

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg–Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum  
Thema

Optimierung der Strahlführung der  
Quelle polarisierter Elektronen  
an MAMI

von Jörg Schuler  
geboren am 06.06.1967 in Burghausen a.d. Salzach

Mainz, 28. Mai 1997



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Spinpolarisierte Elektronen aus III-V-Halbleitern</b>	<b>7</b>
2.1	Die Kristallstruktur . . . . .	7
2.2	Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband und deren Übergang ins Vakuum . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Das Strahlführungssystem polarisierter Elektronen</b>	<b>11</b>
3.1	Lineare Elektronen-Strahloptik . . . . .	11
3.1.1	Bewegungsgleichung im mitbewegten Koordinatensystem . . . . .	11
3.1.2	Emittanz und Phasenraum . . . . .	13
3.1.3	Transformation durch die Magnetstruktur . . . . .	15
3.2	Die Strahlführung . . . . .	17
3.3	Strahldiagnose . . . . .	20
3.3.1	Transmissionsmessung . . . . .	20
3.3.2	Phasenraummessung . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Zur Halomessung eingesetzte Methoden</b>	<b>23</b>
4.1	Bremsstrahlung von Elektronen . . . . .	24
4.1.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	24
4.1.2	Winkelverteilung . . . . .	26
4.2	Detektoren für Teilchenstrahlung . . . . .	27
4.2.1	Ionisationskammern . . . . .	27
4.2.2	Organische Szintillatoren . . . . .	28
4.3	Strahlprofil-Messung an MAMI . . . . .	30
4.4	Strahlprofil-Messung in der $100keV$ -Strahlführung . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Optimierung der Strahlführung</b>	<b>37</b>
5.1	Begrenzung des Halo um den $100keV$ -Strahl durch Blenden . . . . .	37
5.1.1	Gesichtspunkte zur Wahl der Blendenposition . . . . .	37
5.1.2	Die Emittanzblenden . . . . .	38
5.1.3	Messung des Strahlhalo . . . . .	40
5.2	Anpassung der Emittanz des $100keV$ -Strahls an die Akzeptanz des Injektor-Linac . . . . .	47

<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>55</b>
<b>A Transfermatrizen</b>	<b>57</b>
A.1 Drift . . . . .	57
A.2 Quadrupol . . . . .	57
A.3 Solenoid . . . . .	58
A.4 Homogener Dipolmagnet . . . . .	58
<b>B Technische Zeichnungen</b>	<b>61</b>
<b>C Computerprogramm zur Halomessung</b>	<b>63</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>

# Kapitel 1

## Motivation

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger mit einer Maximalenergie von  $855\text{MeV}$ . Hier werden Koinzidenzexperimente zur Erforschung von Struktur und Wechselwirkung der Kernbausteine durchgeführt.

Seit einigen Jahren steht an MAMI eine ursprünglich von K.Aulenbacher [Aul94] konzipierte und von C.Nachtigall [Nac95] modifizierte Quelle polarisierter Elektronen zur Verfügung. Sie basiert auf der Photoemission an III-V-Halbleiterkristallen. Viele Experimente der Mittel- und Hochenergiephysik werden durch polarisierte Elektronen erheblich vereinfacht oder sogar erst ermöglicht. So wurde zum Beispiel der elektrische Formfaktor des Neutrons über die Reaktionen  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  [MEF<sup>+</sup>94] und  $D(\vec{e}, e'\vec{n})$  [Eyl93] [Fre94] in mehr als 1500 Stunden Strahlzeit mit polarisierten Elektronen vermessen.

Durch die steigende Anzahl von Experimenten mit polarisierten Elektronen werden auch die Anforderungen an die Quelle immer größer. Eine dieser Anforderungen ist die Bereitstellung hoher Strahlströme. Beim Betrieb der Quelle polarisierter Elektronen waren die maximalen Stromwerte am Target bisher  $2\mu\text{A}$  bei einem Polarisationsgrad von 75 % und  $7\mu\text{A}$  bei einem Polarisationsgrad von 52 %. Eine Erhöhung des Strahlstroms über diesen Wert war auf Grund der Stromabhängigkeit der Lebensdauer der Kristalle nicht möglich oder wegen zu hoher Strahlungswerte in den Beschleunigerhallen nicht erlaubt. Abb. 1.1 zeigt einen Grundriß von MAMI. In Halle A befinden sich die konventionelle Elektronenkanone, sowie die ersten beiden *race track microtrons* (RTM 1 und 2). In Halle B durchläuft der Elektronenstrahl die letzte Beschleunigungssektion (RTM 3) und wird dann im Strahlführungstunnel zum jeweiligen Experiment geführt. Zur Überwachung der Strahlung sind im gesamten Beschleunigerbereich Ionisationssonden (Iosos) angebracht. Für die Strahlung existieren Grenzwerte in  $\mu\text{S}/\text{h}$ , deren Überschreitung zum Abschalten des Elektronenstrahls führt.

Als Ursache für die hohen Strahlungswerte von bis zu  $100000\mu\text{S}/\text{h}$  wurde ein Halo

um den polarisierten Elektronenstrahl vermutet, der beim Durchlaufen der Beschleunigersektionen abgestreift wird, und dabei Bremsstrahlung erzeugt.

Thema dieser Arbeit war zu untersuchen, welcher Zusammenhang zwischen dem Halo des  $100\text{keV}$ -Strahls und dem Halo des beschleunigten Elektronenstrahls in MAMI besteht und ob der Einsatz von Emittanzblenden eine Verbesserung der Qualität des polarisierten Strahls im Beschleuniger bewirkt. Hierzu wurde neben der bestehenden Apparatur zur Halomessung an MAMI am Ende der  $100\text{keV}$ -Strahlführung polarisierter Elektronen ebenfalls eine Halomessung aufgebaut, die einen direkten Vergleich zwischen beiden Systemen ermöglicht.

### **Aufbau dieser Arbeit**

Im folgenden Kapitel wird zunächst kurz die Erzeugung polarisierter Elektronen aus Halbleiterkathoden erklärt. In Kapitel 3 wird der Formalismus der linearen Strahloptik eingeführt und die Strahlführung polarisierter Elektronen, sowie die vorhandenen Möglichkeiten zur Strahldiagnose beschrieben. Kapitel 4 beschäftigt sich dann kurz mit den Ursachen für die Entstehung des Halo und den Methoden zur Halomessung, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden. Bei der Beschreibung der Meßmethoden wird noch auf die Erzeugung von Bremsstrahlung und die in diesem Zusammenhang eingesetzten Strahlungsdetektoren eingegangen. Kapitel 5 untersucht dann die Auswirkungen des Halo und die Möglichkeit Emittanzblenden einzusetzen. Kapitel 5 beschreibt außerdem die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Anpassung des polarisierten Elektronenstrahls an die von MAMI vorgegebenen Sollwerte. In Anhang A sind die Transfermatrizen der in der Strahlführung polarisierter Elektronen verwendeten elektronenoptischen Elemente zusammengefaßt. Anhang B enthält die technischen Zeichnungen der eingebauten Emittanzblenden und Anhang C das zur Halomessung in der Strahlführung polarisierter Elektronen geschriebene Computerprogramm.

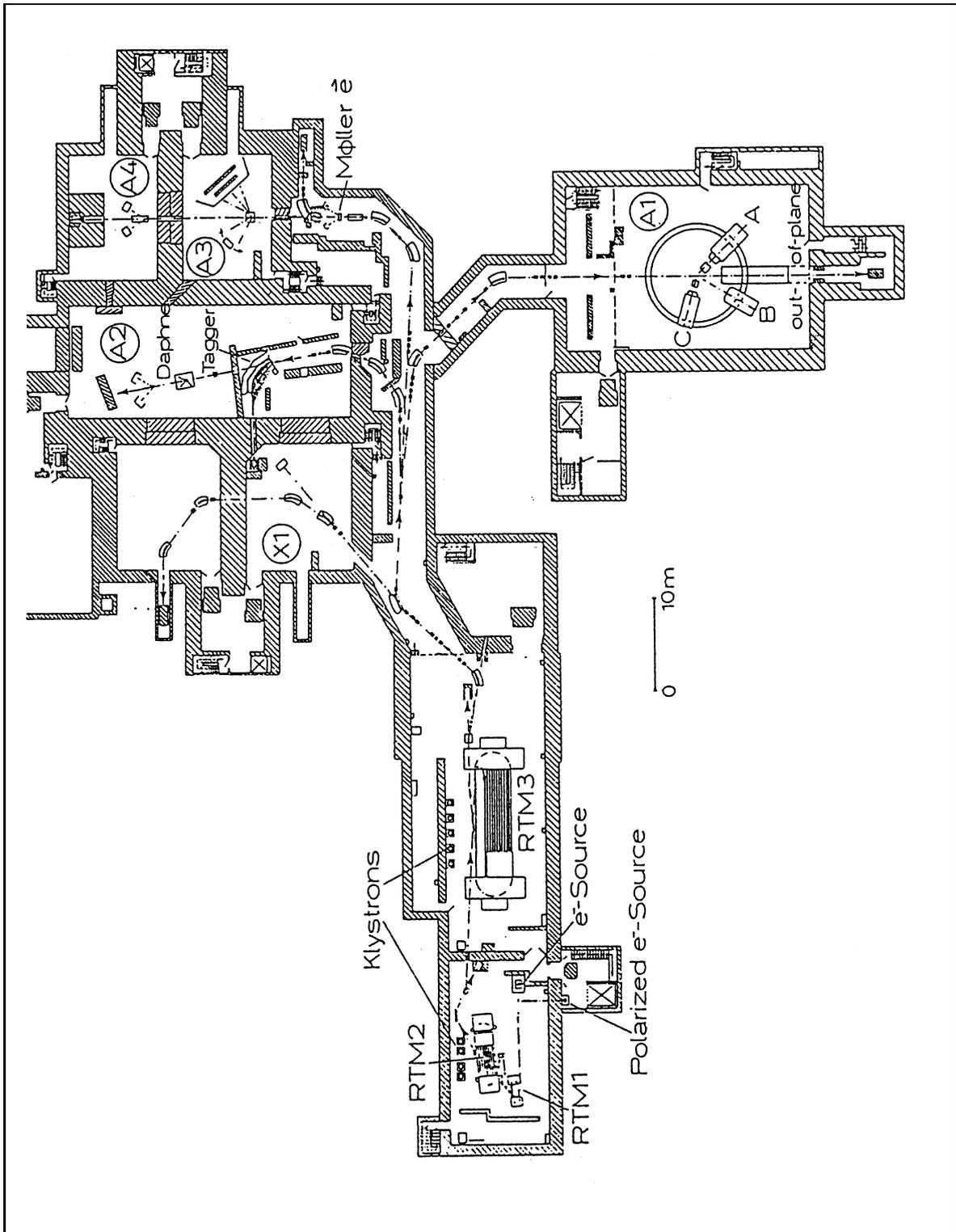


Abbildung 1.1: Grundriß des MAInzer MIkrotrons



# Kapitel 2

## Spinpolarisierte Elektronen aus III-V-Halbleitern

### 2.1 Die Kristallstruktur

Halbleiter mit III-V-Heterostrukturen wie z.B. *GaAs* sind aus zwei kubisch-flächenzentrierten Gittern (fcc<sup>1</sup>) zusammengesetzt, in denen jedes Atom des einen von vier tetraedisch angeordneten Atomen des anderen Elements umgeben ist. In dieser als Zinkblendestruktur bezeichneten Anordnung sind die beiden Gitter um den Vektor  $[\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}]$  gegeneinander verschoben und die Tetraeder sind in der Richtung  $[1, 1, 1]$  polar orientiert [Kit89].

