufgrund seiner endlichen Emittanz wird ein Elektronenstrahl auseinander laufen. Man benötigt daher elektronenoptische Elemente um den Strahl gebündelt durch das Transfersystem zu fädeln. Der die Kanone verlassende divergente Strahl wird zunächst von einem Quadrupoldublett gebündelt und auf den Alphamagneten fokussiert, welcher den Strahl um  $270^\circ$  in die Horizontale umlenkt. Mit einem Quadrupoltriplett wird der vom Alphamagneten und Quadrupoldublett erzeugte Astigmatismus korrigiert. Zwei Doppelsolenoiden fokussieren den Strahl auf den Eingangsspalt des Toruskondensators, um den für die Phasenauflösung notwendigen Strahldurchmesser von 0,5 mm zu erzeugen. Im Fokus des ersten Doppelsolenoids befindet sich ein Linearscanner zur Strahlqualitätskontrolle. Er ist mit zwei Leuchtschirmen zur Strahlagekontrolle, einem Faraday-Cup zur Messung des Strahlstroms und drei Wolframdrähten zur Abtastung des Strahlprofils bestückt. Weitere Details des Aufbaus und der Anbindung an das Kontrollsystem können Referenz [Dom92, Ste93] entnommen werden.

## 3.3 Polarisationsmessung

### 3.3.1 Spindrehher

Um die Polarisation der Elektronen mit Hilfe der Mott-Streuung bestimmen zu können, muss die in der Photokathode erzeugte longitudinale Polarisation in eine transversale umgeformt werden, da wegen der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung nur Polarisationsanteile senkrecht zur Streuebene eine von Null verschiedene Analysierstärke besitzen (siehe Abschnitt 2.4). Hierzu wurde vor dem Mottpolarimeter ein elektrostatischer Toruskondensator aufgebaut [Köb94, Ste94].

Mit dem von Bargmann, Michel und Telegdi hergeleiteten Ausdruck für die Spinpräzession in makroskopischen elektromagnetischen Feldern [Bar59] berechnet man den erforderlichen

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

Ablenkwinkel für einen 100 keV Elektronenstrahl zu  $107,7^\circ$ . Der Polarisationsvektor präzediert gleichzeitig nur um  $17,7^\circ$ , so dass er hinter dem Toruskondensator senkrecht zur Impulsrichtung steht.

Man kann gleichzeitig die Dispersion des Aufbaus für die Messung der longitudinalen, kinetischen Energieverteilung nutzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Toruskondensator jedoch ausschließlich als Spinrotator für die Polarisationsmessung verwendet.

#### 3.3.2 Mottdetektor

Zur Polarisationsmessung dient der hinter dem Toruskondensator aufgebaute Mottdetektor. Das Konzept seines mechanischen Aufbaus basiert auf dem von T. Dombo entwickelten Linearscannern [Dom92], wobei die beiden Diagonaldrähte und ein Leuchtschirm durch einen Träger für fünf Goldfolien ersetzt wurden. Die Streuebene wird durch zwei Halbleitersperrschicht-Detektoren beiderseits der Strahlachse definiert, die durch eine Modifikation in das Gehäuse integriert wurden. Der Streuwinkel in der Ebene wird durch das Maximum der Shermanfunktion bei einer Elektronenenergie von 100 keV zu  $120^\circ$  festgelegt (Abbildung 3.3). Ein Leuchtschirm dient zur Strahldiagnose.

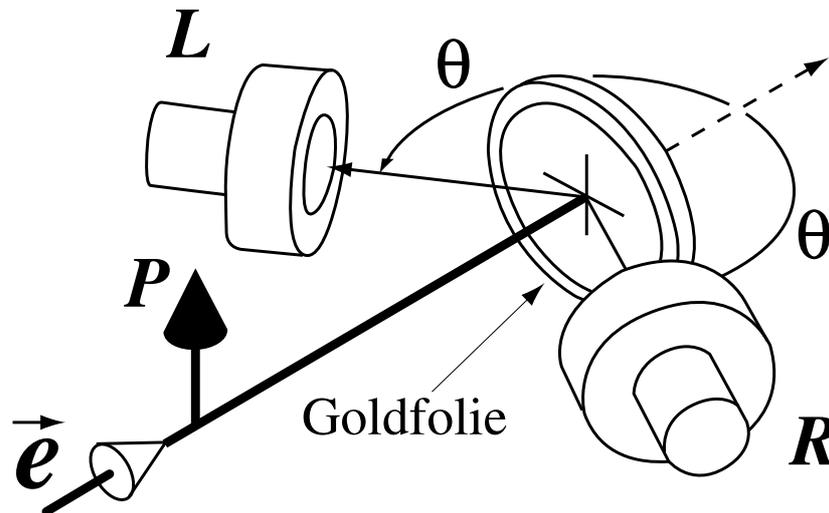


Abbildung 3.3: Streugeometrie

Abbildung 3.4 zeigt den Längs- und den Querschnitt durch den Mottdetektor (aus [Har98]).

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

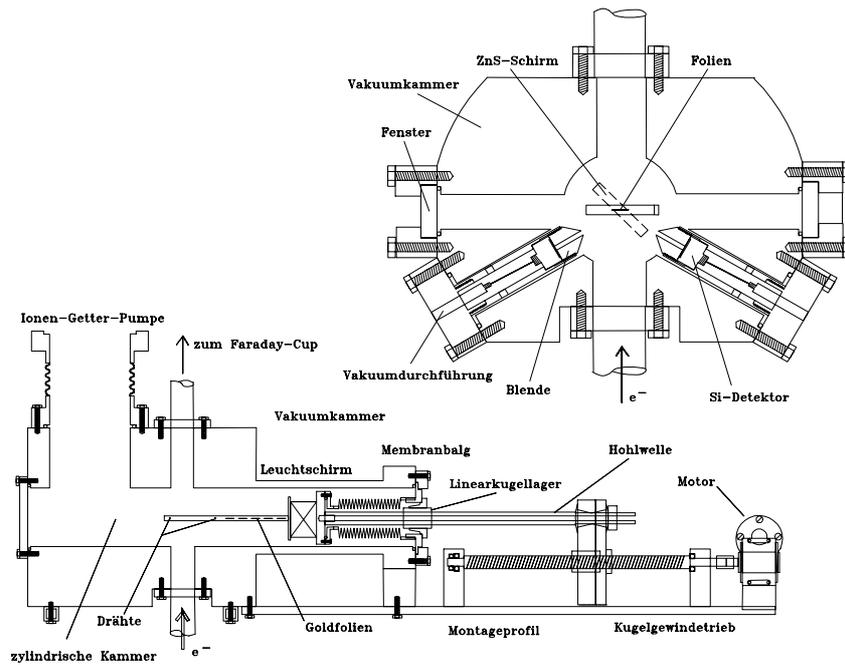


Abbildung 3.4: Längsschnitt und Querschnitt des Mott-Polarimeters (aus [Har98])

Der Längsschnitt durch den Mottdetektor in Abbildung 3.4 zeigt die Vakuumkammer, die mit dem Montageprofil verbunden die Verfahrensvorrichtung des Linearscanners trägt. Es können linear ein ZnS-Schirm und fünf Goldfolien in den hier von unten kommenden Elektronenstrahl positioniert werden. Eine Ionen-Getter-Pumpe sorgt für ein gutes Vakuum ( $10^{-8}$  mbar) in der Nähe des Mott-Polarimeters.

In der Querschnittszeichnung des Mottdetektors erkennt man die beiden unter  $120^\circ$  positionierten Si-Sperrschichtdetektoren. Die Sperrspannungszuführung und Signalauslese werden über eine Vakuumdurchführung vorgenommen. Eine Aluminiumblende engt den Raumwinkel ein, unter dem die Elektronen betrachtet werden. Ein Fenster dient der Beobachtung des Elektronenstrahls auf dem ZnS-Schirm mit einer Videokamera, ein weiteres daneben der Beleuchtung des Schirms (nicht in der Abbildung zu sehen).

#### 3.3.3 Faraday-Cup

Zur Messung des durch die Strahlführung transmittierten Stroms wird ein Faraday-Cup am Ende der Strahlführung verwendet. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.5 skizziert.

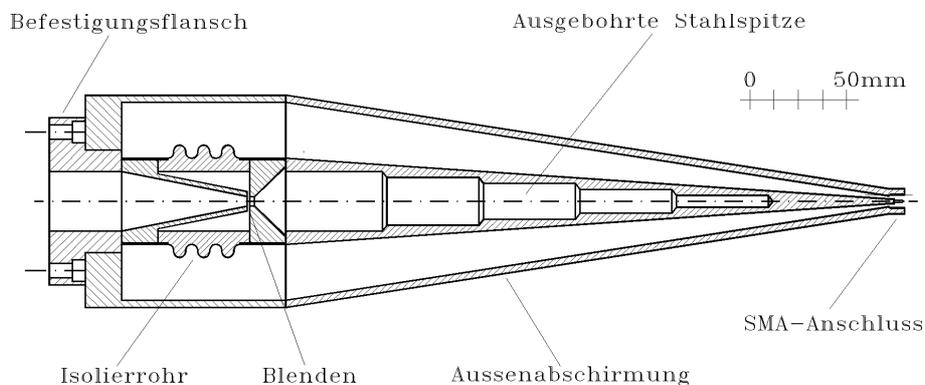


Abbildung 3.5: Skizze des Faraday-Cups (aus [Hof93])

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

Der Aufbau unterdrückt die Rückstreuung von Sekundärelektronen und erlaubt damit eine sehr genaue Messung des Strahlstroms. Er wird mit einem Pikoampèremeter über einen ADC vom Kontrollsystem ausgelesen.

#### 3.3.4 Deflektorsystem

Abbildung 3.6 zeigt das Prinzip zur zeitaufgelösten Messung der Polarisations- und Strahlstromintensitätsverteilung der Elektronenpulse.

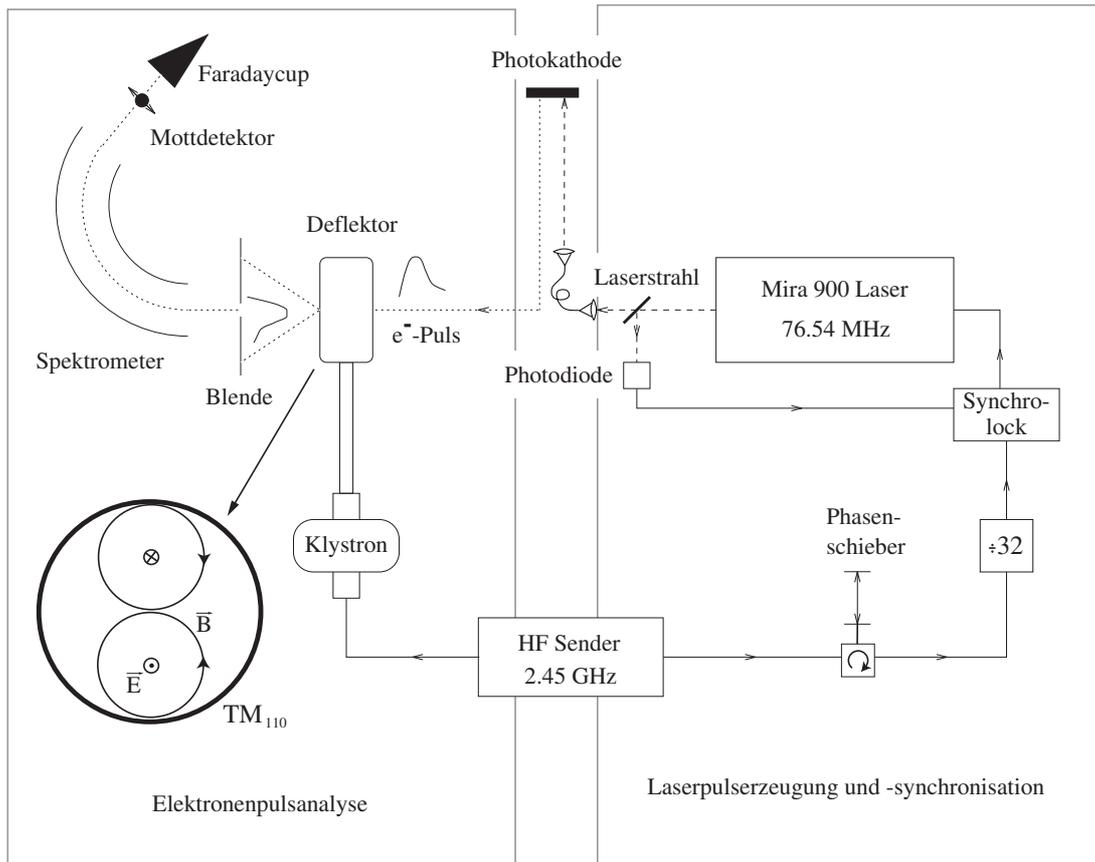


Abbildung 3.6: Schema des Messprinzips für zeitaufgelöste Messungen (aus [Har98])

Da in dieser Diplomarbeit auch die Polarisation bei Pulsung des Elektronenstrahls zeitaufgelöst gemessen werden soll, muss eine Möglichkeit geschaffen werden, die Phasenlage eines Elektrons relativ zur Sollphase zu messen. Die im Mottanalysator verwendeten Si-Sperrschicht-Detektoren haben, wie die meisten anderen Detektoren auch, eine zu geringe Auflösung um Details bei ca. 40 ps langen Pulsen bei einer Repetitionsrate von 2,449 GHz zu messen. Um diese Zeitstruktur auflösen zu können wird ein Deflektorresonator verwendet. Dies ist ein Hohlraumresonator, in welchem eine  $TM_{110}$ -Welle angeregt wird. Der Resonator ist so gebaut, dass das B-Feld sich nur in der in Abbildung 3.6 gezeigten Weise ausbilden kann. Mit dem im Resonator erzeugten in der Amplitude variierenden B-Feld, wird der Elektronenstrahl über eine 20  $\mu\text{m}$  Blende am Eintritt des Toruskondensators „gewedelt“. Synchronisiert man jetzt die Pulsfrequenz des Lasers auf die Wedelfrequenz des Deflektors, kann man den Elektronenpuls durch Verstimmen der Phase zwischen Laser und Deflektor über die Blende bewegen. Diese Kopplung zwischen Laser und Deflektor erreicht man, indem man das Signal des Hochfrequenzsenders, das im Klystron verstärkt wird, gleichzeitig zum so genann-

### 3 Aufbau der Testquelle polarisierter Elektronen

ten Synchro-lock des Pulslasers sendet. Da der hier verwendete Pulslaser mit 76,54 MHz Pulswiederholungsfrequenz betrieben wird, was der 32. Subharmonischen der Wiedelfrequenz entspricht, muss das 2.45 GHz-Signal des Hochfrequenzsenders durch 32 geteilt werden; d.h. es wird nur alle 32 Wedelzyklen ein Puls generiert. Im Synchro-lock wird diese Frequenz mit der Pulswiederholrate des Lasers synchronisiert. Die Verstimmung der Pulswiederholrate des Lasers erreicht man durch Verändern der Resonatorlänge. Um die Resonatorlänge zu verändern verwendet man einen Piezo-Kristall, der einen Endspiegel des Lasers linear bewegen kann. Damit ist die Repetitionsrate des Lasers zunächst auf die Klystronfrequenz abgestimmt. Der Elektronenpuls wird nun aktiv stabilisiert, indem die Elektronik des Synchro-lock-Systems Abweichungen von der festgestellten Phase durch entsprechende Resonatorlängenveränderungen kompensiert.