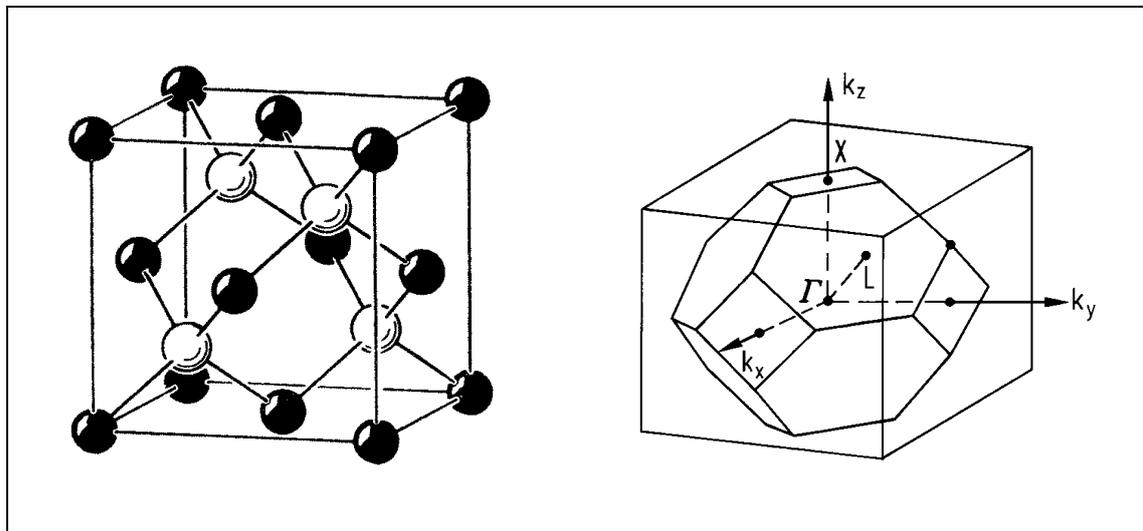


Abbildung 2.1: Zinkblendestruktur (l) und erste Brillouinzone (r)

---

<sup>1</sup>face centered cubic

Durch Transformation in den reziproken Raum der Wellenvektoren  $\vec{k}$  der Elektronen bekommt das *GaAs*-Gitter eine kubisch-raumzentrierte Struktur ( $bcc^2$ ). Im Zentrum bei  $\vec{k} = (0, 0, 0)$  liegt der sogenannte  $\Gamma$ -Punkt. Abb. 2.1 zeigt das Zinkblendegitter und die erste Brillouinzone mit Punkten besonderer Symmetrie<sup>3</sup>. Trägt man die Energie gegen den Wellenvektor  $\vec{k}$  auf, so erhält man die Bandstruktur des Kristalls. In Abb. 2.2 ist zu erkennen, daß bei *GaAs* sowohl das Maximum des Valenzbandes als auch das Minimum des Leitungsbandes am  $\Gamma$ -Punkt zu finden sind. Die Energiedifferenz ist hier am niedrigsten ( $E_{gap} = 1.48\text{eV}$ ). Wird ein Teil der Arsen- durch Phosphor-Atome ersetzt, so entsteht ein *GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>* Mischkristall. Für die in der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen vorwiegend verwendeten *GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>* Kristalle liegt der Phosphorgehalt bei  $x = 0.05$ . Untersuchungen der Eigenschaften solcher und anderer Kristalle sind zum Beispiel in den Arbeiten von Peter Drescher [Dre95], Stefan Plützer [Plü94] und Michael Schemies [Sch97] zu finden.

## 2.2 Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband und deren Übergang ins Vakuum

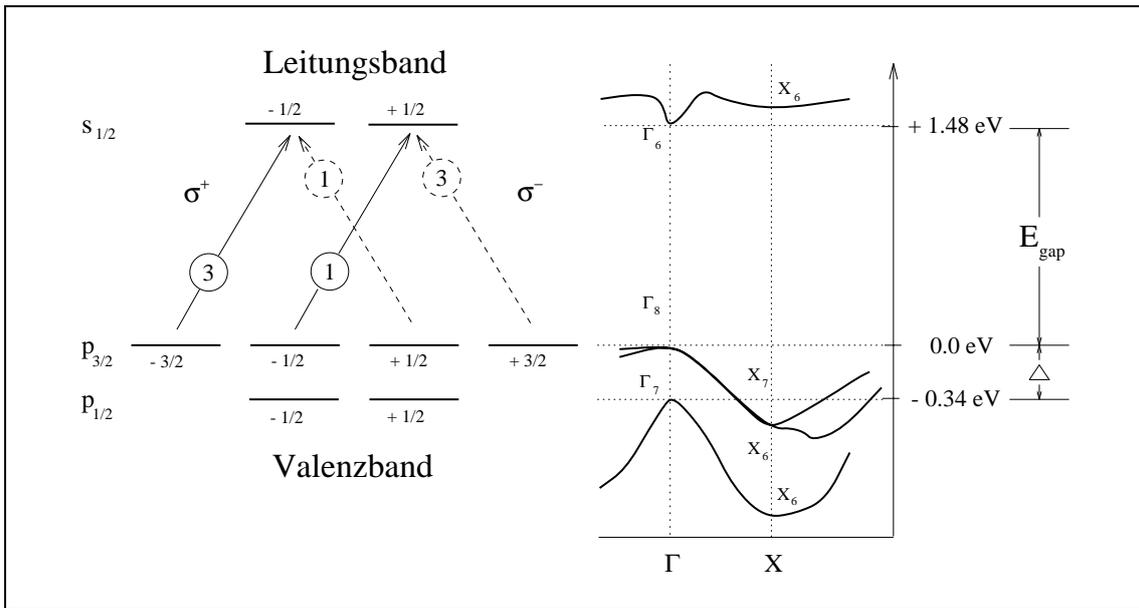


Abbildung 2.2: Bandschema von *GaAs*

Mit Hilfe der Gruppentheorie läßt sich zeigen, daß sich die  $\Gamma^6$ ,  $\Gamma^7$  und  $\Gamma^8$ -Zustände in gleicher Weise transformieren wie die  $s_{\frac{1}{2}}$ ,  $p_{\frac{1}{2}}$  und  $p_{\frac{3}{2}}$ -Wellenfunktionen in der Atom-

<sup>2</sup>body centered cubic

<sup>3</sup> $X$  bei  $\vec{k} = a(0, 0, 1)$  und  $L$  bei  $\vec{k} = a(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ ,  $a$ =Normierungsfaktor

## 2.2. Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband und deren Übergang ins Vakuum 9

physik [Plü94]. Werden die Elektronen im Valenzband mit zirkular polarisiertem Licht angeregt, so gelten die Auswahlregeln  $\Delta m_j = \pm 1$ . Abb. 2.2 zeigt die Analogie der Festkörperzustände und der Wellenfunktionen der Atomphysik. Die eingekreisten Zahlen sind die Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten, wie sie aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten hervorgehen. Durch Pumpen der Elektronen mit  $\sigma^\pm$ -Licht der Energie  $E_g \leq \nu < E_g + \Delta$  erreicht man eine Überbesetzung des  $m_j = -\frac{1}{2}$  oder des  $m_j = +\frac{1}{2}$  Niveaus. Entsprechend der Helizität der Photonen entsteht eine Spinpolarisation der Elektronen im Leitungsband:

$$\begin{aligned} \sigma^+ : \quad P &= \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1 - 3}{4} = -0.5 \\ \sigma^- : \quad P &= \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{3 - 1}{4} = +0.5 \end{aligned}$$

Die maximal erreichbare Polarisation beträgt also theoretisch 50%. Um zu höheren Polarisationswerten zu gelangen, werden uniaxial deformierte Kristalle verwendet, bei denen die Entartung des  $\Gamma^8$ -Zustands aufgehoben wird [Plü94]. Dadurch ist theoretisch eine Polarisation von 100% möglich. Die theoretische Grenze wird jedoch aufgrund von Depolarisationseffekten der Elektronen auf dem Weg ins Vakuum nicht erreicht.

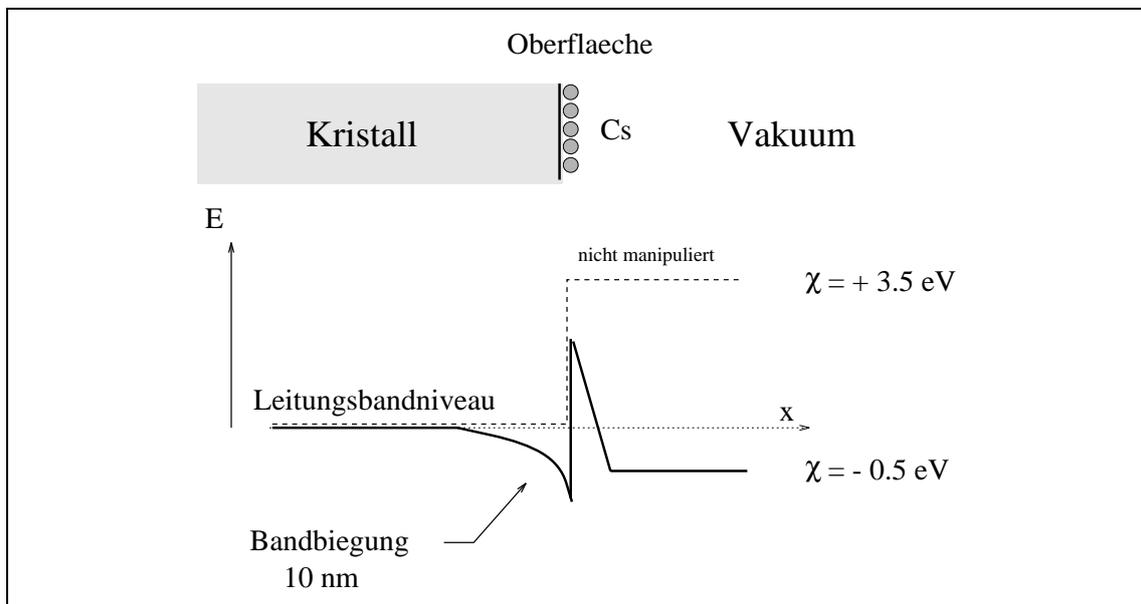


Abbildung 2.3: Erreichen der negativen Elektronenaffinität

Die Elektronen im Leitungsband werden durch eine Potentialstufe von etwa  $3.5eV$  am Austritt ins Vakuum gehindert (Abb. 2.3). Eine Absenkung dieser als *Elektronenaffinität*  $\chi$  bezeichneten Energiedifferenz zwischen Leitungsbandminimum und Vakuumniveau erreicht man durch eine starke p-Dotierung des Halbleiters von  $10^{18} - 10^{19}cm^{-3}$ . Es entsteht eine etwa  $10nm$  tiefe Bandbiegung von maximal  $1eV$ , wodurch die Elektronenaffinität auf  $2.5eV$  gesenkt wird. Die Adsorption von polarisierbaren Materialien bewirkt dann die zum Austritt der Elektronen notwendige *negative Elektronenaffinität* (NEA) von  $-0.5eV$ . Als Adsorbat hat sich hierbei Cäsium bewährt, das mit Sauerstoff zusammen auf den Kristall aufgebracht wird. Optimal ist eine Schichtdicke von jeweils weniger als einer atomaren Monolage [Fis94]. Abb. 2.3 zeigt schematisch das Erreichen der NEA. Der verbleibende Potentialwall kann von den Elektronen durchtunnelt werden, wobei die Polarisation erhalten bleibt.

# Kapitel 3

## Das Strahlführungssystem polarisierter Elektronen

Da die Strahlführung der Quelle polarisierter Elektronen ein elektronenoptisches System darstellt, wird zunächst der Formalismus der *Linearen Elektronenoptik* beschrieben, der es ermöglicht, die Abbildungseigenschaften eines solchen Systems zu berechnen.

### 3.1 Lineare Elektronen-Strahloptik

#### 3.1.1 Bewegungsgleichung im mitbewegten Koordinatensystem

In Strahlführungssystemen ist die Sollbahn der Teilchen durch die Konstruktion direkt vorgegeben. Man betrachtet also nur die Abweichung der Teilchen im Strahl auf ein sogenanntes Sollteilchen, das der Idealbahn folgt. Als Bezugssystem wählt man ein Koordinatensystem, dessen Ursprung sich entlang dieser Sollbahn bewegt. Die z-Achse soll in Strahlrichtung zeigen (Abb. 3.1). Zur Beschreibung der Teilchen, die sich in einem solchen Koordinatensystem bewegen, werden zunächst einige vereinfachende Annahmen gemacht:

- Die Teilchenbahn weicht nur wenig von der Sollbahn (Orbit) ab.
- Das Koordinatensystem läßt sich so orientieren, daß die Bewegungen in der x-z- und in der y-z-Ebene voneinander unabhängig sind.
- Der Einfluß der Magnetfelder auf die longitudinale Geschwindigkeit kann vernachlässigt werden, da  $\frac{\Delta p}{p}$  im Strahl im allgemeinen kleiner ist als 1%.

Im Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft  $F_x = -ev_z B_y$  und der Zentrifugalkraft  $F_f = mv_z^2/R$  gilt mit  $p = mv_z$ :

$$\frac{1}{R(x, y, z)} = \frac{e}{p} B_y(x, y, z) \quad (3.1)$$

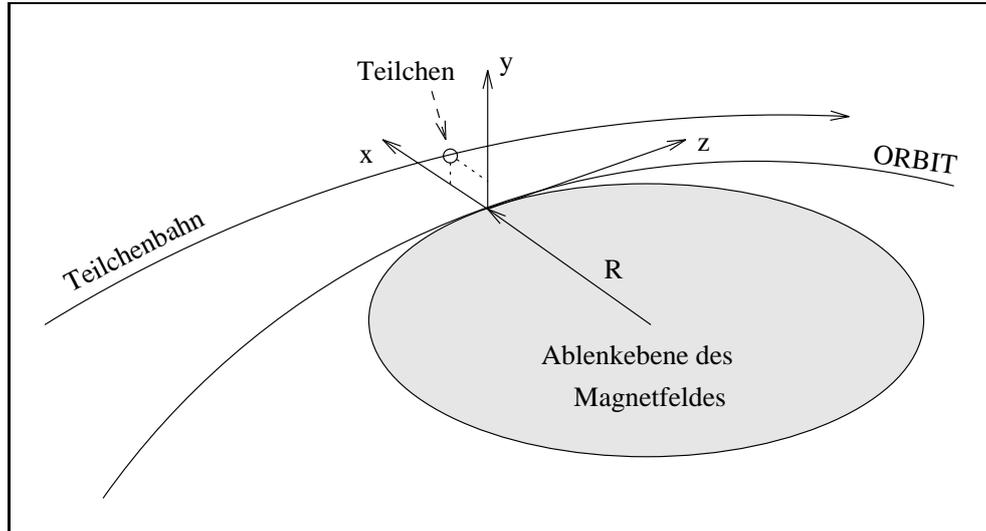


Abbildung 3.1: Mitbewegtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn im Bezug auf den Orbit

Da die Strahldimension klein ist gegen den Ablenkradius  $R$  der Teilchenbahn, kann das Magnetfeld um den sogenannten Orbit, d.h.  $x = 0$  (Abb. 3.1) entwickelt werden:

$$B_y(x) = B_{y0} + \frac{\partial B_y}{\partial x} x + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 B_y}{\partial x^3} x^3 + \dots \quad (3.2)$$

Für die vertikale Ablenkung ergibt sich ein entsprechender Ausdruck. Die Multiplikation mit  $\frac{e}{p}$  liefert dann:

$$\frac{e}{p} B_y(x) = \frac{e}{p} B_{y0} + \frac{e}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x} x + \frac{e}{p} \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} x^2 + \frac{e}{p} \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 B_y}{\partial x^3} x^3 + \dots \quad (3.3)$$

$$\stackrel{!}{=} \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!} mx^2 + \frac{1}{3!} ox^3 + \dots \quad (3.4)$$

Man erhält also eine Summe von Multipolen, deren Beitrag zum Magnetfeld unterschiedliche Wirkung auf die Strahlführung hat. Tab. 3.1 faßt die für die Elektronenoptik wichtigsten Multipole zusammen. In Strahlführungssystemen werden vorwiegend Elemente mit konstanten oder linear zunehmenden Ablenkkraften benutzt, daher spricht man von *linearer Strahloptik*. Eine Betrachtung des mitbewegten Koordinatensystems in Abb. 3.1 liefert dann deren fundamentale Bewegungsgleichungen:

$$x''(z) + \left( \frac{1}{R^2(z)} - k(z) \right) x(z) = \frac{1}{R(z)} \frac{\Delta p}{p} \quad (3.5)$$

$$y''(z) + k(z)y(z) = 0 \quad (3.6)$$

Multipol	Definition	Wirkung
Dipol	$\frac{1}{R} = \frac{\epsilon}{p} B_{y0}$	Strahlableitung
Quadrupol	$k = \frac{\epsilon}{p} \frac{dB_y}{dx}$	Strahlfokussierung
Sextupol	$m = \frac{\epsilon}{p} \frac{d^2 B_y}{dx^2}$	Kompensation der Chromatizität
Oktupol	$o = \frac{\epsilon}{p} \frac{d^3 B_y}{dx^3}$	Feldfehler oder Feldkompensation

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Multipole zur Strahlführung

Der übliche Ansatz führt wegen der Ortsabhängigkeit der Quadrupolstärke  $k(z)$  (Tab. 3.1) auf eine nichtlineare Differentialgleichung, für die es im allgemeinen keine analytische Lösung gibt [Wil92]. Um einen Matrixformalismus entwickeln zu können, der es erlaubt, die Strahloptik durch Transformation von Matrizen zu behandeln, führt man die sogenannte *Betafunktion*  $\beta(z)$  ein, die die Oszillation der Teilchen um den Orbit beschreibt. Man erhält damit eine allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung 3.5:

$$x(z) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(z)} \cos(\Psi(z) + \Phi) \quad (3.7)$$

$$x'(z) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta(z)}} [\alpha(z) \cos(\Psi(z) + \Phi) + \sin(\psi(z) + \Phi)] \quad (3.8)$$

$$\text{mit } \Psi(z) := \int_0^z \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \text{ und } \alpha(z) := -\frac{1}{2} \frac{d\beta(z)}{dz}$$

Analog dazu erhält man die Lösung in der y-Ebene.