Die Referenzphase kann durch einen Phasenschieber außerhalb des Regelkreises verändert und so der Elektronenpuls über die Schlitzblende bewegt werden. Die zeitliche Ablage des Elektronenpulses ist in eine leicht zu messende eindimensionale räumliche Ablage transformiert worden. Bei der vorgegebenen Referenzfrequenz von 2,449 GHz entspricht die Variation des Phasenschiebers um ein Grad einem Zeitintervall von 1,13 ps.

Da der Elektronenstrahl einen endlichen Durchmesser hat, werden Anteile des Strahls nicht exakt mittig durch den Deflektorresonator laufen. Durch das E-Feld, welches nur in der Mitte über alle Zeiten Null ist, werden diese Randgebiete des Strahls beschleunigt, bzw. verzögert. Da der Toruskondensator energiewahlend ist, wird der Elektronenstrahl aufgeweitet. Bei der Polarisationsmessung kann es durch diese starke Verbreiterung des Elektronenstrahls zu Problemen kommen. Trifft der Elektronenstrahl anstatt auf das Target auf den Aluminiumträger, so wird die Asymmetriemessung verfälscht.

## 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

### 4.1 Verkleinerung des systematischen Fehlers

Wie in Kapitel 1 schon erwähnt wurde besteht eine der Aufgabenstellungen dieser Arbeit darin, den systematischen Fehler der Polarisationsmessung zu minimieren. Dies erfordert eine Neukalibrierung des Mottpolarimeters.

Die gemessene experimentelle Asymmetrie wird durch mehrfach elastisch gestreute Elektronen im Target abgesenkt, so dass die Asymmetrie der Einzelstreuung nur durch eine sorgfältige Extrapolationsprozedur gegen die Foliendicke Null genau festgelegt werden kann ([Ste94]). [Gay92] zeigt auf, dass dies für einen Mottpolarimeter des hier verwendeten Typs mit einer relativen Genauigkeit von  $\Delta P/P=1\dots 2\%$  möglich ist.

Die Arbeit von Bermuth [Ber96] hat dies für den hier vorliegenden Polarimeter geleistet; der von ihm ermittelte Fehler von  $4.3\%$  ist aber nicht nachvollziehbar und beruht vermutlich auf einer Fehlinterpretation der apparativen Asymmetrie. Daher muss die Foliendickenextrapolation wiederholt werden. Dabei ergibt sich zunächst das Problem, dass die für eine Eichung des Mottpolarimeters erforderliche Anzahl der Goldfolien zu Beginn dieser Arbeit nicht zur Verfügung stehen.

#### 4.1.1 Beschaffung neuer Folien

Da zu Beginn dieser Arbeit nur noch zwei der ursprünglich vorhandenen fünf Goldfolien intakt waren, wurden verschiedene Möglichkeiten erörtert, auf welche Weise man am effizientesten neue geeignete Folien beschaffen könnte. Zur Auswahl standen die selbstständige Herstellung in einem der Physikalischen Institute und die kommerzielle Beschaffung von außerhalb der Universität.

Da schnell klar wurde, dass das Institut nicht über die nötige Infrastruktur zur Folienherstellung verfügte (viele der Geräte, die zur Herstellung der alten Folien verwendet wurden, waren inzwischen defekt oder ausgemustert) fiel die Wahl nach kurzen Verhandlungen auf die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Die GSI besitzt bereits die nötige Infrastruktur und die Erfahrung, da sie die von uns gewünschten Goldtargets für ihre eigenen Beschleuniger quasi täglich herstellt. Die GSI war zudem in der Lage, die Folien innerhalb eines Monats und kostenfrei zu beschaffen, so dass die Wahl nicht sonderlich schwer fiel. An dieser Stelle möchte ich mich noch einmal herzlich bei Frau Dr. Lommel bedanken, die sich stets hilfsbereit zeigte und sich unbürokratisch um meine Anliegen kümmerte.

Für die Herstellung der Folien wird Kohlenstoff mit einer Massenbelegung von  $12\text{-}13\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (entsprechend einer Dicke von  $55\ \text{nm}$ ) auf ein wasserlösliches Substrat (Betainsaccharose) gedampft. In einem Wasserbad wird das Substrat aufgelöst und die aufschwimmenden Kohlenstofffolien werden mit Targethaltern (Durchmesser  $10\ \text{mm}$ ) „herausgefischt“ und dort fixiert. Anschließend wird die Goldschicht in den gewünschten Dicken auf den Kohlenstoff aufgedampft.

## 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

Insgesamt wurden von der GSI 14 Folien beschafft: Je zwei Folien mit Massenbelegungen von 13, 21, 44, 75, 165 und 325  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Gold auf Kohlenstoff (entsprechende Dicken: 7, 11, 23, 39, 85 und 168 nm) und zusätzlich zwei Folien mit reinem Kohlenstoffsubstrat für Untergrundmessungen.

Es wurden nun 4 Goldtargets mit Massenbelegungen von 21, 44, 75 und 165  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  und eine Folie mit reinem Kohlenstoffsubstrat gewählt und in den Linearscanner des Mott-Detektors eingebaut (Abbildung 4.1). Der besseren Übersicht wegen sind die eingebauten und für die folgenden Experimente verwendeten Folien in Tabelle 4.1 aufgelistet; die darin verwendete Nummerierung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit beibehalten.

Folien- Nummer	Position im Linear- scanner	Massenbelegung [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Dicke [nm]
1	114 mm	21	11
2	94 mm	44	23
3	74 mm	75	39
4	54 mm	165	85
5	34 mm	0	0

Tabelle 4. 1: Die neuen Folien



Abbildung 4.1 Die neuen Targets im Mott-Linearscanner

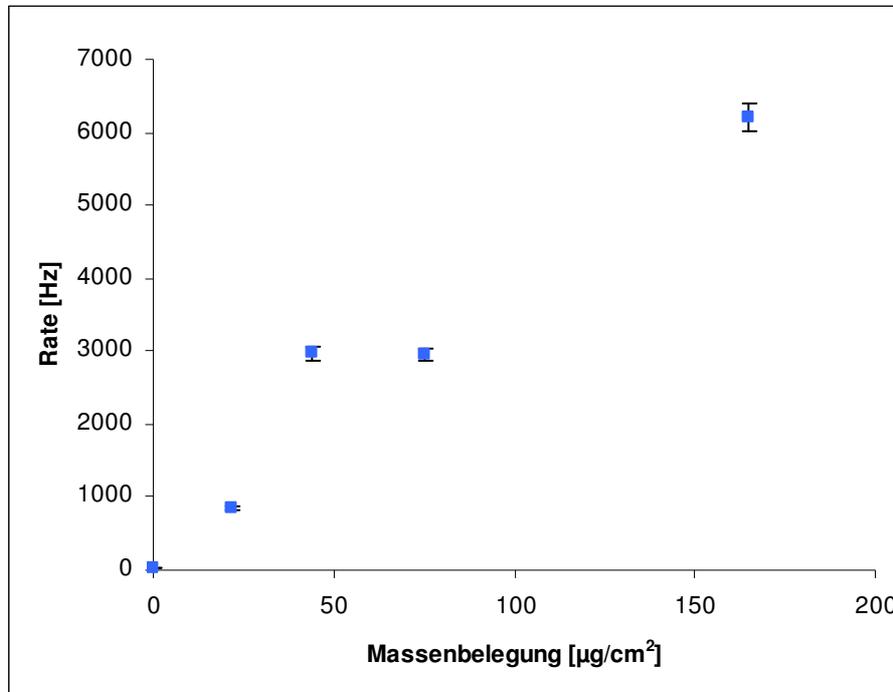
### 4.1.2 Probleme mit den neuen Targets

Nachdem die Positionen der einzelnen Folien im Linearscanner des Mottdetektors bestimmt waren, wurden erste Messungen durchgeführt um die Foliendickenextrapolation vorzuberei-

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

ten. Bereits diese ersten Messungen lieferten hinsichtlich der von der GSI angegebenen Massenbelegungen widersprüchliche Ergebnisse.

Die bei den einzelnen Folien bei konstantem Strahlstrom gemessenen Raten sollten sich proportional zur angegebenen Massenbelegung verhalten. Trägt man also die Rate gegen die Massenbelegung auf, so sollte sich ein linearer Kurvenverlauf zeigen. Tatsächlich gemessen wurde aber der in Abbildung 4.2 gezeigte Verlauf.



**Abbildung 4.2: Nichtlinearer Zusammenhang zwischen Massenbelegung und Rate**

Die Massenbelegung der Folie 2 stimmt offensichtlich nicht mit der von der GSI angegebenen Massenbelegung überein und kann daher nicht in eine Foliendickenextrapolation miteinbezogen werden, da die tatsächliche Dicke der Folie 2 nicht bekannt ist.

Erwähnenswert ist bei dieser Messung noch die sehr geringe Rate des reinen Kohlenstofftargets (entspricht einem Target mit der Massenbelegung Null). Der Untergrund des Goldträgers trägt bei der dünnsten eingebauten Folie nur 3 % zur Gesamtrate bei.

Um Erkenntnisse über die tatsächlichen Dickenverhältnisse der Folien untereinander zu erlangen wurde eine Absorptionsspektroskopie der nicht in den Detektor eingebauten Folien, darunter auch die „Zwillingsfolien“ der sich im Detektor befindlichen Targets durchgeführt. Das Ergebnis dieser spektralen Absorptionsspektroskopie zeigt Abbildung 4.3

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

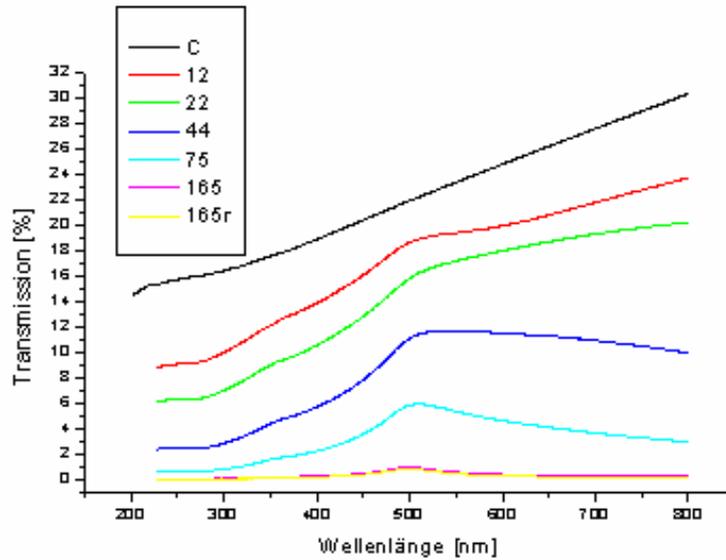


Abbildung 4.3: Transmission der Targets als Funktion der Wellenlänge

Trägt man hier bei der Wellenlänge mit maximaler Transmission den negativen Logarithmus der Transmission gegen die von der GSI angegebene Massenbelegung von Gold auf, so erhält man den in Abbildung 4.4 gezeigten Verlauf, was auf eine korrekte Angabe der relativen Dickenverhältnisse der einzelnen Folien untereinander schließen lässt. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den Messergebnissen wie sie in Abbildung 4.2 zu sehen sind, wonach Folie 2 dieselbe Dicke wie Folie 3 aufweisen sollte. Aus der spektroskopischen Untersuchung der „Zwillingsfolien“ konnten also keine Erkenntnisse über das widersprüchliche Raten-Dicken-Verhältnis gewonnen werden.

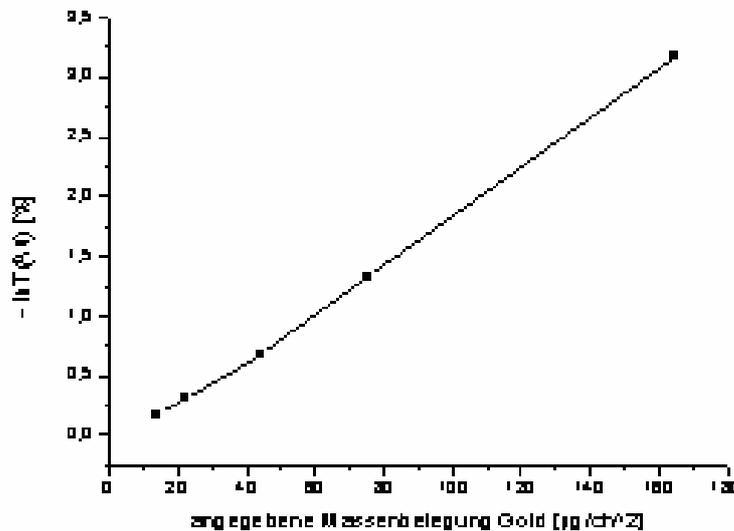


Abbildung 4.4: Spektroskopische Untersuchung der „Zwillingsfolien“

### 4.1.3 Foliendickenextrapolation

Um dennoch Experimente mit den neu eingebauten Targets durchführen zu können wurde entschieden, für die zunächst anstehende Foliendickenextrapolation auf Folie 2 zu verzichten und nur die Folien 1, 3 und 4 zu verwenden, deren Massenbelegungs-Raten-Verhältnis einen annähernd linearen Verlauf besitzt (Abbildung 4.5).