### 3.1.2 Emittanz und Phasenraum

Eliminiert man in Gleichung (3.7)  $\Psi(z)$  und setzt  $\gamma(z) := \frac{1+\alpha^2(z)}{\beta(z)}$  so ergibt sich die Gleichung einer Ellipse in der  $x$ - $x'$ -Ebene<sup>1</sup>, wobei die zunächst als Integrationskonstante eingeführte *Emittanz*  $\epsilon$  bis auf den Faktor  $\pi$  der Fläche dieser Phasenellipse entspricht.

$$\gamma(z)x^2(z) + 2\alpha(z)x(z)x'(z) + \beta(z)x'^2(z) = \epsilon \quad (3.9)$$

<sup>1</sup>Phasenraum eines Teilchens mit den kanonisch konjugierten Orts- und Impulskoordinaten  $x$  und  $x'$ . Die Impulskoordinate ist durch  $x' = p_x/p_z$  parametrisiert.

Da nun nach Aussage des *Liouville'schen Satzes* [Ste65] das Volumen eines Phasenraumes zeitlich konstant bleibt, bedeutet dies, daß die Strahlemittanz eine *invariante Größe* der Teilchenbewegung im Elektronenstrahl ist. Abb. 3.2 zeigt die

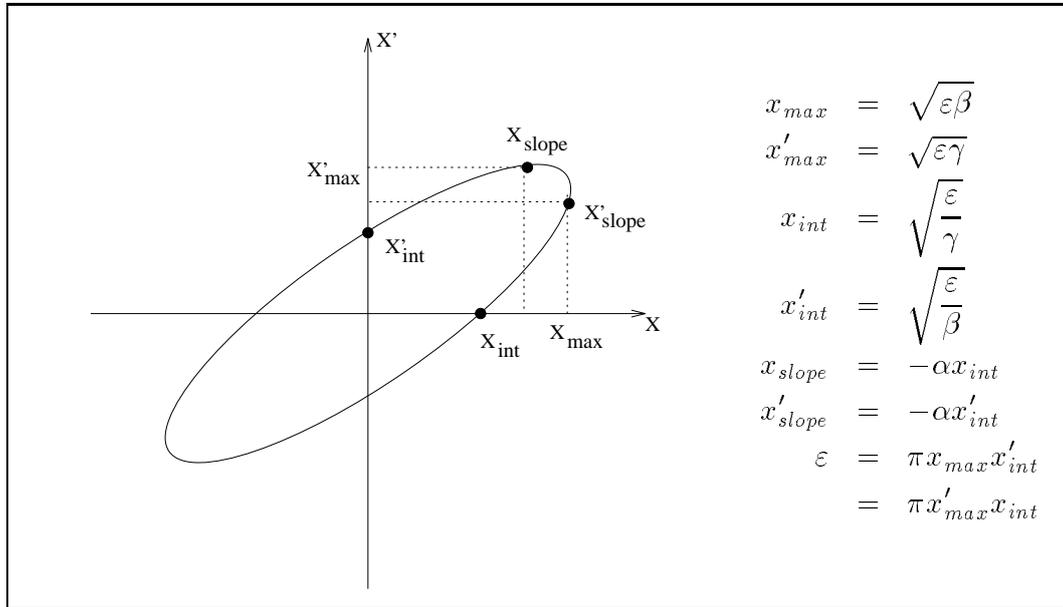


Abbildung 3.2: Ellipse des transversalen Phasenraums in der  $x$ - $x'$ -Ebene

Phasenraumellipse für die horizontale  $x$ -Richtung und die Bedeutung der sogenannten *Twissparameter*  $\alpha, \beta, \gamma$  [Cou58] für ihre Orientierung und Form in der  $x$ - $x'$ -Ebene. Weil man das mitbewegte Koordinatensystem in Abb. 3.1 so ausrichten kann, daß die Transformationen der drei kartesischen Raumrichtungen voneinander unabhängig sind, läßt sich das normalerweise 6-dimensionale Phasenraumellipsoid auf drei 2-dimensionale Phasenraumellipsen reduzieren [Ste93]. Zur Beschreibung eines DC-Elektronenstrahls, wie er in der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen erzeugt wird, genügt es also, die Transformation der beiden transversalen Phasenunterräume durch das Strahlführungssystem zu betrachten.

Bis jetzt waren die Begriffe Emittanz und Enveloppe auf die Lösung der Bewegungsgleichung für ein einzelnes Teilchen bezogen. In einem Strahl hat man aber viele Teilchen, deren Bewegung im Phasenraum durch Ellipsen mit unterschiedlicher Fläche beschrieben wird. Man muß deshalb eine Definition der Emittanz finden, die den gesamten Strahl berücksichtigt.

Geht man bei dem Elektronenstrahl von einer zeitlich konstanten Gleichgewichtsverteilung der Teilchen aus, so läßt er sich gut durch eine *Gaußverteilung* seiner

transversalen Ladungsdichte beschreiben:

$$\rho(x, y) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (3.10)$$

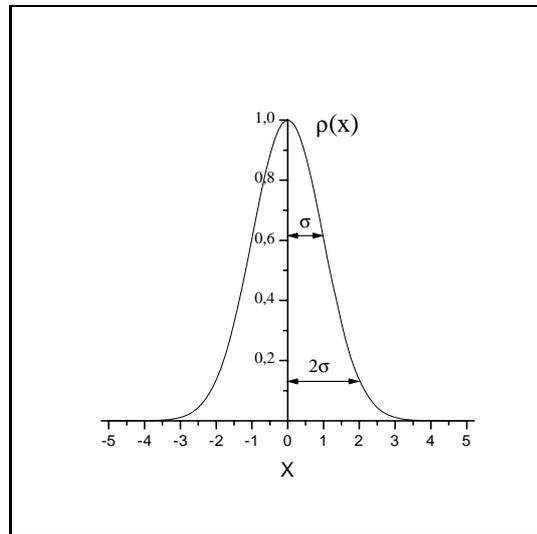
Die Strahlbreite wäre dann gerade eine  $\sigma$ -Umgebung um die Strahlmitte. Abb. 3.3 zeigt die Gaußverteilung und die horizontale Strahlbreite. In der Strahlführung polarisierter Elektronen ist diese definiert als  $2\sigma$ -Umgebung um die Strahlmitte. Nach Abb. 3.2 gilt dann:

$$2\sigma = \sqrt{\varepsilon_{St}\beta} \quad (3.11)$$

Man kann dem Elektronenstrahl also eine Standardemittanz  $\varepsilon_{St}$  zuordnen, die alle Teilchen innerhalb der  $2\sigma$ -Umgebung beschreibt:

$$\varepsilon_{St} = \frac{4\sigma^2}{\beta} \quad (3.12)$$

Abbildung 3.3: Horizontale Verteilung der Ladungsdichte und  $2\sigma$ -Umgebung des Elektronenstrahls



Im Bezug auf die Strahlführung polarisierter Elektronen an MAMI ist mit der Emittanz  $\varepsilon$  immer die Standardemittanz der  $2\sigma$ -Umgebung gemeint.

### 3.1.3 Transformation durch die Magnetstruktur

Eine elektronenoptische Abbildung läßt sich darstellen als Transformation eines Bahnvektors durch eine Matrix, die die Eigenschaften des abbildenden Systems beschreibt. Wie aus dem Liouville'schen Satz folgt, muß die Determinante einer solchen Transfermatrix  $|\mathbf{M}| = 1$  sein. Für ein System, das aus mehreren elektronenoptischen Elementen besteht, kann die Transfermatrix des gesamten Systems  $\mathbf{M}$  als Produkt der Transfermatrizen der einzelnen Elemente  $\mathbf{M}_i$  berechnet werden:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{M}_{n-1} \cdots \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1$$

Beschreibt man die Teilchenbahn mit Hilfe eines Bahnvektors  $\vec{\mathbf{X}} = (\vec{x}, \vec{x}')$ , so ist der Zusammenhang zweier solcher Bahnvektoren an zwei Punkten  $z$  und  $z_0$  entlang des Orbits gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Mit der Einführung einer sogenannten *Betamatrix*  $\mathbf{B}$  läßt sich die Ellipsengleichung (3.9) in Matrixschreibweise formulieren:

$$\vec{X}_0^T \mathbf{B}_0^{-1} \vec{X}_0 = \varepsilon \quad \text{mit} \quad \mathbf{B}_0 := \begin{pmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad |\mathbf{B}| = 1 \quad (3.14)$$

Verwendet man jetzt Gleichung (3.13), so erhält man die Transformation der Betamatrix durch die Transfermatrix  $\mathbf{M}$ , die die Abbildungseigenschaften der Strahlführung beschreibt [Bro84]:

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{M} \mathbf{B}_0 \mathbf{M}^T \quad (3.15)$$

Eine andere Methode betrachtet die Twissparameter  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  und  $\alpha, \beta, \gamma$  an den beiden Orten  $z_0$  und  $z$  der Sollbahn. Da die Emittanz bei der Transformation durch das Strahlführungssystem erhalten bleibt, gilt für die Phasenellipsen:

$$\varepsilon = \beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \beta_0 x_0'^2 + 2\alpha_0 x_0 x_0' + \gamma_0 x_0^2 \quad (3.16)$$

Nach Einsetzen von (3.13) erhält man die Transformation der Twissparameter durch die Magnetstruktur in Matrixschreibweise [Wil92]:

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{21} & m_{11}m_{22} + m_{12}m_{21} & -m_{22}m_{12} \\ m_{21}^2 & -2m_{22}m_{21} & m_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Hiermit hat man eine praktikable Möglichkeit, den transversalen Phasenraum und damit die Strahlparameter an jedem Ort  $z$  der Sollbahn zu berechnen, indem man eine Startphasenraumellipse durch eine gegebene Matrix  $\mathbf{M}$  transformiert.