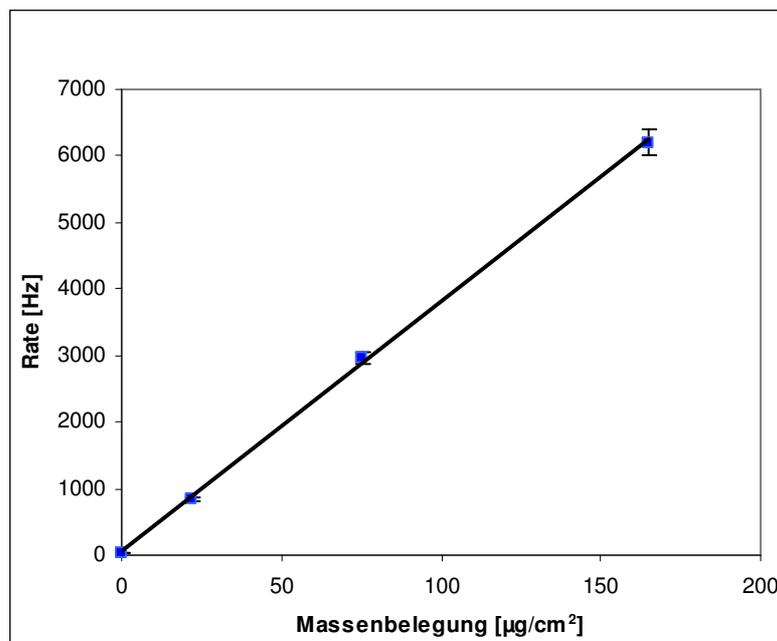


Abbildung 4.5: Linearer Verlauf der Raten-Massenbelegungs-Beziehung ohne Folie 2

Es wurde für die nun durchgeführte Foliendickenextrapolation bei konstant gehaltenem Strahlstrom die zur Foliendicke proportionale Rate<sup>8</sup> der einzelnen Folien jeweils gegen die dort gemessene Asymmetrie aufgetragen.

Es ergab sich bei allen durchgeführten Foliendickenextrapolationen für die Asymmetrie bei Foliendicke Null eine um etwa 20 % niedrigere Asymmetrie im Vergleich zu früheren Messungen.

Beispielhaft hierfür wird eine Messung in Abbildung 4.6 gezeigt. Die für diese Messung verwendete Photokathode ist ein Strained Layer Kristall, dessen Polarisation aus zahlreichen früheren Messungen an der Testquelle mit den alten Folien bekannt ist und etwa 80 % beträgt. Dies entspricht bei der im verwendeten Mottdetektordesign erwarteten Analysierstärke von 0,398 einer Asymmetrie von 32 %. Bei der in Abbildung 4.6 dargestellten Messung erhält man bei der Foliendickenextrapolation aber nur einen Wert von etwa 25 % Asymmetrie.

<sup>8</sup> Die Energieauflösung der Detektoren reicht für diese Targetdicken nicht aus, um Elektronen aus großen Tiefen durch ihre Bethe-Bloch Energieverluste zu diskriminieren.

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

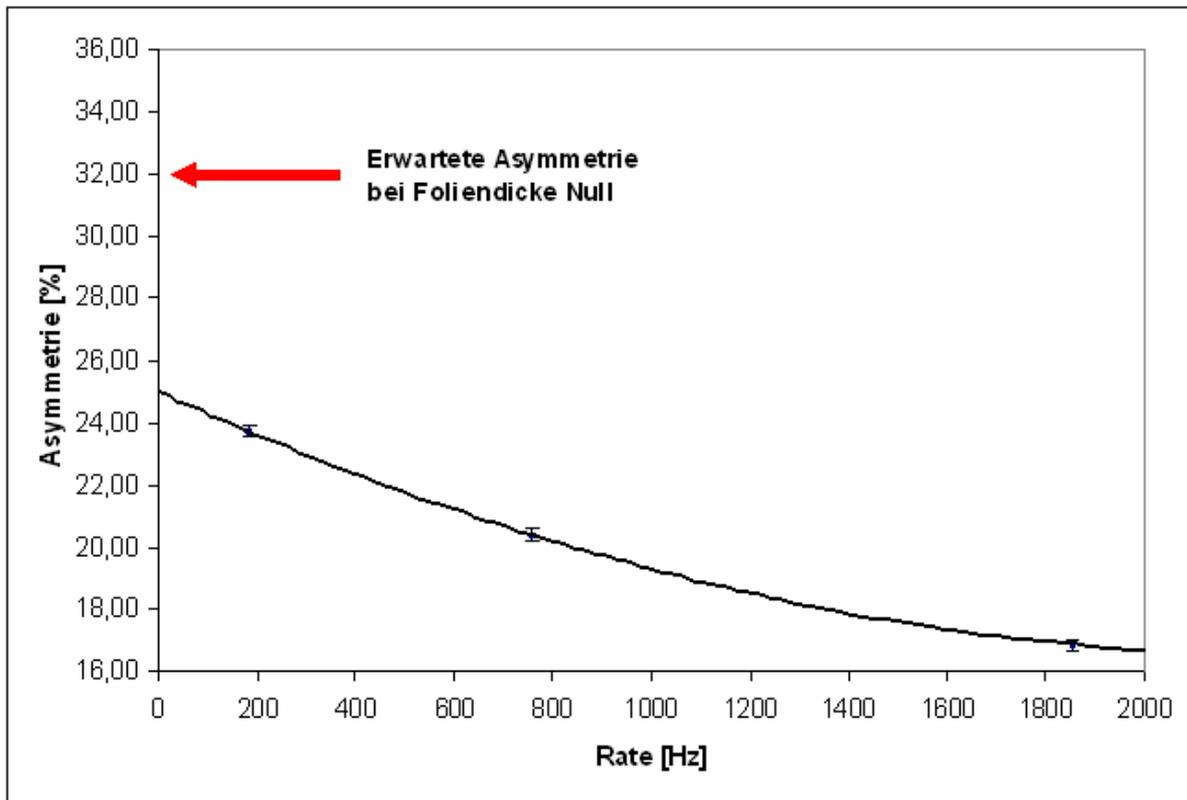


Abbildung 4.6: Vergleich der Foliendickenextrapolation mit früherem Ergebnis

Daraus ergibt sich, dass nicht nur die relativen Massenbelegungsangaben der einzelnen Folien in Frage gestellt werden müssen, sondern auch die für einen Mottdetektor geforderten Eigenschaften (insbesondere die Homogenität der Folienoberflächen) näher untersucht werden müssen.

Für die hierzu notwendige Untersuchung der Morphologie der Goldtargets war Frau Anja Dion von der Gruppe Adrian aus dem Institut für Physik der Universität Mainz so freundlich, mir mit ihrer Erfahrung in der Elektronenmikroskopie Hilfestellung zu leisten. Die Zwillingsfolien zu den im Detektor eingebauten Folien wurden mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops vergrößert. Die Resultate sind in den folgenden Abbildungen beispielhaft für die  $22 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Folie zu sehen.

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

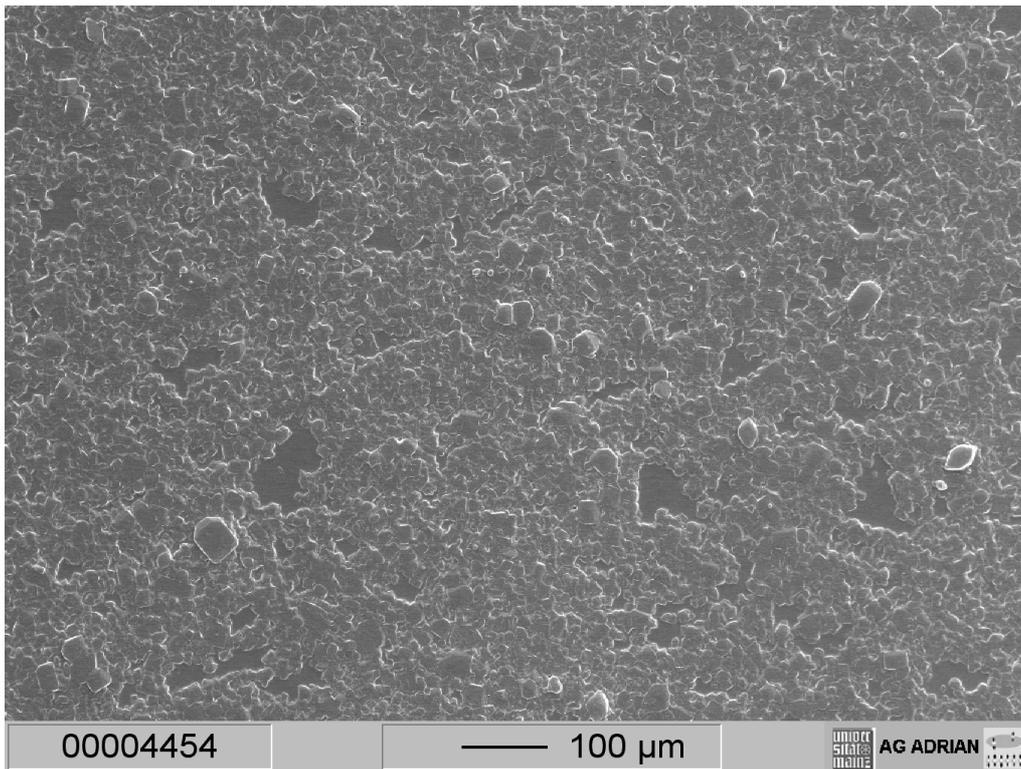


Abbildung 4.7: REM-Aufnahme der 11 nm-Folie (100fache Vergrößerung)

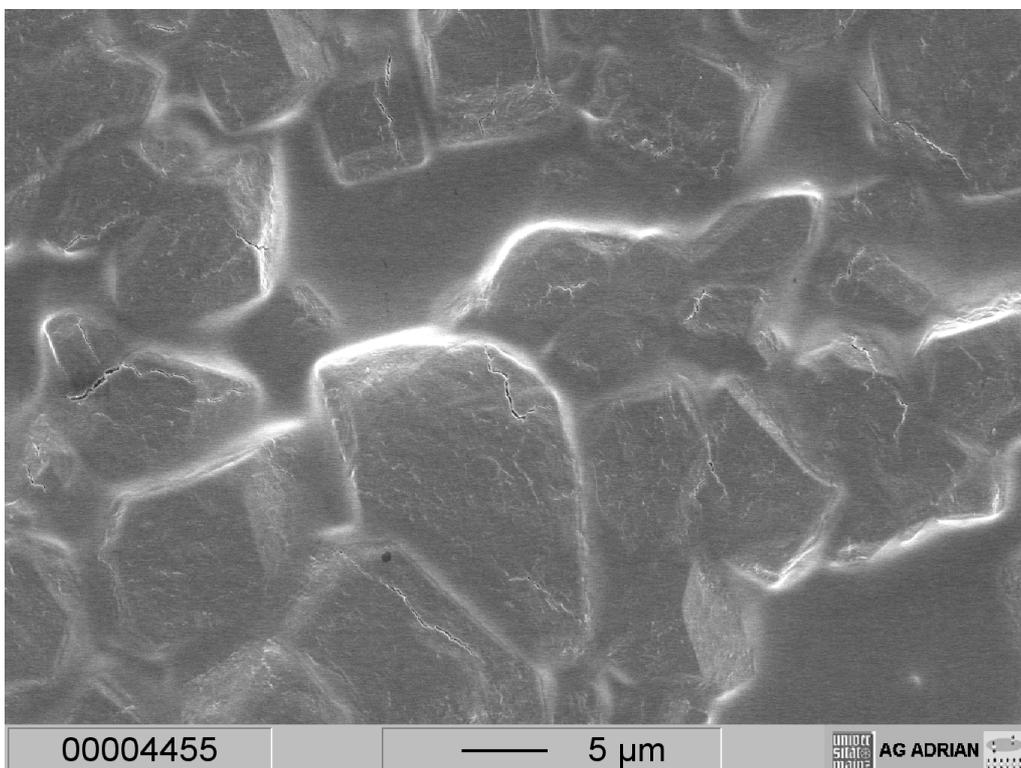


Abbildung 4.8: REM-Aufnahme der 11 nm-Folie (200fache Vergrößerung)

Die Oberfläche der Goldfolien ist eindeutig inhomogen in ihrer Oberflächenmorphologie. An den Stellen, an denen der Kohlenstoff sichtbar mit Gold bedampft wurde, erkennt man mehre-

## 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

re Schichten von übereinander liegenden Goldkristallen („Goldnuggets“), während auf geschätzten 5 % der Oberfläche überhaupt keine Beschichtung nachweisbar ist.

Bei der Foliendickenextrapolation muss auf Homogenität Wert gelegt werden ([Gay92]). Die REM-Aufnahmen zeigen jedoch eine völlig undefinierte Oberfläche, deren Morphologie zudem noch für verschiedene Dicken unterschiedlich ist.

Wegen der unklaren Verhältnisse kann kein zuverlässiger Korrekturfaktor für den Einfluss der Foliengeometrie ermittelt werden, so dass eine Absolutkalibration des Mottpolarimeters mit diesen Targets nicht möglich ist.

Somit kann aber auch die Untersuchung und Verkleinerung des systematischen Fehlers im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden.

Es ist jedoch hervorzuheben, dass alle bisher durchgeführten Messungen reproduzierbar waren. Wenn auch keine Absolutwerte für die Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt werden konnten, so sind doch weiterhin Relativmessungen der Asymmetrien durchführbar, was die nun folgenden Teile dieser Arbeit ermöglicht.

### **4.2 Verkleinerung des statistischen Fehlers bei zeitaufgelösten Messungen**

Um bei zeitaufgelösten Asymmetriemessungen signifikante Ergebnisse zu erzielen müssen am Versuchsaufbau der Mottpolarimetrie Veränderungen durchgeführt werden um die zu Beginn dieser Arbeit störenden hohen statistischen Fehler sowohl auf der Zeit- bzw. Phasenskala als auch der Asymmetrie zu verkleinern. Dabei muss zum einen gewährleistet sein, dass die Phase für die Dauer einer Messung nahezu konstant gehalten werden kann, zum anderen muss die Rate erhöht werden um die langen Messzeiten am Anfang und Ende des Bunchs zu verkürzen.

#### **4.2.1 Phasenkontrolle**

In ihrer Diplomarbeit hat M. Weis unter anderem Phasenjittermessungen durchgeführt um zu untersuchen, mit welcher Genauigkeit und Effizienz die Synchro-Lock-Einheit des Lasersystems die Phasenlage stabilisiert. In Abbildung 4.9 ist der Aufbau des Phasendetektorsystems zur Phasenjittermessung dargestellt. Er basiert im Wesentlichen auf dem Prinzip, mit dem die Synchro-Lock-Einheit ihr Regelsignal generiert.

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

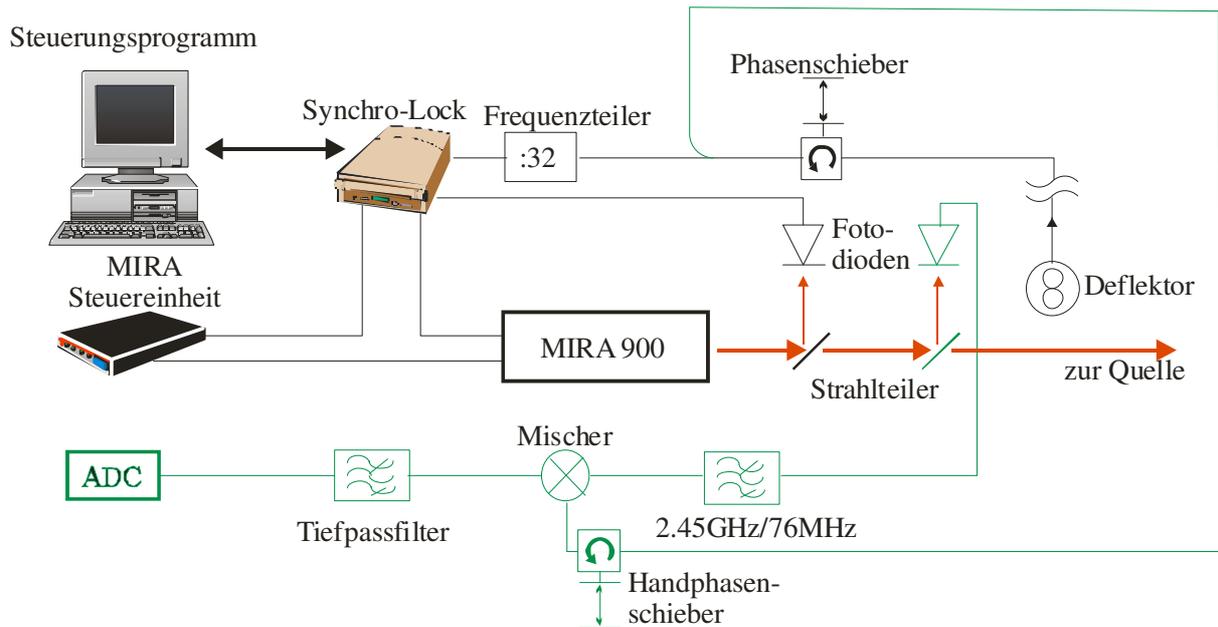


Abbildung 4.9: Aufbau des Phasendetektorsystems (nach [Wei04])

Das HF-Referenzsignal für das Phasendetektorsystem wird am vom MAMI-Master gespeisten Deflektor ausgekoppelt. Über einen motorisierten Phasenschieber und einen 1:32-Abwärtsteiler gelangt es zur Synchro-Lock-Einheit. Die rechnergestützte Einheit ist für die Phasenlage und Phasenstabilität des mit 76 MHz gepulsten MIRA 900 Lasers verantwortlich. Sie erhält ihr Feedback-Signal von einer Photodiode, die von einem mit einem Strahlteiler ausgekoppelten Teil des Strahls zur Quelle versorgt wird. Das Referenzsignal einer zweiten strahlteilerangekoppelten 7 GHz Photodiode gelangt über einen 2,45 GHz Bandpass zu einem Mischer, der es mit dem phasenjustierten HF-Referenzsignal mischt. Da nur der niederfrequenten Anteil des Phasendifferenzsignals interessiert, gelangt das Mischersignal über einen Tiefpass zu einem Analog/Digitalwandler, der es digitalisiert und damit für die weitere digitale Signalverarbeitung verfügbar macht.

Man erhält für den niederfrequenten Anteil wegen  $\omega_1 = \omega_2$  die zur Phasendifferenz  $\varphi(t)$  proportionale Größe  $U$ :

$$U = U_1 \cos(\omega_1 t) \cdot U_2 (\omega_2 t - \varphi(t)) = U_1 U_2 \cdot \cos(\varphi(t))$$

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

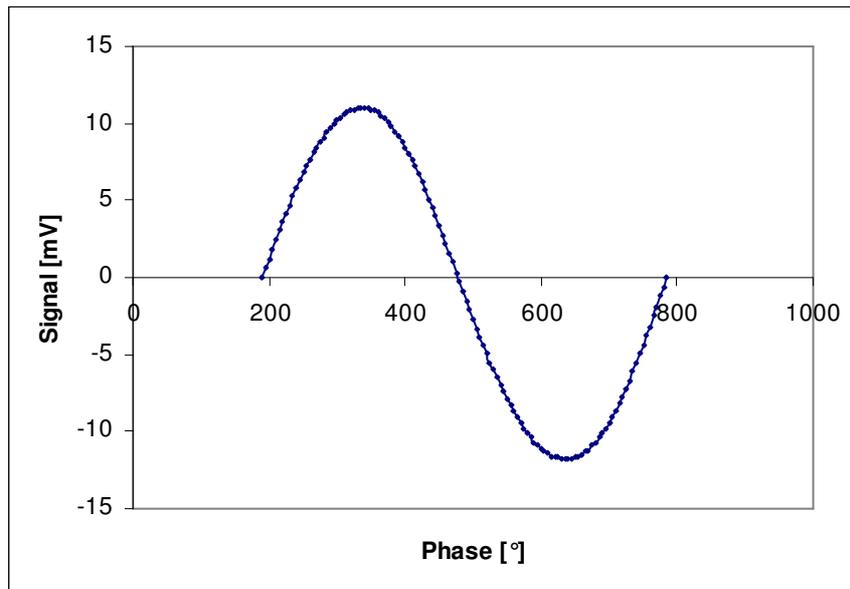


Abbildung 4.10: Eichkurve des Handphasenschiebers

In Abbildung 4.10 ist der sinusförmige Verlauf des Ausgangssignals des Mischers in Abhängigkeit von der Phasenlage zwischen Deflektor und Laser dargestellt. Als Arbeitspunkt wählt man den Ort größter Steigung, das heißt den Null-Durchgang der Sinusfunktion, da hier das Signal annähernd linear von der Phase abhängt:

$$U = U_1 U_2 \cdot \cos(\varphi(t)) \Big|_{\varphi(t)=\frac{\pi}{2}} \approx U_1 U_2 \cdot \varphi(t)$$

Die dargestellte Eichkurve ergibt im Null-Durchgang eine Steigung von 0,2 mV pro Grad. Da das Ausgangssignal des Mischers von der Intensität des Photodiodensignals abhängt, muss vor jeder Messung die Steigung im Null-Durchgang des Phasenschiebers bestimmt und so die Phasenmessung geeicht werden.

Mit dem Handphasenschieber kann man nun während der Dauer einer Polarisationsmessung die Phase durch Nachjustieren annähernd ( $\pm 0,5^\circ$ ) konstant halten.

#### 4.2.2 Erhöhung der Rate

Um die Raten im Mottdetektor zu erhöhen wurden die Blendenöffnungen der beiden Si-Sperrschicht-Detektoren von 2 mm Durchmesser auf 8mm Durchmesser vergrößert und somit die wirksame Detektorfläche versechzehnfacht. Hierbei wird erwartet, dass die Rate um den Faktor 16 erhöht wird und dadurch der angestrebte statistische Fehler in einer 16fach kürzeren Messzeit erreichbar ist.

Die mit Vergrößerung der Blendenöffnungen einhergehende Erhöhung der Rate birgt jedoch mögliche Probleme. Diese sollen im Folgenden näher erörtert werden.

*Analysierstärke:* Durch die Vergrößerung der Blendenöffnungen wird die Raumwinkelakzeptanz der Detektoren erhöht. Da die Analysierstärke eine vom Streuwinkel abhängige Funktion darstellt muss zunächst überprüft werden, inwiefern die Vergrößerung des vom Detektor „gesehenen“ Raumwinkels die Shermanfunktion verändern wird.

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

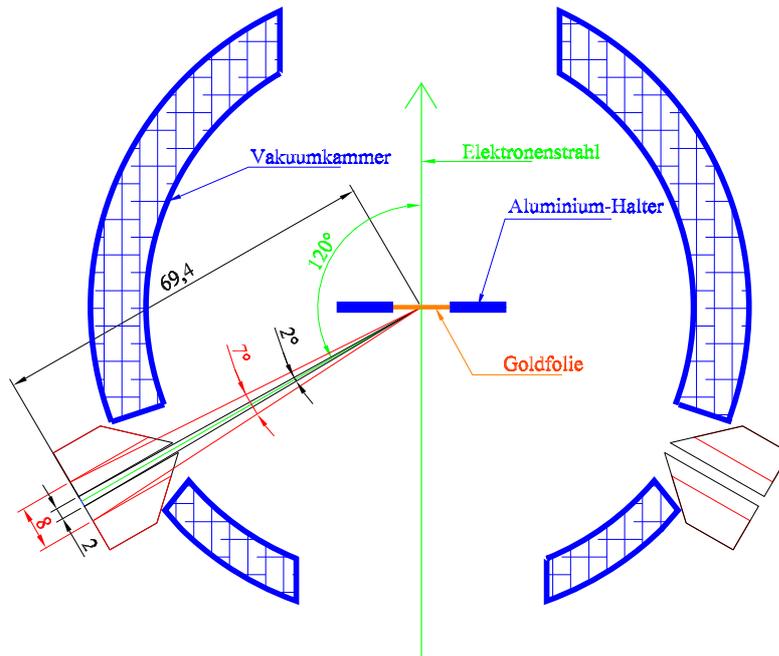


Abbildung 4.11: Vom Detektor gesehene Raumwinkel mit alten (schwarz) und mit neuen (rot) Blenden

Die Detektoren stehen in einem Winkel von  $120^\circ$  zur einfallenden Strahlrichtung. Dort hat die Shermanfunktion ein ausgedehntes relatives Minimum von 0,398 (siehe Abbildung 2.12). Abbildung 4.11 zeigt die von den Detektoren gesehene Raumwinkel mit den alten (schwarz) und den neuen (rot) Blenden. Bei einer Blendenöffnung von 2 mm ergibt sich bei der Entfernung Streufolie-Detektorfläche von 69,4 mm ein Öffnungswinkel von  $1,7^\circ$ , so dass Elektronen mit Streuwinkeln von  $118,3^\circ$  bis  $121,7^\circ$  gezählt werden können. Die Änderung der Shermanfunktion von ihrem Wert bei  $120^\circ$  ist kleiner 0,1%. Werden die Blendenöffnungen auf 8 mm Durchmesser vergrößert, so ergibt dies Öffnungswinkel von  $6,6^\circ$ , es werden nun Streuwinkel von  $113,4^\circ$  bis  $126,6^\circ$  gesehen. Die Shermanfunktion variiert hierbei im Mittel um  $<0,5\%$  (relative Abweichung vom Maximalwert). Es kann also gesagt werden, dass die Vergrößerung der Blenden keinen nennenswerten zusätzlichen Fehler in der Asymmetrie zur Folge hat.

*Totzeit:* Mit den alten Blenden (2 mm Durchmesser) konnte man die Polarisation nur in der Mitte eines Bunchs bei moderaten Strömen in akzeptablen Messzeiten bestimmen. Moderate Ströme sind hier in der Größenordnung von einigen Nanoampère. Bei höheren Strömen wird die Zeitstruktur des Bunchs durch Raumladungseffekte verfälscht, bei niedrigeren Strömen ist die Zählrate der Mottdetektoren zu gering. Bei 5 nA Strahlstrom erhält man Raten von 1 kHz im zeitaufgelösten Strahlstromintensitätsmaximum mit einer notwendigen Messzeit von 2 Minuten für 1% relative statistische Genauigkeit. Messungen am Bunchanfang und am Bunchende weisen nur Raten von ca. 1 Hz auf und haben daher 1000fach längere Zeiten, was wiederum mit den Anforderungen, die aus der Phasendrift resultieren, kollidiert (siehe 4.2.1). Durch die Blendenvergrößerung erreicht man dort zwar 20 Hz, so dass hier in akzeptabler Zeit eine Messung durchgeführt werden kann, in der Bunchmitte erhält man nun aber Raten in der Größenordnung  $2 \times 10^4$  Hz. Dies führt dazu, dass Totzeiteffekte in den Detektoren auftreten, die die Asymmetriewerte verfälschen.