### Beispiel:

Um die Transfermatrix  $M$  eines Quadrupols zu berechnen, betrachtet man zunächst wieder Gleichung (3.5). Bei einem Quadrupol findet keine Bahnablenkung statt, also ist  $\frac{1}{R} = 0$ . Außerdem kann man in guter Näherung  $k = \text{const}$  annehmen. Somit wird aus (3.5):

$$x''(z) - kx(z) = 0 \quad (3.18)$$

Dies ist eine einfache Differentialgleichung zweiter Ordnung. Somit erhält man für einen realen Quadrupol mit der effektiven Länge  $s$  folgende Lösungen in Form von

Abbildungsmatrizen:

$$M = \begin{cases} \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \Omega \\ -\sqrt{|k|} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix} & ; \quad k < 0 \quad \text{fokussierend} \\ \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} & ; \quad k = 0 \quad \text{Drift} \\ \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix} & ; \quad k > 0 \quad \text{defokussierend} \end{cases} \quad (3.19)$$

mit  $\Omega = \sqrt{|k|}s$

Die Transformationsmatrix eines Quadrupoldoublets findet man dann, indem man die Matrizen miteinander multipliziert:

$$\mathbf{M}_{\text{gesamt}} = \mathbf{M}_{\text{fokussierend}} \cdot \mathbf{M}_{\text{drift}} \cdot \mathbf{M}_{\text{defokussierend}} \quad (3.20)$$

In Anhang A sind die Transfermatrizen der in der Strahlführung polarisierter Elektronen verwendeten Elemente zusammengefaßt. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Berechnungen entlang der Strahlführung mit Hilfe des von K.H.Steffens [Ste93] entwickelten Programms BEAMOPTIK durchgeführt.

## 3.2 Die Strahlführung

Da die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI in der Anfangsphase ständig für Wartungsarbeiten zugänglich sein mußte, wurde sie im Erdgeschoß, drei Stockwerke über der Beschleunigerebene, aufgebaut. Aus diesem Grund ist es notwendig, den auf  $100\text{keV}$  beschleunigten Elektronenstrahl durch eine 26 Meter lange Strahlführung mit einer typischen Apertur von  $30\text{mm}$  bis zum Injektor-Linac<sup>2</sup> des Beschleunigers zu führen [Ste93]. Abb. 3.4 zeigt eine Skizze der Strahlführung polarisierter Elektronen.

Im Erdgeschoß befindet sich der Quellenraum mit den beiden Elektronenquellen. Der Elektronenstrahl wird aus dem Quellenraum heraus und im Treppenhaus senkrecht nach unten geführt. Nach dem Transfersystem durchläuft der Elektronenstrahl den

---

<sup>2</sup>Der Linear Accelerator ist die erste Beschleunigungssektion von MAMI. Hier wird der Elektronenstrahl auf  $3.45\text{MeV}$  vorbeschleunigt.

sogenannten Spinrotator, der es ermöglicht, den Elektronenspin in beliebiger Richtung zu drehen [Ste93]. Im Spinrotator befindet sich außerdem ein Mott-Polarimeter [Ste94], mit dem der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls gemessen werden kann. Im Kellergeschoß wird der Strahl dann in die Beschleunigerhalle umgelenkt und in den Injektor eingeschossen.

Die Umlenkung des Strahls erfolgt durch sogenannte  $\alpha$ -Magnete, in denen der Strahl eine  $270^\circ$ -Kurve beschreibt, was einer Richtungsänderung von  $90^\circ$  entspricht. Aufgrund der Länge der  $100\text{keV}$ -Strahlführung und seines endlichen transversalen Phasenraumvolumens muß der Elektronenstrahl immer wieder fokussiert werden. Die hierzu verwendeten optischen Elemente sind Quadrupolmagnete und Solenoide. Wie in Abb. 3.4 zu erkennen ist, sind die Quadrupole als Dublett oder als Triplet gruppiert, um in beiden Ebenen (horizontal und vertikal) zu fokussieren (vgl. Abschnitt 3.1). Diese Dubletts oder Triplets sind so angeordnet, daß sich die Elektronenoptik der Strahlführung aus einzelnen *parallel-zu-punkt-zu-parallel* Abbildungen zusammensetzt. Um die Lage des Elektronenstrahls beeinflussen zu können, sind vor den Elektronenlinsen Korrekturmagnete, sogenannte *Wedler*, angebracht.

Zur Diagnose des Elektronenstrahls sind entlang der gesamten Strahlführung 15 Linearscanner verteilt [Dom92]. Um eine möglichst hohe Transmission des Elektronenstrahls durch die Strahlführung zu erreichen, sind alle Scanner mit Leuchtschirmen ausgestattet, auf denen man Form und Lage des Elektronenstrahls kontrollieren kann.

Zusätzlich zu den Leuchtschirmen sind die Scanner mit weiteren Diagnostargets ausgerüstet, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

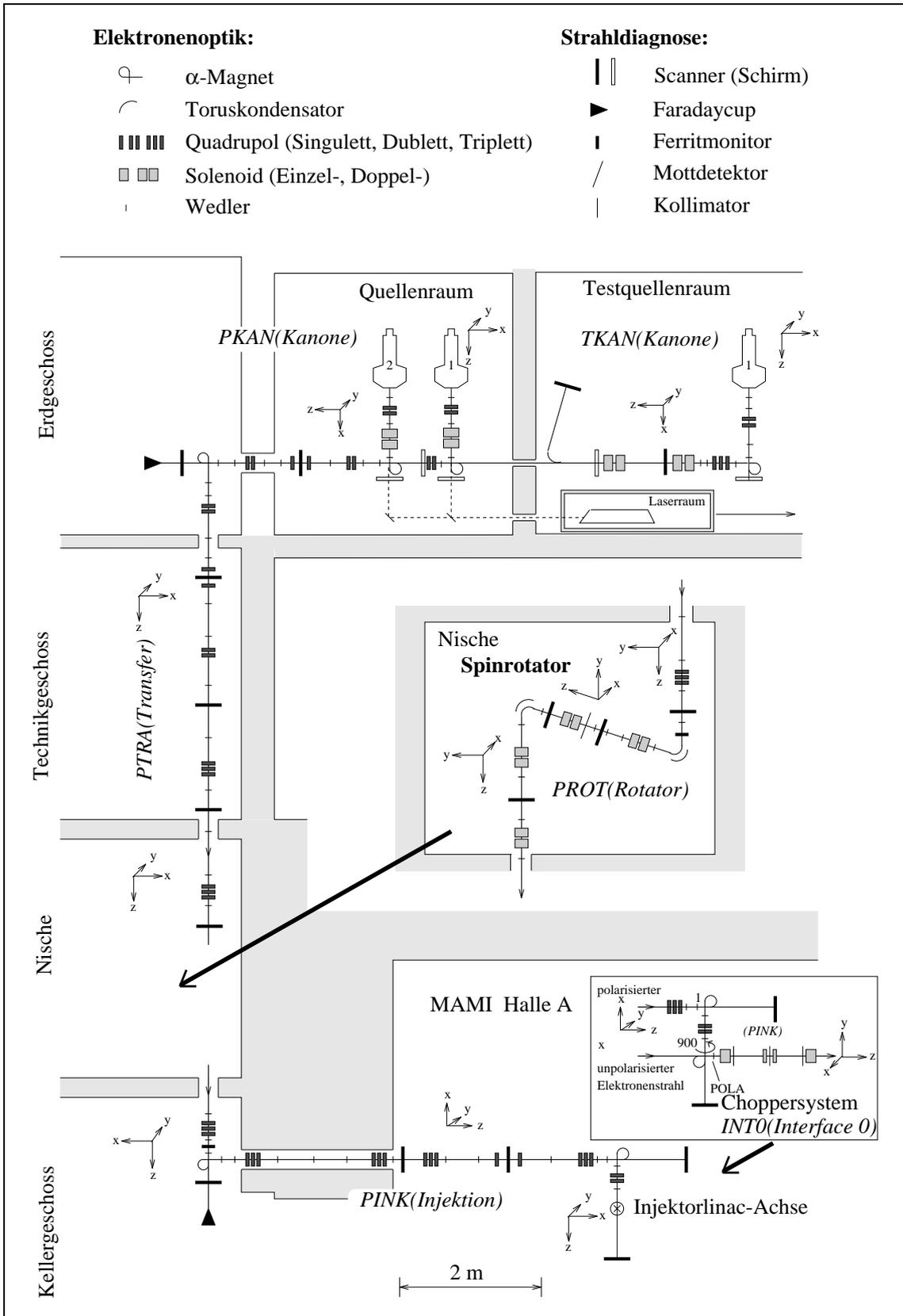


Abbildung 3.4: Die Strahlführung polarisierter Elektronen an MAMI

### 3.3 Strahldiagnose

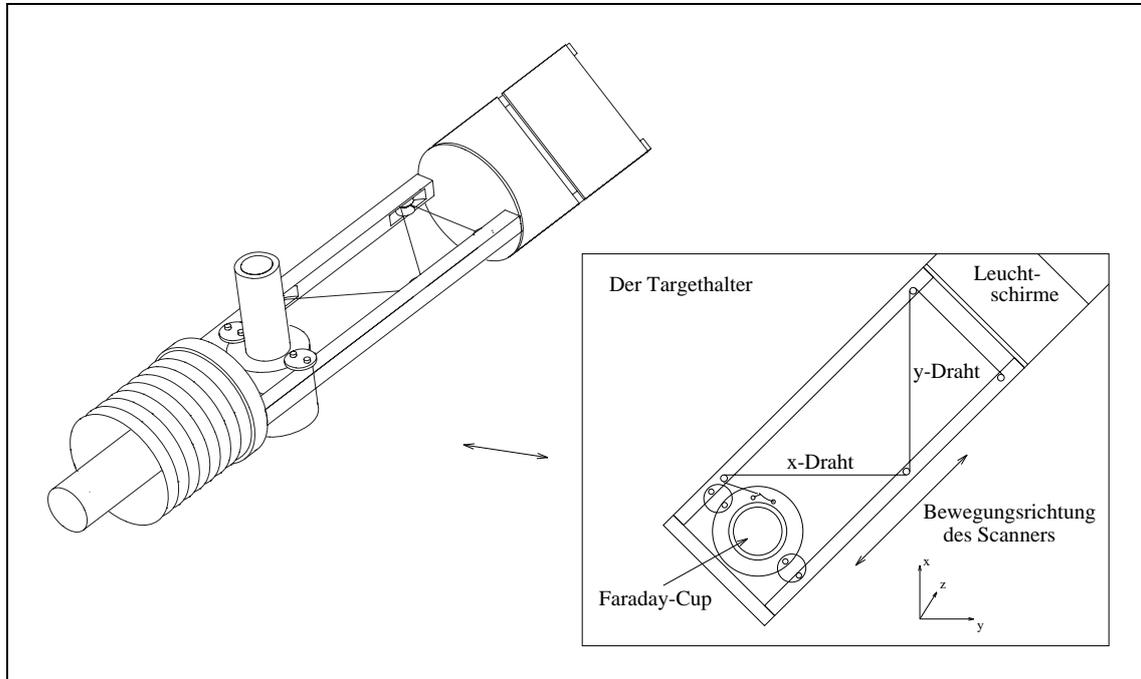


Abbildung 3.5: Skizze eines Linear-scanners zur Strahldiagnose in der Strahlführung polarisierter Elektronen. Das Vakuumgehäuse und der Antrieb sind hier nicht eingezeichnet.