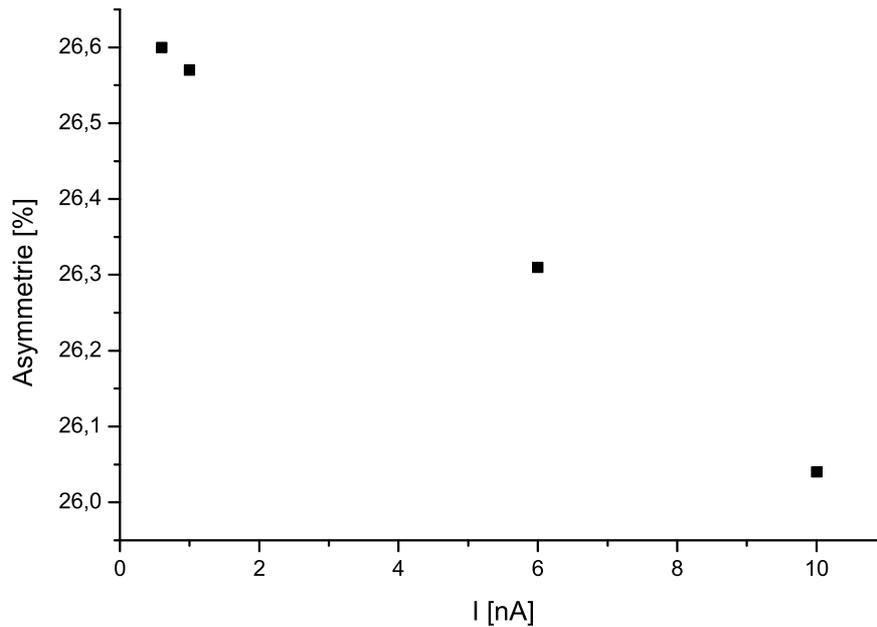
Im Rahmen dieser Diplomarbeit ergaben sich bei der Analyse der Abhängigkeit der Asymmetrie vom Elektronenstrom Hinweise auf eine durch Totzeitverluste bedingte Verfälschung

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

der Asymmetriemessungen. Der dabei beobachtete in Abbildung 4.12 gezeigte Abfall der Asymmetrie bei steigendem Strom kann durch die Totzeitverluste des Detektorsystems erklärt werden, denn es gilt für die beobachtete Asymmetrie  $A_{obs}$

$$A_{obs} = A_W \cdot (1 - W \cdot \tau)$$

unter der Voraussetzung, dass  $W \cdot \tau \ll 1$ . Hierbei bezeichnen  $A_{obs}$  die gemessene,  $A_W$  die wahre Asymmetrie,  $W$  die wahre Rate und  $\tau$  die Detektortotzeit.



**Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Asymmetrie vom Strahlstrom**

Um die Totzeit des Detektors zu bestimmen wurde der eingestellte Strahlstrom gegen die jeweils dabei gemessene Rate aufgetragen. Mit Hilfe des Computeralgebraprogramms MATHEMATICA wurde ein Fit mit dem für nicht paralyzierbare Detektoren geltenden funktionalen Zusammenhang (siehe [Kno79])

$$R_{\text{exp}}(W) = \frac{W}{1 + W \cdot \tau} = \frac{k \cdot I}{1 + k \cdot I \cdot \tau}$$

durchgeführt.  $R_{\text{exp}}$  bezeichnet hierbei die experimentell gemessene Rate,  $W$  die (in einem idealen Detektor messbare) zum Strom  $I$  proportionale wahre Rate,  $k$  die zugehörige Proportionalitätskonstante und  $\tau$  die Detektortotzeit.

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

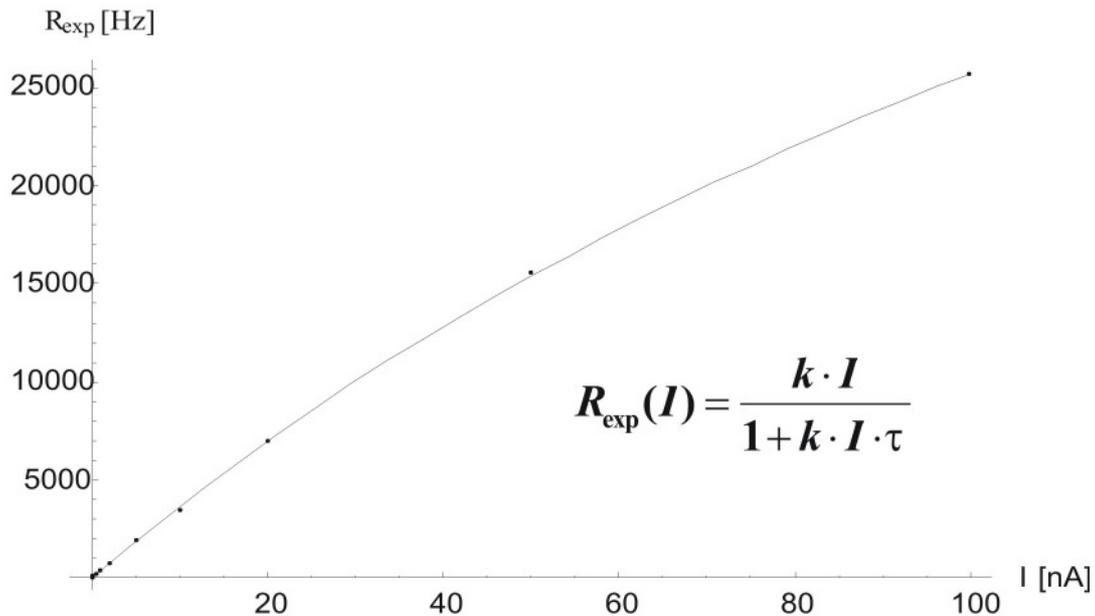


Abbildung 4.13: Fit zur Bestimmung der Totzeit  $\tau$

Der in Abbildung 4.13 gezeigte Fit ergab eine Totzeit von

$$\tau = 12.8 \mu\text{s}.$$

Mit der so bestimmten Totzeit des Detektorsystems können nun aus den gemessenen Raten die wahren Raten über

$$W(R_{\text{exp}}, \tau) = \frac{R_{\text{exp}}}{1 - R_{\text{exp}} \cdot \tau}$$

berechnet und hieraus die totzeitkorrigierten Asymmetrien bestimmt werden.

*Elektronen-Halo/Gesichtsfeldvergrößerung:* Bevor man mit dem Mottpolarimeter eine Messung durchführt, muss ein Detektorspektrum aufgenommen werden um durch Setzen einer geeigneten „Fenstergröße“ des SCA<sup>9</sup> nur die für die Asymmetriestimmung relevanten Elektronen zu zählen, welche an der Goldfolie einfach elastisch gestreut wurden. In Abbildung 4.14 ist ein Spektrum dargestellt, das noch mit den alten 2 mm-Blenden und der von J. Bermuth stammenden 10nm-Goldfolie aufgenommen wurde.

<sup>9</sup> SCA: single channel analyser

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

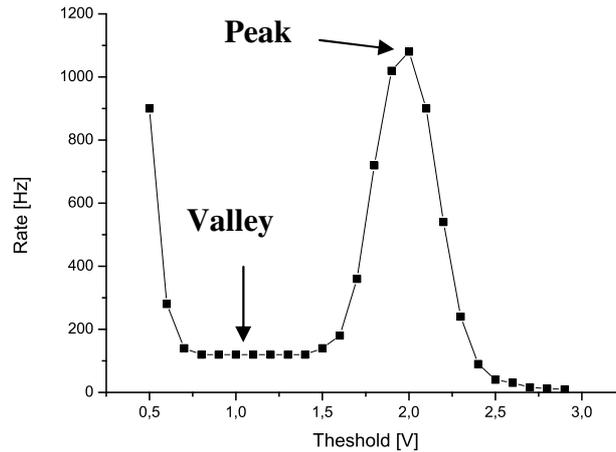


Abbildung 4.14: Detektorspektrum mit alten Blenden ohne Spalt

Der steile Anstieg bei Schwellenspannungen  $<0,6$  V stammt vom Detektor- bzw. Elektronikrauschen. Bei dem Peak handelt es sich um das Signal der an Gold elastisch gestreuten Elektronen, die unter einem Winkel von  $120^\circ$  zum Detektor gelangen und die für die Messung der Asymmetrie von Bedeutung sind. Vor dem Peak ist ein Untergrund zu erkennen, der sich sowohl aus inelastisch gestreuten Elektronen, als auch aus vielfach gestreuten Elektronen zusammensetzt.

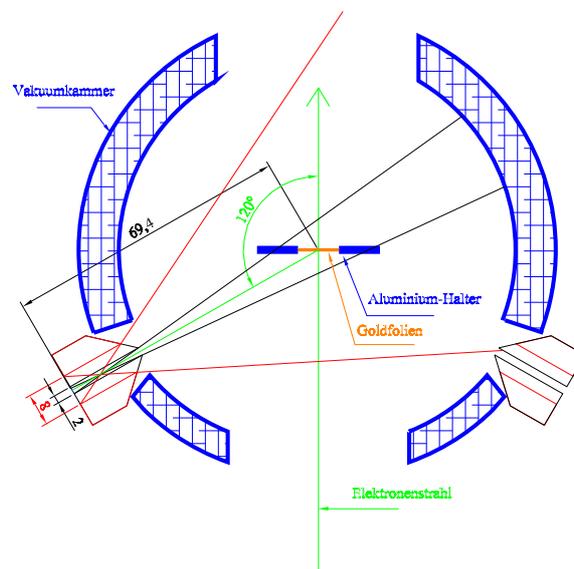


Abbildung 4.15: Gesichtsfeld der Detektoren mit alten (schwarz) und mit neuen (rot) Blenden

Vergleicht man nun dieses Spektrum mit einem Spektrum, das man mit den neuen, größeren Blenden erhält (Abbildung 4.16), so fällt die unverhältnismäßig große Überhöhung des Untergrunds auf. Er lässt sich mit dem im Vergleich zu den kleineren Blenden größer gewordenem Gesichtsfeld der Detektoren (Abbildung 4.15) erklären: Es werden jetzt viel mehr der am Targethalter oder der Vakuumkammer gestreuten Elektronen nachgewiesen, die aufgrund der

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

Bethe-Bloch Energieverluste beliebige Energien aufweisen können. Das Auftauchen eines schlechten Peak/Valley-Verhältnisses muss auch mit einer Veränderung des elastischen Signals durch am Aluminium gestreute Elektronen einhergehen, so dass die gemessene Asymmetrie reduziert wird. Zum Beispiel entsteht durch Aufstreuung des zirkularpolarisierten Laserlichts an Staubpartikeln im Strahlengang ein Lichtkegel der beinahe den gesamten Kristall ausleuchtet. Dadurch umgibt eine Elektronenwolke, der so genannte Halo, den eigentlich scharf begrenzt gewünschten Elektronenbunch. Besonders die Elektronen aus dem Halo, der die Elektronen auf der Sollbahn umgeben, treffen auf Targethalter, Strahlfänger und andere Bauteile des Mottpolarimeters und erzeugen so den unerwünscht großen Untergrund, der nun mit dem größer gewordenen Gesichtsfeld besonders stark ins Gewicht fällt.

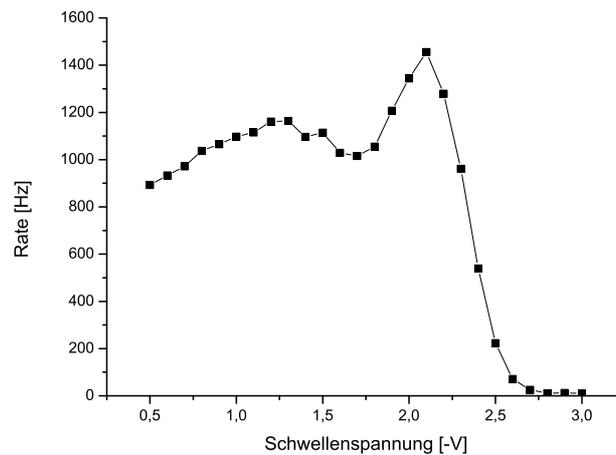


Abbildung 4.16: Detektorspektrum mit neuen Blenden ohne Spalt

Da in dieser Arbeit jedoch zeitaufgelöste Asymmetriemessungen durchgeführt werden, muss der 20  $\mu\text{m}$  breite Spalt vor dem Toruskondensator in den Elektronenstrahlengang gefahren werden, der den Halo vom zu untersuchenden Bunch absepariert. Während das Spektrum in Abbildung 4.16 ohne Spalt aufgenommen wurde ist für das in Abbildung 4.17 genommene Spektrum der Spalt im Strahlengang und separiert den Halo weitgehend ab; das Peak zu Valley Verhältnis ist wieder von einer akzeptablen Größenordnung.

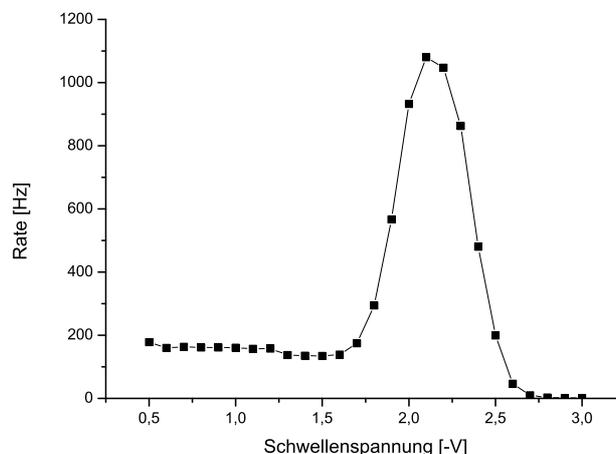


Abbildung 4.17: Detektorspektren mit neuen Blenden mit Spalt

#### 4 Notwendige Verbesserungen am Mott-Polarimeter

Es bleibt zu sagen, dass die Kollimation durch den Spalt die Experimente in keiner Weise einschränkt: In d.c.-Messungen hat man immer genug Intensität um auch mit Spalt messen zu können.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Mit den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Verbesserungen des Mottpolarimeters war es nun möglich verbesserte zeitaufgelöste Daten über das Polarisationsprofil eines 20 ps Elektronenpulses zu erhalten. Das zeitliche Auflösungsvermögen des Mottdetektors der Testquelle konnte dabei erstmals voll ausgenutzt und so Aussagen über die Depolarisationszeitkonstante eines Superlattice-Kristalls gemacht werden.

### 5.1 Rückblick: Expandierte Messungen

Bevor die im Rahmen dieser Diplomarbeit erreichten Verbesserungen des Mottpolarimeters

- Ratenerhöhung
- Phasenkontrolle
- Totzeitberücksichtigung

zur Verfügung standen, war man auf so genannte Expansionsmessungen angewiesen um Informationen über das zeitaufgelöste Polarisationsprofil der in der polarisierten Quelle erzeugten Elektronen zu erlangen.