In Abb. 3.5 ist der innere Aufbau eines Linear-scanners zu sehen, wie er in der Strahlführung verwendet wird. Er besteht im wesentlichen aus einem Targethalter, der in einer Richtung beweglich ist. An diesem Targethalter sind die Diagnostetargets befestigt. In einem Aluminiumrahmen befinden sich ein Faraday-Cup und ein  $40\mu\text{m}$  dicker Wolframdraht. Der Draht ist so gespannt, daß er die Scannerachse unter den Winkeln  $45^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $90^\circ$  kreuzt. Cup und Draht sind durch Bauteile aus Marcor gegen den Aluminiumrahmen isoliert und gemeinsam mit einer Auslese-Elektronik verbunden. Auf das äußere Ende des Rahmens sind die beiden Leuchtschirme geschraubt. Sie sind gegen die Ebene des Rahmens um  $45^\circ$  gedreht, um sie von der Seite mit einer Kamera betrachten zu können.

#### 3.3.1 Transmissionsmessung

Mit dem Faraday-Cup können Strahlströme bis  $10\mu\text{A}$  gemessen werden. Durch die Aufladung des Cups und Sekundärelektronenemission [Dom92] liegt die Genauigkeit der Strahlstrommessung für  $10\mu\text{A}$  bei 5%. Die Transmission ergibt sich als Quotient aus dem gemessenen Strom im Cup und dem Strom, der von der Kathode der Elektronenkanone emittiert wird ( $T = I_{\text{Faraday}}/I_{\text{Quelle}}$ ). Im Betrieb der  $100\text{keV}$ -

Strahlführung polarisierter Elektronen liegt die Transmission bis zum Einschub in den Beschleuniger im Normalfall bei 95 – 100%. Deshalb läßt ein Transmissionsverlust direkt auf eine fehlerhafte Einstellung der elektronenoptischen Elemente schließen.

### 3.3.2 Phasenraummessung

Die Bewegungsrichtung des Scanners durch den Strahl ist genau so gewählt, daß mit dem Wolframdraht die Strahlbreiten in x- und y-Richtung gemessen werden können (Koordinaten wie in Abb. 3.4). Nach Gleichung 3.13 erhält man für die Abbildung durch ein elektronenoptisches Element die Beziehung:

$$x = m_{11}x_0 + m_{12}x'_0 \quad (3.21)$$

$$x' = m_{21}x_0 + m_{22}x'_0 \quad (3.22)$$

$m_{ii}$  = Elemente der Transfermatrix durch das Linsensystem bis zum Scanner  
 $x_0, x'_0$  = halbe Strahlbreite und Divergenz vor der Linse  
 $x, x'$  = halbe Strahlbreite und Divergenz am Ort des Scanners

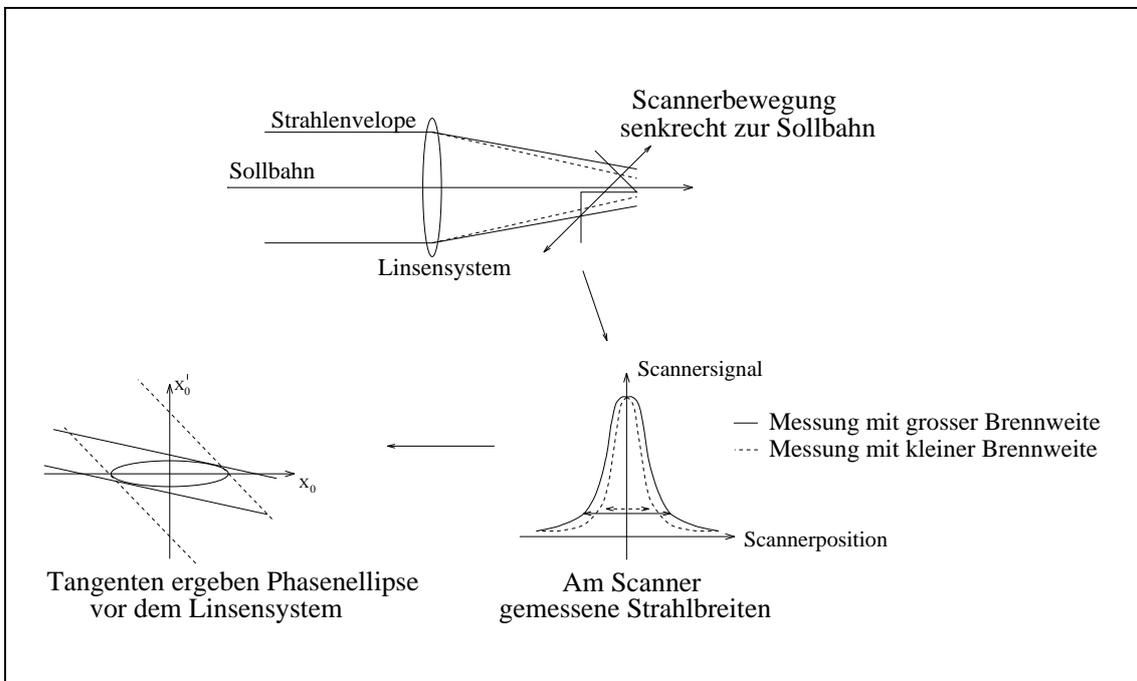


Abbildung 3.6: Schema der Emittanzmessung mit einem Linearscanner

Löst man Gleichung 3.21 nach  $x'_0$  auf, so erhält man eine Geradengleichung in der  $x_0$ - $x'_0$ -Ebene mit Steigung  $-m_{11}/m_{12}$  und Achsenabschnitt  $x/m_{12}$ :

$$x'_0 = -\frac{m_{11}}{m_{12}}x_0 \pm \frac{x}{m_{12}} \quad (3.23)$$

Variiert man nun die Brennweite des Linsensystems vor dem Scanner und mißt die Strahlbreite, so liefert Gleichung 3.23 für jede Messung zwei Geraden, die Tangenten der Phasenellipse sind. Abb. 3.6 zeigt ein Schema der Messung. Die hier mit zwei unterschiedlichen Brennweiten ermittelten Strahlbreiten ergeben vier Tangenten an die Phasenellipse vor dem Linsensystem.

Hat man hinreichend viele Tangenten, so läßt sich eine Ellipse fitten, die den transversalen Phasenraum des Elektronenstrahls beschreibt. Bei den Phasenraummessungen werden normalerweise etwa 10-15 Tangentenpaare ermittelt. Bei der Variation der Brennweiten ist darauf zu achten, daß die Phasenraumellipse vollständig umschrieben wird. Die Scanner sind in der Strahlführung so angeordnet, daß mit dem x-Draht der horizontale und mit dem y-Draht der vertikale transversale Phasenraum gemessen wird.

Die Phasenraummessungen werden üblicherweise bei einem Strahlstrom von  $1-2\mu A$  durchgeführt. Da es bei der Variation der Brennweite auch zu einer Defokussierung des Elektronenstrahls kommt, kann bei einem niedrigeren Strahlstrom die Intensität auf dem Wolframdraht zu klein werden, um die Strahlbreiten bestimmen zu können. Die gemessenen Emittanzen sind bis auf einen Fehler von etwa 5-10% reproduzierbar.

Die in der Strahlführung polarisierter Elektronen gemessenen Emittanzen liegen zwischen  $0.4$  und  $0.7\pi \cdot mm \cdot mrad$ . Da der Elektronenstrahl ab einer Emittanz von ca.  $1\pi \cdot mm \cdot mrad$  nicht mehr verlustfrei durch die Strahlführung geführt werden kann, sind die Phasenraummessungen ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Strahlqualität und die Grundlage für Simulationsrechnungen durch das elektronenoptische System.

# Kapitel 4

## Zur Halomessung eingesetzte Methoden

In der Lichtoptik sind mit *Halo* Leuchterscheinungen mit geringer Intensität gemeint, die in der Umgebung des Lichtstrahl zu sehen sind. Bei einem Elektronenstrahl gibt es ebenfalls Bereiche um den Strahl, die als Halo bezeichnet werden. Wenn man dem Elektronenstrahl eine bestimmte Emittanz zuordnet und transversal eine Gaußform annimmt, so läßt sich der Halo als der Teil des Strahls definieren, der nicht der Sollemittanz entspricht, oder von der Gaußform abweicht. Das Vorhandensein eines solchen Halo kann man auf unterschiedliche Effekte zurückführen:

- Wie in Kapitel 2 beschrieben, werden die polarisierten Elektronen in einer Halbleiter-Kathode durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht erzeugt. Um den Startphasenraum des Elektronenstrahls klein zu halten (ca.  $0.3\pi \text{ mm mrad}$ ), wird für den Laserfleck auf der Kathode ein Durchmesser von ca.  $0.25\text{mm}$  gefordert. Alle wichtigen Elemente zum Erreichen der Zirkularpolarisation und der richtigen Strahlgröße sind in einer Makrooptischen Bank<sup>1</sup> enthalten, die der Laserstrahl durchläuft [Gil97]. Durch Abbildungsfehler und durch Reflexion an den Glasflächen entsteht ein Lichthalo, der bereits auf der Kathode einen Halo des Elektronenstrahls erzeugt. Die relative Intensität des Lichthalo liegt typischerweise bei  $2 \cdot 10^{-4}$ .
- Als elektronenoptische Linsen werden Elektromagnete benutzt, die bestimmte Feldgradienten aus Gl. 3.3 besitzen sollen. Konstruktionsbedingte Feldfehler können hier zu einer Verschmierung des Phasenraums führen [Her80]. Dipolartige Feldfehler beeinflussen die Strahllage, was sich durch Korrekturmagnete leicht beheben läßt. Quadrupolartige Störfelder wirken auf den Phasenraum wie ideale Linsen. Der Einsatz von Korrekturquadrupolen wäre hier denkbar, es ist jedoch schwierig, eine geeignete Diagnosemöglichkeit für das Maß der Korrektur zu finden. Feldfehler höherer Ordnung verformen die Phasenraumellipse mehr oder weniger irregulär, ihr Störeinfluß beschränkt sich jedoch

---

<sup>1</sup>trademark Spindler & Hoyer, Göttingen

mit höherer Ordnung immer mehr auf den Randbereich des Strahls [Her80]. In den Randbereichen sind deshalb die kanonischen Differentialgleichungen für die Elektronen nicht mehr erfüllt. Die Konsequenz ist eine Aufweitung des effektiv beobachteten Phasenraums. Da die Feldfehler in der Strahlführung polarisierter Elektronen nicht hinreichend bekannt und außerdem stochastisch verteilt sind, ist eine Abschätzung der Störung nur schwer möglich.

- Das Vorhandensein von Restgasatomen im Vakuumsystem der Strahlführung trägt ebenfalls zur Entstehung des Halo bei [Her82]. Durch Streuung an diesen Atomen kann die Divergenz und damit auch der Phasenraum der Teilchen verändert werden. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für eine Streuung in den Winkelbereich  $x' \geq x'_0$  ist näherungsweise gegeben durch [Wru94]:

$$2\pi \cdot Z^2 \cdot r_0^2 \cdot \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{1}{x_0'^2} \quad (4.1)$$

$Z$ =Kernladungszahl,  $r_0$ =klassischer Elektronenradius,  $\gamma$ =Elektronenenergie in Einheiten von  $m_0c^2$

Eine Abschätzung für die Strahlführung polarisierter Elektronen ergibt einen relativen Anteil von  $2 \cdot 10^{-5}$  außerhalb eines mittleren Strahldurchmessers von  $2mm$ . Die Abschätzung erfolgte mit einer Elektronenenergie von  $100keV$ , einem Restgasdruck von  $1 \cdot 10^{-7} Torr$  und einer Flugstrecke von  $26m$ .

Um nun den Halo des Elektronenstrahls beurteilen zu können, benötigt man eine Methode, die es ermöglicht, kleine Intensitäten in den Randbereichen des Strahls zu messen. Zu diesem Zweck ist in die Strahlführung von MAMI hinter der letzten Beschleunigerstufe eine Vorrichtung zur Strahlprofilmessung eingebaut, die auf der Erzeugung von Bremsstrahlung beruht.

## 4.1 Bremsstrahlung von Elektronen

Treffen Elektronen auf Materie, so geben sie unter anderem Energie in Form von reellen Photonen ab, was als *Bremsstrahlung* bezeichnet wird.

### 4.1.1 Wirkungsquerschnitt

Der Strahlungsquerschnitt  $\Phi$  für die Erzeugung von Bremsstrahlung ist definiert als [Hei57]:

$$\Phi = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} k \frac{d\sigma}{dk} dk \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $k$  die Energie der emittierten Photonen und  $E_0$  die Elektronenenergie vor dem Auftreffen auf das Medium, in dem die Bremsstrahlung erzeugt wird. Man erhält ein kontinuierliches Spektrum bis zur Elektronenenergie  $E_0$ .

Für die Berechnung von  $\Phi$  greift man meist auf die Born'sche Näherung zurück. Es werden dabei jedoch immer zusätzliche Näherungen eingeführt, je nach dem in welchem Energiebereich man sich befindet. Bei Energien, für die  $E_0 \ll 137m_e c^2 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}$  erfüllt ist, erhält man in Abhängigkeit von primärer Elektronenenergie  $E_0$  und Impuls  $p_0$  zum Beispiel folgenden Zusammenhang [KM59]:

$$\Phi = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \left\{ \frac{(12E_0^2 + 4)}{3E_0 p_0} \ln(E_0 + p_0) - \frac{(8E_0 + 6p_0)}{3E_0 p_0^2} [\ln(E_0 + p_0)]^2 - \frac{4}{3} + \frac{2}{E_0 p_0} [F(x)] \right\} \quad (4.3)$$

$$\text{mit} \quad F(x) = \int_0^x \frac{\ln(1+y)}{y} dy \quad \text{und} \quad x = 2p_0(E_0 + p_0)$$

Bei kleinen kinetischen Energien, für die zusätzlich die Bedingung  $\beta_0 \ll 1$  erfüllt ist, wird Gl. 4.3 zu:

$$\Phi = \frac{16}{3} \frac{Z^2 r_0^2}{137} \quad (4.4)$$

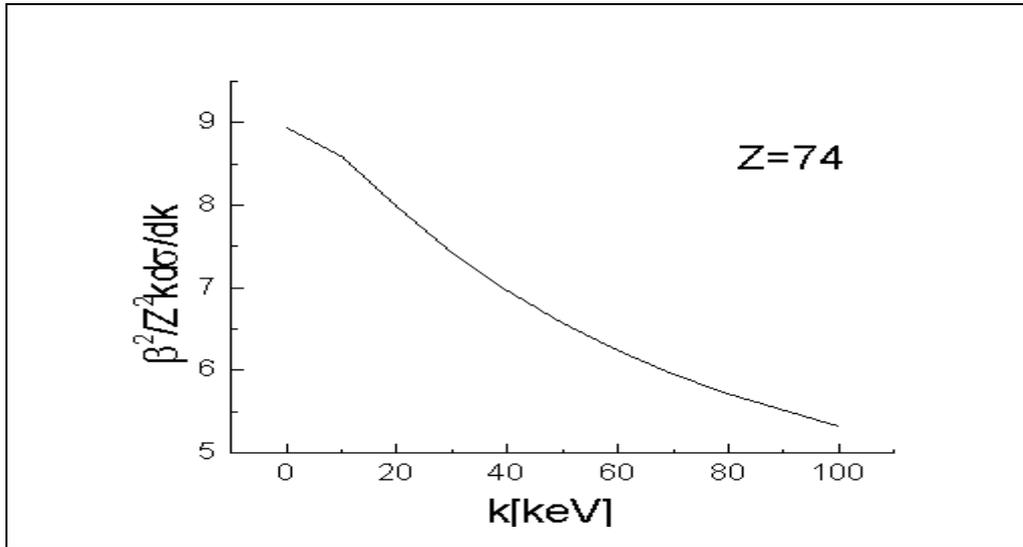
Im Bereich großer Energien, d.h.  $E_0 \gg 137 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}$  und  $E_0, E^2, k \gg 0$  ergibt sich an Stelle von (4.3) die Beziehung:

$$\Phi = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \left[ \ln(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18}) \right] \quad (4.5)$$

Ein *skaliertes* Energiespektrum für Bremsstrahlung findet man zum Beispiel bei Pratt in *Atomic Data and Nuclear Data Tables* [Pra77], tabelliert in  $(\beta/Z^2)k d\sigma/dk$  für einen Energiebereich von  $1keV$  bis  $2MeV$ . Abb. 4.1 zeigt ein solches Energiespektrum für Wolfram in Abhängigkeit der Photonenenergie  $k$ . Mit  $T_1$  ist die kinetische Energie der Elektronen vor dem Stoß bezeichnet.

---

<sup>2</sup>Elektronenenergie nach dem Stoß

Abbildung 4.1: Energiespektrum für Wolfram bei  $T_1 = 100 \text{ keV}$ 

### 4.1.2 Winkelverteilung

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Winkel, unter dem die Photonen emittiert werden, läßt sich durch eine sogenannte *Shape-Funktion* beschreiben [TPL79]:

$$S\left(Z, T_1, \frac{k}{T_1}, \Theta\right) \equiv \frac{d\sigma}{dk d\Omega_k} \bigg/ \frac{d\sigma}{dk} \quad (4.6)$$

Für ein spezielles Target hängt diese ab von der Kernladungszahl  $Z$ , der kinetischen Energie der einfallenden Elektronen  $T_1$ , dem Energieübertrag auf die Photonen  $k/T_1$  und dem Winkel  $\Theta$  der Photonen im Bezug auf den Elektronenimpuls. Die Shape-Funktion ist hier so normiert, daß die Beziehung

$$\int S d\Omega_k = 1$$

erfüllt ist. Abbildung 4.2 zeigt berechnete Shape-Funktionen, die auf Ergebnissen aus Partialwellen-Zerlegungen beruhen [TPL79]. Wenn man die Kurven in Abb. 4.2 vergleicht, so stellt man fest, daß der Verlauf nahezu unabhängig von  $Z$  ist. Die Maxima gleicher Energieüberträge liegen für  $Z = 13$  und  $Z = 79$  etwa auf den selben Winkeln. Bei konstanter Kernladungszahl  $Z$  variieren die Shape-Funktionen aber mit dem Energieübertrag auf das Photon  $k/T_1$ . Bei niedrigen Energieüberträgen,

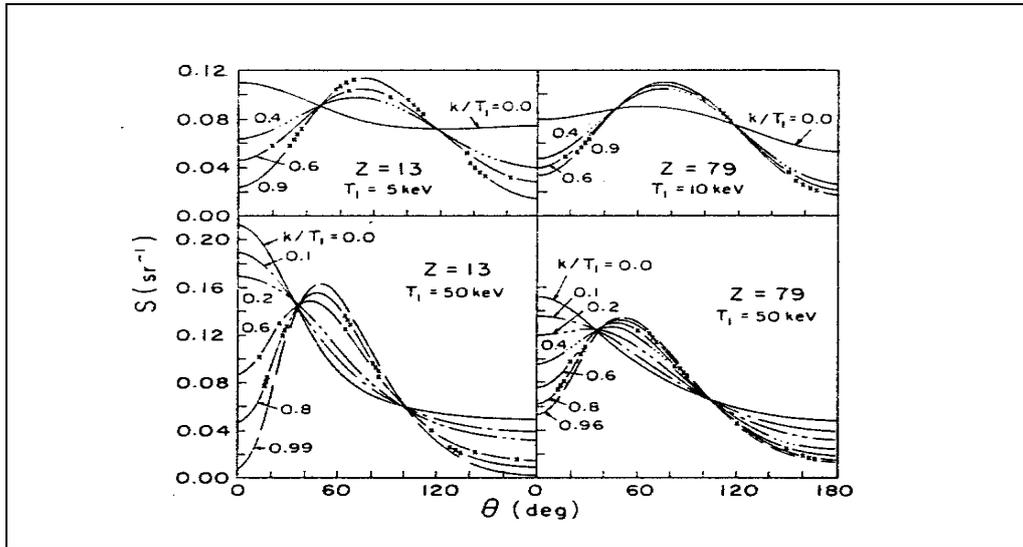


Abbildung 4.2: Shape-Funktion für Aluminium und Gold bei  $T_1 = 50 \text{ keV}$

d.h. bei  $k/T_1 < 0.2$ , liegt das Maximum jeweils bei  $\Theta = 0^\circ$ . Für  $k/T_1 \geq 0.6$  liegen die Maxima alle bei  $\Theta \approx 60^\circ$ .