Das Prinzip der Expansionsmessungen besteht in einer Überhöhung des Elektronenstroms um den Bunch infolge seiner eigenen Raumladung in die Länge zu ziehen und so einen breiteren Bereich in der Phase mit Messpunkten abdecken zu können.

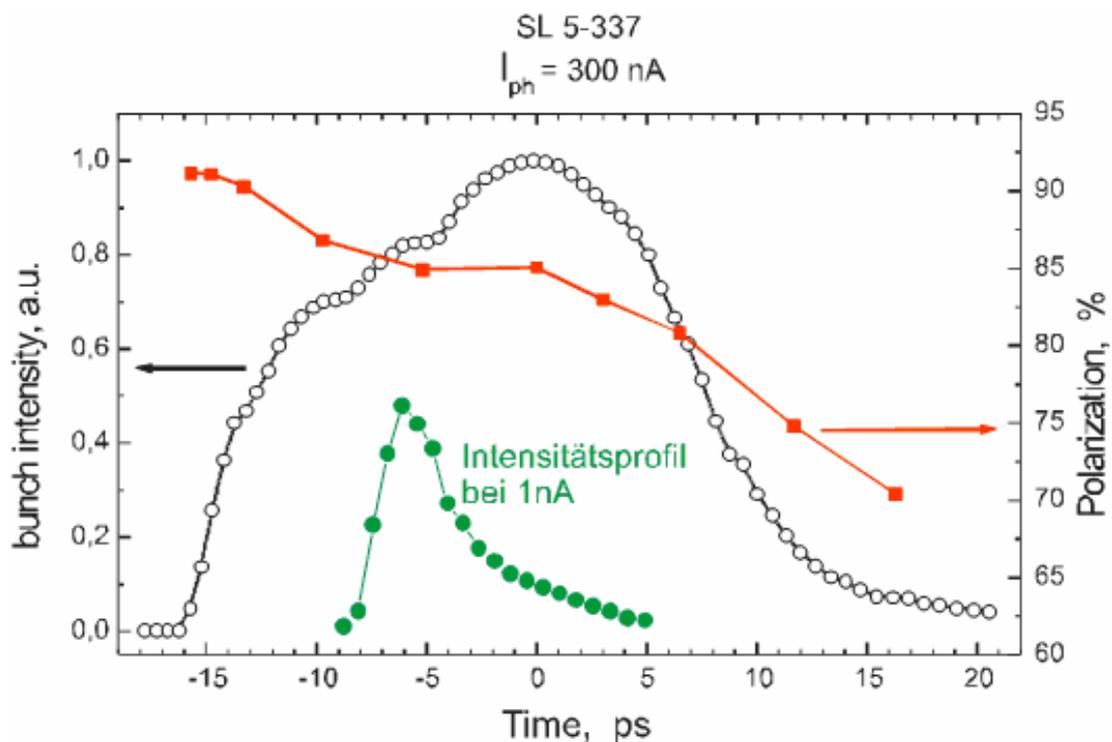


Abbildung 5.1: Expansionsmessung der Asymmetrie und des Intensitätsprofils

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Die in der Einleitung schon einmal gezeigte Abbildung 5.1 gibt das Resultat einer solchen Polarisations- und Intensitätsmessung mit expandierten Elektronenpulsen an der Superlattice Kathode SL-5-337 bei einem Elektronenstrom von 300 nA wieder.

Im unteren Teil der Abbildung 5.1 ist das Intensitätsprofil bei einem Elektronenstrom von 1 nA eingezeichnet, so wie er üblicherweise für Polarisationsmessungen in der Testkanone erzeugt wird. Das Profil wurde der besseren Übersicht wegen um einen Faktor 10 in Richtung der Ordinate gestreckt. Man erkennt in der Abbildung 5.1, dass bei dieser Expansionsmessung die Länge der Elektronenpulse um einen Faktor  $>2$  ( $>5$  für die Halbwertsbreite) verlängert wird, wodurch eine Verbesserung des apparativen Auflösungsvermögens um den gleichen Faktor erreicht werden kann. Nur so war man bisher in der Lage, mit der bis dato bestehenden Unsicherheit von ca. 2-3 ps in der Zeitskala den durch Depolarisationsprozesse bedingten Abfall der Polarisation innerhalb der Elektronenpulse sichtbar zu machen.

Mit den im Kapitel 4 beschriebenen Verbesserungen der Messapparatur konnten nun erstmals zeitaufgelöste Asymmetriemessungen vorgenommen werden, ohne dass der Elektronenpuls durch Raumladungsexpansion künstlich in die Länge gezogen werden musste.

### 5.2 Diskussion der Eigenschaften von SL-5-998<sup>10</sup> im d.c.-Betrieb

Vor der Interpretation der mit dem modifizierten Messsystem durchgeführten zeitaufgelösten Asymmetriemessungen müssen zunächst noch einige wichtige Eigenschaften des untersuchten Superlattice diskutiert werden. Leider steht die Kathode SL-5-337, die für die Messungen aus Abbildung 5.1 verwendet wurde, nicht mehr zur Verfügung, so dass die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Resultate von Experimenten mit der (nominell identischen) Kathode SL-5-998 stammen. Die Struktur dieses Superlattice ist in Abbildung 5.2 dargestellt ( $N_p$  bezeichnet den Dotierungsgrad).

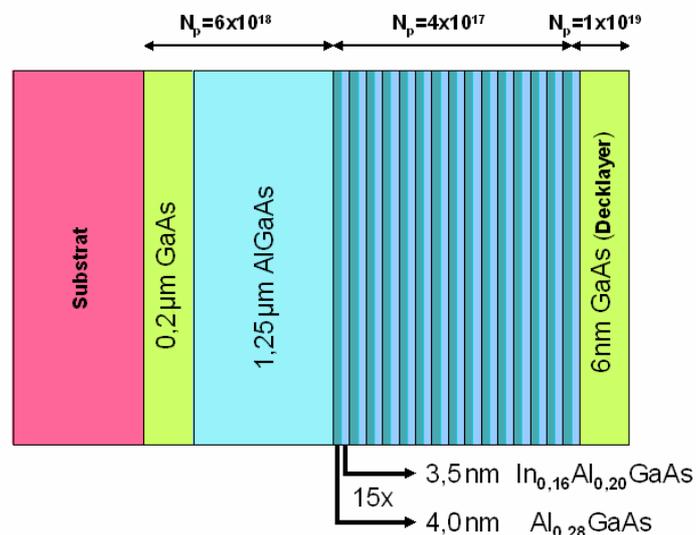


Abbildung 5.2: Struktur des SL-5-998

<sup>10</sup> SL-5-998 bezeichnet die Produktionscharge des Joffe-Instituts in St. Petersburg., das die Photokathode herstellt hat.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

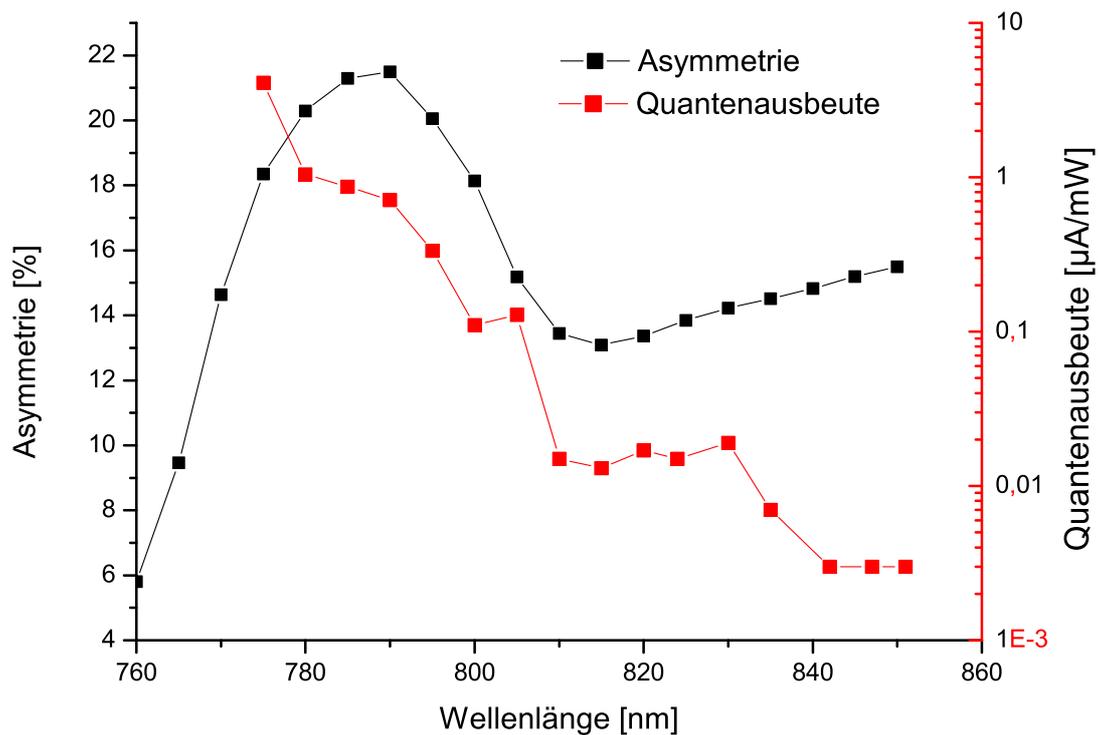


Abbildung 5.3: Asymmetrie- und Pulsintensitätsspektrum des SL-5-998 im d.c.-Betrieb

Abbildung 5.3 zeigt das von der Wellenlänge des eingestrahlteten Laserlichts abhängige Asymmetriespektrum (schwarz) und Quantenausbeutespektrum (rot) von SL-5-998. Das Asymmetriemaximum liegt bei einer Wellenlänge von etwa 790 nm. Bei diesen Photonenenergien werden selektiv Elektronen aus den  $P_{3/2}$ -Zuständen („heavy-hole“-Elektronen) des Valenzbandes in das Leitungsband angehoben. Die Quantenausbeute beträgt dort  $1 \mu\text{A}/\text{mW}$ . Dies ist der ideale Arbeitspunkt für den Betrieb am Beschleuniger, da hier maximale Polarisation bei bestmöglicher Quantenausbeute vorliegt<sup>11</sup>.

Zu kleineren Wellenlängen (entsprechend größeren Photonenenergien) hin können in immer stärkerem Maße auch die  $P_{1/2}$ -Zustände („light-hole“-Elektronen) im nächsten Miniband des Superlattice angeregt werden, was zu dem beobachtbaren Abfall der Asymmetrie in Abbildung 5.3 führt. Gleichzeitig resultiert daraus der Anstieg der Quantenausbeute, es werden nun mehr Photoelektronen bei gleicher Lichtintensität emittiert.

Bei größeren Wellenlängen erleidet die Quantenausbeute bei 810 nm einen steilen Abfall. Hier wird die Photoenergie zu klein, um die Gap-Energie des Superlattice zu überwinden. Die Quantenausbeute fällt jedoch nicht auf Null ab. Auch die Asymmetrie folgt nicht weiter ihrem bis hierhin fallenden Verlauf, sondern steigt vielmehr wieder leicht an. Dies liegt an der Emission aus der 6 nm dicken GaAs-Decklayerschicht, welche auf der Oberfläche des Superlattice aufgebracht ist. Der Decklayer soll zum einen verhindern, dass das in den (In)AlGaAs-Schichten des Superlattice enthaltene Aluminium oxidieren und die sich dadurch bildende Aluminiumoxidschicht die Photoemission unterbinden würde. Zum anderen ermöglicht diese Substanz mit einer im Vergleich zu dem Superlattice kleineren Bandlücke einen leichteren Austritt der Elektronen ins Vakuum.

<sup>11</sup> Im Betrieb an MAMI werden  $6 \mu\text{A}/\text{mW}$  erreicht.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Die Asymmetriekurve folgt dem bei GaAs erwarteten Verlauf, wo bei Überschreiten der Absorptionsschwelle bei ca. 865 nm die Polarisation langsam abnimmt [Kes85].

Dass die Quantenausbeute der aus dem reinen GaAs emittierten Elektronen bei Wellenlängen oberhalb 810 nm die für GaAs-Bulk-Kathoden typischen Werte nicht erreicht, liegt an der nur 6 nm betragenden Dicke des Decklayers. In einer solch dünnen Schicht wird nur ein Bruchteil des Anregungslichts absorbiert, da die Absorptionslänge für Licht dieser Wellenlänge in GaAs 1,5  $\mu\text{m}$  beträgt [Cas76]. Typischerweise beträgt die Quantenausbeute einer GaAs-Bulk-Photokathode mit einer Dicke von der Größenordnung seiner Absorptionslänge etwa 10  $\mu\text{A/mW}$ . Bei einer Dicke von 6 nm sollte daher die Quantenausbeute in der Größenordnung von einigen 10 nA/mW liegen, was bei der in Abbildung 5.3 gezeigten Messung auch beobachtet wurde.

### 5.3 Diskussion der zeitaufgelösten Asymmetriemessungen

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Resultate stammen aus Experimenten, die bei einer Wellenlänge von 790 nm und einem Elektronenstrom von 5 nA durchgeführt wurden.

Wie in Abschnitt 5.1 bereits erwähnt wurde, war es für zeitaufgelöste Polarisationsmessungen nötig, den Elektronenpuls durch Raumladungsexpansion zu strecken um aussagekräftige Resultate über sein Asymmetrieprofil zu erhalten. Eine nichtexpandierte Asymmetriemessung mit den alten, kleineren Blenden und ohne Phasendetektorsystem zeigt Abbildung 5.4.

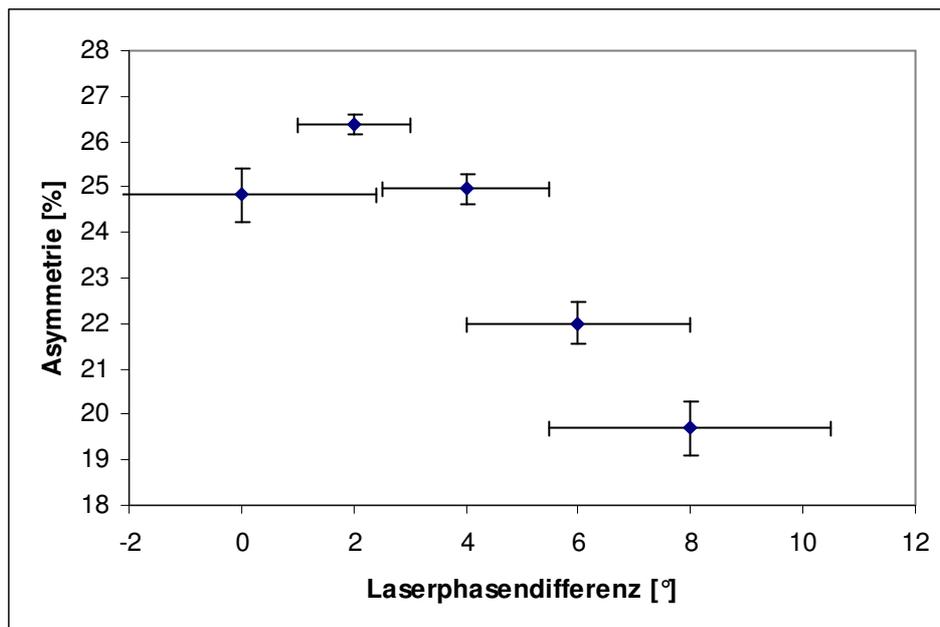


Abbildung 5.4 : Zeitaufgelöste Asymmetriemessung vor den Verbesserungen

Da für die gezeigte Messung noch kein Phasendetektorsystem vorhanden war, musste die Phase für die nacheinander aufgenommenen Messpunkte über den motorisierten Phasenschieber an die zu vermessende Stelle gefahren werden, von wo aus sie in unkontrollierbarer Weise wegdriften konnte.

Es konnten nur 5 Messpunkte aufgenommen werden, da die Messzeiten für weiter außen liegende Messpunkte aufgrund der geringen Rate Stunden betragen hätten um einen statistischen Fehler von unter 5 % zu erhalten. Innerhalb solcher Zeiträume driftet jedoch die Phase über mehrere Grad [Wei04].

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Mit Hilfe der nun zur Verfügung stehenden Phasenkontrolle besteht jetzt die Möglichkeit über weite Phasenbereiche Messpunkte aufzunehmen und so ein dezidiertes Bild eines zeitaufgelösten Asymmetriespektrums zu erhalten.

Durch die Kombination der Phasenkontrolle mit der durch die größeren Blenden erhöhten Rate werden die Messungen schnell und effektiv: Für die in Abbildung 5.5 gezeigte Messung wurden für das Erreichen eines statistischen Fehlers von unter 1 % im Intensitätsmaximum wenige Sekunden, in den weiter außen liegenden Bereichen etwa 10 Minuten benötigt. Gleichzeitig konnte der statistische Fehler in der Phase auf  $0,5^\circ$  beschränkt werden.

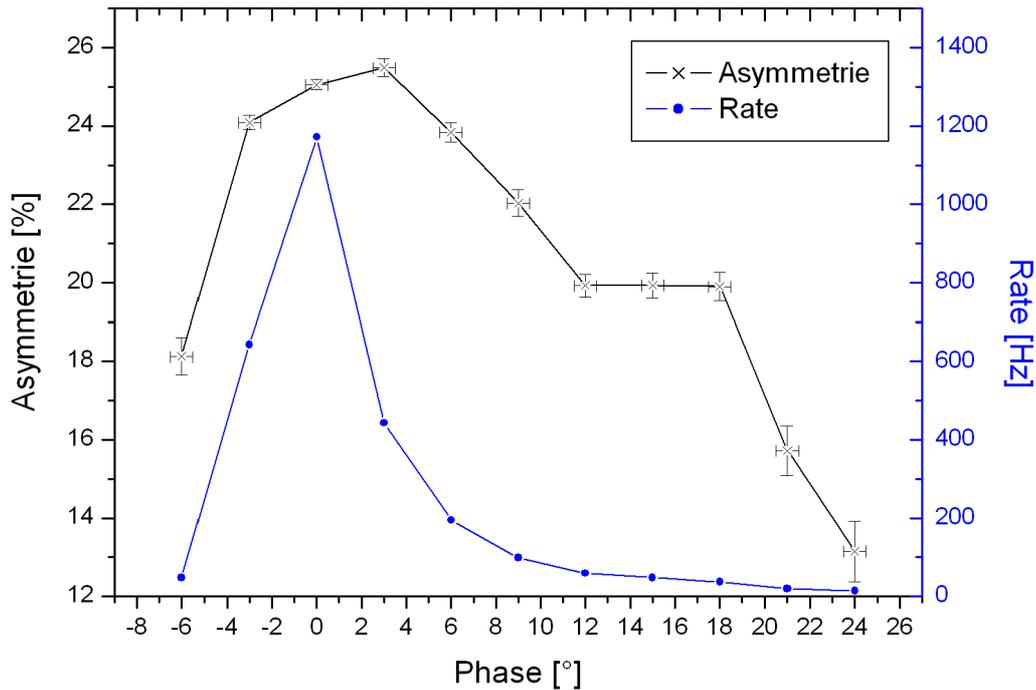


Abbildung 5.5: Zeitaufgelöste Messungen mit Verbesserungen

Durch Integration wurde für den gesamten Elektronenpuls eine durchschnittliche Polarisation von 24,38 % errechnet. Im Polarisationsmaximum hat der Puls eine Asymmetrie von 25,51 %, und liegt dort somit um relative 4,63 Prozent über dem Durchschnittswert.

SL-5-998 wird als Alternative zu den bislang an MAMI benutzten Strained Layer Kathoden verwendet. Bei Polarisationsmessungen an MAMI wird über das gesamte Pulsprofil gemittelt. SL-5-998 erzielt dabei absolute Polarisationsgrade (ermittelt durch das Møllerpolarimeter der A1 Kollaboration an MAMI) von 78-82 %, was der Polarisation von Strained Layer Kathoden entspricht. Die Polarisation im Maximum der Asymmetriekurve sollte also  $1,0463 \cdot (78..82)$  Prozent betragen.

Während jedoch die Pulsantwort von Strained Layer Kathoden mit  $<2$  ps sehr schnell ist (siehe z.B. [Aul02]), ist die von 5-998 relativ langsam, so dass die durch den BAP-Prozess vermittelte Depolarisation hier die mittlere Polarisation herabsetzt. Vergleicht man die Polarisationsgrade direkt nach der Absorption, so müsste 5-998 also sogar höhere Werte als der Strained Layer liefern. Die lange Antwortzeit ist keine zwingende Eigenschaft von Superlattices, wie [Sch04] gezeigt hat, so dass durchaus noch größere mittlere Polarisationsgrade erzeugt werden können, wenn die Transporteigenschaften für die Leitungsbandelektronen besser sind.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Darüber hinaus besitzt 5-998 gegenüber Strained Layer Kathoden die Vorteile einer doppelt so hohen Quantenausbeute sowie die einfachere Herstellung im MBE Verfahren und somit bessere Reproduzierbarkeit und Verlässlichkeit im Bezug auf die Reproduktion der NEA-Aktivierung. Speziell der letzte Punkt ist ein wichtiger praktischer Vorteil für den Einsatz am Beschleuniger.

### 5.3.1 Bestimmung der Depolarisationskonstanten

Aus der abfallenden Flanke eines Asymmetrieprofiles konnte mit Hilfe eines exponentiellen Fits erstmals die Depolarisationszeitkonstante eines Superlattice bestimmt werden. Abbildung 5.6 zeigt den mit MATHEMATICA durchgeführten Fit an die Messpunkte mit einer exponentialen Zerfallskurve der Form

$$f(x) = \exp(-\tau \cdot x).$$

Hieraus erhält man für die Zerfallskonstante, also die Depolarisationszeitkonstante

$$\tau = 40 \text{ ps.}$$

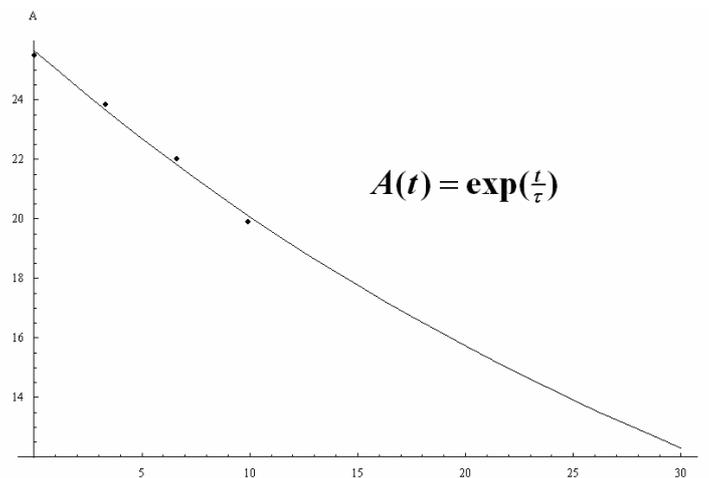


Abbildung 5.6: Fit zur Depolarisationskonstantenbestimmung

### 5.3.2 Wiederanstieg der Polarisation

Im abfallenden Ast der Asymmetriekurve zeigt sich etwa 16 ps vom Maximum der Asymmetrie entfernt ein Wiederanstieg der Polarisation. Im Intensitätsprofil ist an der gleichen Stelle eine Abflachung des Abfalls der Rate zu beobachten.

Dieser Sachverhalt lässt sich durch die Hypothese erklären, dass ein um 16 ps in der Zeit verzögerter Reflex des Laserpulses die Photokathode nach dem eigentlichen Laserpuls erreicht und so einen zweiten, intensitätsschwächeren Elektronenbunch mit wiederum anfänglich hoher Polarisation aus dem Superlattice herauslöst.

Ein möglicher Grund für den Reflex wäre ein nicht ausreichend entspiegeltes Element im lichtoptischen Aufbau. Da das Laserlicht während 16 ps in Glas etwa 3 mm zurücklegt, könnte es sich hierbei zum Beispiel um einen Doppelreflex in einem Neutraldichtefilter handeln, der eine Abmessung in dieser Größenordnung aufweist.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

Zur Überprüfung dieser Hypothese (nach 16 ps erneute Emission eines Elektronenpulses mit gleicher Asymmetrie- und Intensitätsverteilung, aber nur 1% der Ladung) wurde ein Fit mit einer Funktion

$$f(t) + k \cdot f(t - T)$$

durchgeführt, wobei  $k$  den prozentualen Anteil der Intensität des mit der Zeit  $T$  verzögerten zweiten Elektronenpulses angibt. Der in Abbildung 5.7 gezeigte Fit zeigt die Anpassung an die Daten.

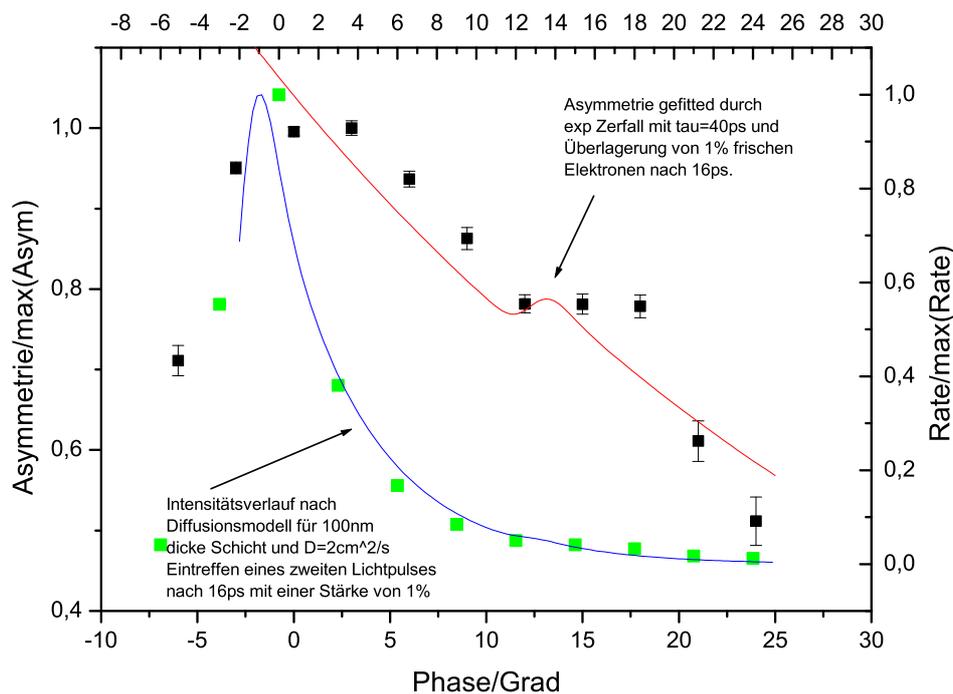


Abbildung 5.7: Fit an die zeitaufgelösten Messdaten mit dazugehörigen Fits

Die Asymmetrie wurde gefitted durch eine exponentielle Zerfallsfunktion mit einer Zerfallskonstante  $\tau = 40$  ps und einer Überlagerung von  $k = 1\%$  „frischen“ Elektronen.

Der Fit für den Intensitätsverlauf beruht auf einem Diffusionsmodell (siehe 2.1.4) für eine 100 nm dicke Schicht und dem Eintreffen eines zweiten Lichtpulses nach 16 ps mit einer relativen Stärke von 1 %.

Aus dem Fit erhält man für das Superlattice eine Diffusionskonstante von  $D = 2 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Dies beschreibt die relativ lange Emissionszeit des Superlattice im Vergleich zu Strained-Layer-Kathoden, für die eine (für GaAs typische) Diffusionskonstante von  $40 \text{ cm}^2/\text{s}$  vorliegt

### 5.3.3 Absenkung der Polarisation am Bunchanfang

Es zeigt sich am Anfang des Pulses in einem Bereich, der etwa 3% des Integrals des Pulsprofils umfasst, eine Absenkung der Polarisation. Diese geringer polarisierten Elektronen wurden

## 5 Experimentelle Ergebnisse

im Rahmen dieser Diplomarbeit zum ersten Mal beobachtet. Sie lassen sich durch die bereits beschriebenen GaAs-Decklayerschicht erklären.

Da die Absenkung der Asymmetrie im vordersten Bereich des Pulses beobachtet wird, sollten die für den Polarisationsabfall verantwortlichen Elektronen diejenigen sein, die das Superlattice als erste verlassen konnten. Diese würden dann aus der obersten aus reinem GaAs bestehenden Schicht des Superlattice stammen, für die in der Tat nur ein maximaler Polarisationsgrad von 50 % vorliegen kann. Dass diese GaAs-Elektronen von den in tieferen Schichten des Superlattice angeregten Elektronen überholt werden können, erscheint aufgrund der in Abschnitt 5.3.2 bestimmten geringeren Diffusionskonstanten der (In)AlGaAs-Elektronen extrem unwahrscheinlich. Die Diffusionskonstante von GaAs beträgt  $40 \text{ cm}^2/\text{s}$  und liegt damit um eine Größenordnung über der des Superlattice. Ohnehin ist die freie Weglänge der Elektronen in GaAs  $\lambda = \frac{3D}{v} \geq 30 \text{ nm}$  größer als die Schichtdicke, so dass ballistische Emission, d.h. ohne Wechselwirkung, vorliegen sollte.

Dass die aus der GaAs-Decklayerschicht stammenden Elektronen in den Daten von SL-5-337 nicht beobachtet wurden, lässt zwei Erklärungsmöglichkeiten offen:

- I) Der Beitrag von GaAs-Elektronen ist bei 5-337 kleiner. Dies erscheint unwahrscheinlich, denn aus den mir zur Verfügung stehenden Herstellerangaben soll es sich bei den beiden untersuchten Superlattice-Kathoden SL-5-337 und SL-5-998 um einen nominell identischen Kristallaufbau handeln. Auch dass die Quantenausbeute im entsprechenden Wellenlängenbereich für beide Kathoden in der gleicher Größenordnung ( $\sim 10^{-2} \mu\text{A}/\text{mW}$ ) liegen, spricht nicht für einen unterschiedlichen Anteil an GaAs-Elektronen.
- II) Die Messung von 5-337 war durch die Schwierigkeiten (Abwesenheit der vorteilhaften Aspekte der höheren Rate und der verbesserten Phasenkontrolle) so behindert, dass nur der steigende Trend der Asymmetrie wirklich beobachtet werden konnte.

Eine genaue Beurteilung des Einflusses der GaAs-Elektronen geschieht durch eine Bestimmung der Gesamtmenge an GaAs-Elektronen aus dem Quantenausbeutespektrum.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit sollte zum einen der Mottpolarimeter an der Testquelle für polarisierte Elektronen an MAMI neu kalibriert und damit der systematische Fehler bei der Absolutbestimmung der gemessenen Polarisation minimiert werden.

Zum anderen sollte der Mottdetektor modifiziert werden, um zeitaufgelöste Asymmetriemessungen schneller und damit effizienter durchführen zu können.

Für die Neukalibrierung des Mottdetektors mussten für die Foliendickenextrapolation neue Folien beschafft werden. Diese erwiesen sich aufgrund ihrer inhomogenen Oberflächenmorphologie für eine Kalibrierung als unbrauchbar, konnten jedoch für Relativmessungen der Asymmetrie verwendet werden.

Des Weiteren wurde der Raumwinkel und somit die Rate bei gleichem Primärstrom der Detektoren des Mottpolarimeters erhöht um die Bereiche im Asymmetriespektrum mit extrem niedriger Intensität vermessen zu können. Die dadurch vergrößerte Reduktion in der Analyserstärke liegt mit unter 0,5 Prozent in einem akzeptablen Rahmen.

Die Totzeit der Detektoren konnte bestimmt werden, so dass nun erstmals die durch die Totzeitverluste bedingte Verfälschung der Asymmetriemessungen korrigiert werden kann.

Die von [Wei04] entwickelte Phasendetektion konnte hier zur verbesserten Kontrolle der Phasenlage verwendet werden, was den Fehler während der zeitaufgelösten Polarisationsmessung deutlich verringert hat.

Durch die Realisierung der eben angeführten apparativen Modifikationen war es nun erstmals möglich die Depolarisationszeit der photoemittierten Elektronen einer Superlattice-Struktur zu bestimmen. Dank der verbesserten Zeitauflösung war es zudem erstmals möglich die niedrigere Polarisation der Elektronen aus den obersten Schichten zu beobachten.

In apparativer Hinsicht sollte die Phasenkontrolle mit Hilfe eines digitalen oder analogen Regelmechanismus automatisiert werden. Die Voraussetzungen hierfür wurden bereits durch die Anbindung des Phasenablagesignals an das Kontrollsystem des Quellenteststands geschaffen. Natürlich müssen für die noch anstehende Foliendickenextrapolation neue verbesserte Folien beschafft werden um eine verbesserte Kalibrierung des Mottpolarisators zu realisieren.

# Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Zeitaufgelöste Intensitäts- und Polarisationsmessung	3
Abbildung 2.1: (a) Aufbau des Zinkblendengitters und (b) erste Brillouin Zone des kubisch-flächenzentrierten Gitters	5
Abbildung 2.2: Bandschema von GaAs (links) und GaP (rechts) nach [Che76]	6
Abbildung 2.3: Vergrößerter Ausschnitt des Bandschemas von GaAs und das zugehörige Energieniveauschema an der Bandkante.	7
Abbildung 2.4: Undotierter Halbleiter	9
Abbildung 2.5: p-dotierter Halbleiter	10
Abbildung 2.6: Halbleiter nach Cäsierung	10
Abbildung 2.7: Schema der Photoemission nach Spicer	11
Abbildung 2.8: Brechung der Kristallsymmetrie beim Strained Layer Kristall (a) und das zugehörige Energieniveauschema an der Bandkante (b)	13
Abbildung 2.9: Schema eines Superlattice-Kristalls mit Minibändern	13
Abbildung 2.10: Spinrelaxationsprozesse nach [Fis77]	15
Abbildung 2.11: Variation des Streupotentials	16
Abbildung 2.12: Sherman-Funktion für verschiedene Energien (nach [Mot64])	17
Abbildung 3.1: Testquellenlabor ohne UHV-Schleuse, Klystron und Lasersystem (aus [Har98])	18
Abbildung 3.2: Schema des Lichtoptischen Aufbaus (aus [Wei04])	19
Abbildung 3.3: Streugeometrie	21
Abbildung 3.4: Längsschnitt und Querschnitt des Mott-Polarimeters (aus [Har98])	22
Abbildung 3.5: Skizze des Faraday-Cups (aus [Hof93])	22
Abbildung 3.6: Schema des Messprinzips für zeitaufgelöste Messungen (aus [Har98])	23
Abbildung 4.1 Die neuen Targets im Mott-Linearscanner	26
Abbildung 4.2: Nichtlinearer Zusammenhang zwischen Massenbelegung und Rate	27
Abbildung 4.3: Transmission der Targets als Funktion der Wellenlänge	28
Abbildung 4.4: Spektroskopische Untersuchung der „Zwillingsfolien“	28
Abbildung 4.5: Linearer Verlauf der Raten-Massenbelegungs-Beziehung ohne Folie 2	29
Abbildung 4.6: Vergleich der Foliendickenextrapolation mit früherem Ergebnis	30
Abbildung 4.7: REM-Aufnahme der 11 nm-Folie (100fache Vergrößerung)	31
Abbildung 4.8: REM-Aufnahme der 11 nm-Folie (200fache Vergrößerung)	31
Abbildung 4.9: Aufbau des Phasendetektorsystems (nach [Wei04])	33
Abbildung 4.10: Eichkurve des Handphasenschiebers	34
Abbildung 4.11: Vom Detektor gesehene Raumwinkel mit alten (schwarz) und mit neuen (rot) Blenden	35
Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Asymmetrie vom Strahlstrom	36
Abbildung 4.13: Fit zur Bestimmung der Totzeit $\tau$	37
Abbildung 4.14: Detektorspektrum mit alten Blenden ohne Spalt	38
Abbildung 4.15: Gesichtsfeld der Detektoren mit alten (schwarz) und mit neuen (rot) Blenden	38
Abbildung 4.16: Detektorspektrum mit neuen Blenden ohne Spalt	39
Abbildung 4.17: Detektorspektren mit neuen Blenden mit Spalt	39
Abbildung 5.1: Expansionsmessung der Asymmetrie und des Intensitätsprofils	41
Abbildung 5.2: Struktur des SL-5-998	42
Abbildung 5.3: Asymmetrie- und Pulsintensitätsspektrum des SL-5-998 im d.c.-Betrieb	43
Abbildung 5.4 : Zeitaufgelöste Asymmetriemessung vor den Verbesserungen	44
Abbildung 5.5: Zeitaufgelöste Messungen mit Verbesserungen	45
Abbildung 5.6: Fit zur Depolarisationskonstantenbestimmung	46
Abbildung 5.7: Fit an die zeitaufgelösten Messdaten mit dazugehörigen Fits	47

## Literaturverzeichnis

- [Aul02] K. Aulenbacher et al.: Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. *J. appl. phys.*, 92, 12, p.7536-7543, 2002.
- [Bar59] V. Bargmann, L. Michel, V.L. Telegdi: Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 2, p.435, 1959.
- [Bel73] R.L. Bell: Negative electron affinity devices. Oxford, 1973.
- [Ber96] J. Bermuth: Phasenaufgelöste Messung der Polarisation eines gepulsten Elektronenstrahls. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [Bir76] G.L. Bir, A.G. Aronov, G.E. Pikus: Spin relaxations of electrons due to scattering by holes, *Sov. Phys. –JETP*, 42, p.705, 1976.
- [Cas76] H.C. Casey Jr., F. Stern: Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. *J. Appl. Phys.*, 47, p.631, 1976.
- [Che76] J.R. Chelikowski, M.L. Cohen: Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of even diamond and zinc-blende semiconductors. *Phys. Rev. B* 14, p.556, 1976.
- [Dre96] P. Drescher: Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen. Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1996.
- [Dom92] T. Dombo: Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100keV-Beamline polarisierter Elektronen, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [Fis77] G. Fishman, G. Lampel: Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide, *Phys. Rev. B*, 16, p.820-831, 1977.
- [Gas88] W. Gasteyer: Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität. Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1988.
- [Gay92] T.J. Gay et al.: Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry, *Rev. Sci. Instrum.* 63 (1), 1992.
- [Har98] P. Hartmann: Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Kes85] J. Kessler: Polarized electrons, Springer-Verlag, Berlin 1985.

- [Kno79] G.F. Knoll: Radiation detection and measurement. Wiley, 1979.
- [Köb94] Simon Köbis: Entwicklung eines elektrostatischen Spektrometers/Polarimeters für eine polarisierte Elektronenquelle, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Lin64] S. R. Lin et al.: Elastic electron scattering by screened nuclei, Phys. Rev. 133, 4A, p. A965-A970, 1964.
- [Mar91] T. Maruyama et al., Phys. Rev. Lett. 66, 18, p.2376, 1991.
- [Mik63] L. Mikaelyan et al.: Double Mott-Scattering of electrons, Nuclear Physics 47, p.328-337, 1963.
- [Mot64] J.W. Motz, H. Olsen, H.W. Koch: Electron scattering without atomic or nuclear excitation, Reviews of modern physics 36, p.881-927, 1964.
- [Nak91] T. Nakanishi et al.: Large enhancement of spin polarisation observed by photoelectrons from a strained GaAs layer, Phys. Lett., A, 158, p.345-349, 1991.
- [Nel59] D. F. Nelson et al.: Measurement of the Mott-asymmetry in double scattering of electrons, Phys. Rev. 114, 3, p.728-735, 1959.
- [Pie76] D.T. Pierce, F. Meier: Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. Phys. Rev. B13, p.5484, 1976.
- [Plu94] S. Plützer: Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten. Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994.
- [Sch04] J. Schuler: Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2004.
- [Sin95] J. Singh: Semiconductor optoelectronics. Mc.Graw Hill, New York, 1995.
- [Spi77] W.E. Spicer: Negative Affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology. Appl. Phys. 12, p.115, 1977.
- [Spi83] W.E. Spicer: Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces. J. Appl. Phys. 54, p.1413, 1983.
- [Spi93] W.E. Spicer, A. Herrera-Gómez: Modern theory and applications of photocathodes, SLAC-Pub n6306 Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [She56] N. Sherman: Coulomb scattering of relativistic electrons on point nuclei, Phys. Rev. 103, p.1601, 1956.

- [Ste93] K.-H. Steffens: Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Ste94] M. Steigerwald: Polarisationsanalyse des Elektronenstrahls der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott-Streuung, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Wei04] M. Weis: Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2004.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. von Harrach danken, der mir diese Arbeit ermöglicht hat. Bei ihm fing mein Studium (mit meinem ersten Ex-Schein) an, in seiner Arbeitsgruppe endet es nun auch.

Ganz besonders möchte ich mich bedanken bei Herrn Dr. Kurt „Aule“ Aulenbacher für die intensive Betreuung. Ohne seine Anregungen und Unterstützung bei Problemen mit der Testquelle wäre diese Arbeit kaum möglich gewesen.

Besonderer Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. Reichert für die regelmäßig stattfindenden Gruppentreffen mit ihm. Von seinem unermesslicher Erfahrungsschatz konnte ich oftmals profitieren.

Außerdem danke ich den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe B2, Dr. Valerie Tioukine und Roman Barday, sowie den Veteranen Gerhard Arz und Monika Weis für das erquickliche Arbeitsklima.

Der Beschleunigergruppe B1 und den mechanischen Werkstätten danke ich für die Hilfestellung bei all den Katastrophen, die über ein Experimentalphysiklabor so hereinbrechen können. Im Besonderen soll hierbei Frau Andrea Nuck genannt sein, die mir bei so manch langer Messkampagne Hilfe und Gesellschaft leistete, und Herr Frank Fichtner, der mich unter anderem in die hohe Kunst des Lötens einführte.

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

In dieser Danksagung zuletzt, im Herzen an erster Stelle, danke ich meiner Seelenpartnerin Kris und meiner Tochter Runa. Ihre Liebe und Geduld haben mir das Durchhalten auf den vielen Durststrecken bei der Fertigstellung dieser Arbeit versüßt.