Um jetzt bei kinetischen Elektronenenergien von etwa  $100 \text{ keV}$  mit einem gewissen Übergewicht an höherenergetische Photonen messen zu können, wurde versucht, den Detektor nach Möglichkeit unter einem Winkel von  $60^\circ$  zur Strahlführung zu orientieren. Dadurch sollte sich das Detektorsignal energetisch besser von den Dunkelzählraten trennen lassen.

Zur Messung der Bremsstrahlung werden an MAMI und in der Strahlführung polarisierter Elektronen zwei Typen von Teilchendetektoren verwendet, die der folgende Abschnitt beschreibt.

## 4.2 Detektoren für Teilchenstrahlung

Außer durch das Erzeugen von Bremsstrahlung können Teilchen ihre Energie auch durch Ionisation oder Anregung von Molekülen des Materials abgeben, das sie durchdringen. Dies wird auch bei den hier zur Halomessung eingesetzten Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren ausgenutzt.

### 4.2.1 Ionisationskammern

In den mit einem Zählgas gefüllten Kammern wird entlang der Bahn eines Teilchens eine primäre Ionisation erzeugt, die dann als Spannungspuls oder als Stromsignal

gemessen wird. Wie in Abb. 4.3 dargestellt, ist die Ionisationskammer im Prinzip

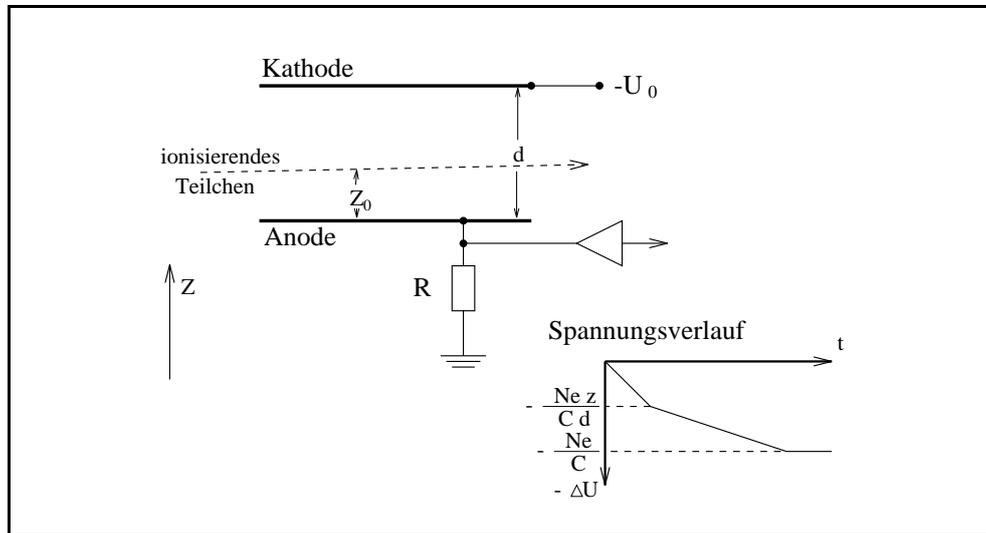


Abbildung 4.3: Schema einer Ionisationskammer und zeitlicher Verlauf des Spannungssignals für  $R = \infty$ .

ein Plattenkondensator. Die entstehenden Ionen des Zählgases werden von der am Kondensator anliegenden Spannung abgesaugt. Die Feldstärke  $E_z = U_0/d$  ist dabei noch so klein, daß keine Sekundärionisation stattfindet. Die durch die Bewegung der Ladungsträger influenzierte Ladung auf den Kondensatorplatten fließt über den Widerstand  $R$  ab und ist als Spannungsimpuls meßbar. Wegen der wesentlich höheren Driftgeschwindigkeit der Elektronen, steigt das Spannungssignal erst schnell bis auf  $-Nez_0/Cd$  an ( $R = \infty$ ). Dann wächst es durch die Ionen langsamer, bis auf den Endwert  $-Ne/C$ .

Der Spannungsimpuls ist vom Ort der Primärionisation unabhängig, wenn die Zeitkonstante  $RC$  größer ist, als die Driftzeit  $\Delta t_{Ion}$  der Ionen. In diesem Fall können ab einer Rate von mehr als  $1kHz$  keine einzelnen Ereignisse mehr unterschieden werden. Das Spannungssignal ist dann aber proportional zur Primärionisation. Bei konstanter Einfallrate der Teilchen erhält man einen mittleren Gleichstrom, weswegen solche Kammern als *Stromkammern* bezeichnet werden. Eine solche Stromkammer wird in der MAMI-Strahlführung zur Halomessung eingesetzt.

### 4.2.2 Organische Szintillatoren

Szintillatoren sind lumineszente Materialien, d.h. sie emittieren Licht im sichtbaren oder ultravioletten Bereich, wenn sie von einem ionisierenden Teilchen angeregt wurden. Die Intensität des emittierten Lichts ist proportional zur deponierten Ener-

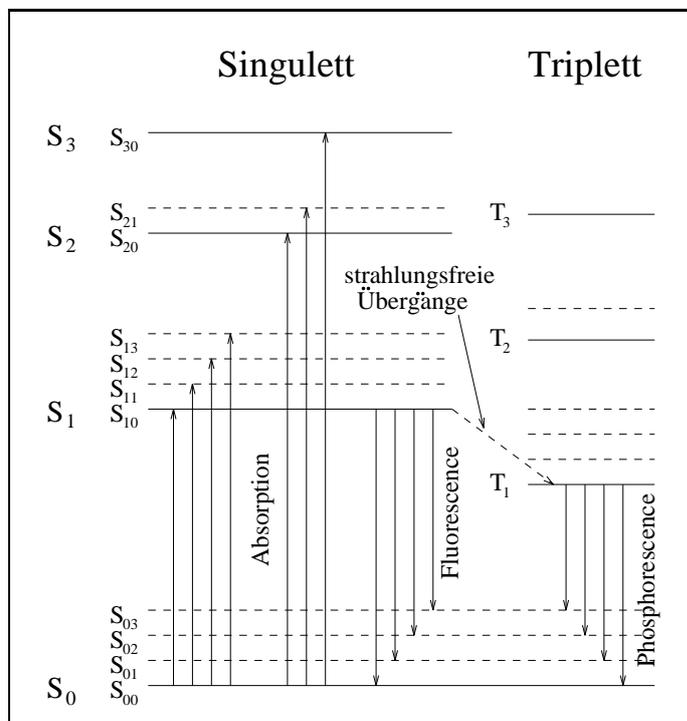
gie. Man unterscheidet zwischen festen, flüssigen und gasförmigen, beziehungsweise zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren. Im Rahmen dieser Arbeit sind jedoch nur organische Szintillatoren von Interesse.

Die Eigenschaften von organischen Molekülen werden vorwiegend von der Elektronenstruktur der C-Atome bestimmt. Im Grundzustand des Kohlenstoffs haben die Elektronen die Konfiguration  $1s^2 2s^2 2p^2$ . In zyklischen Kohlenwasserstoffen wie z.B. Benzen bilden die  $2p$ -Zustände sogenannte  $\pi$ -Orbitale, die sich über den gesamten Molekülmfang erstrecken. Eine gute Methode, die Anregungszustände in den zyklischen  $\pi$ -Orbitalen zu beschreiben, ist das *perimeter free-electron model* [Bir64]. In diesem Modell werden die  $\pi$ -Orbitale als Orbitale von freien Elektronen betrachtet, die sich auf einer eindimensionalen Kreisbahn um den Molekülmfang bewegen können. Wenn man die Elektronenbahn als Kreis mit Umfang  $l$  annimmt, so verhält sich das Orbital wie ein ebener Oszillator. Zusätzlich muß die Wellengleichung die Randbedingung

$$\Psi(x) = \Psi(x + l) \quad (4.7)$$

erfüllen, wobei  $x$  der Ort des Elektrons auf der Kreisbahn ist. Die Elektronen können also wie bei den Schalen der Atomhülle in Zustände unterschiedlicher Energie angeregt werden. Führt man für die Bezeichnung der Zustände eine Quantenzahl  $q$  ein, so sind die erlaubten Energieniveaus gegeben durch:

$$E_q = \frac{q^2 h^2}{2m_e l^2}$$



In Abb. 4.4 sind die Energieniveaus schematisch dargestellt. Der Szintillator wird durch Absorption angeregt, und gibt die Energie in Form von Lumineszenz wieder ab. Die Niveaus  $S_q$  und  $T_q$  ( $q = 0, 1, 2, \dots$ ) entsprechen den Elektronenzuständen unterhalb der Ionisationsenergie des  $\pi$ -Elektrons. Die einzelnen Zustände haben Unterniveaus, die auf Vibrationsanregungen des Moleküls zurückzuführen sind.

Abbildung 4.4: Energieniveaus der  $\pi$ -Elektronen

Bei einfachen organischen Molekülen können drei Arten von Lumineszenz auftreten. Den direkten Übergang von  $S_1$  zum  $S_0$  durch Abgabe von Strahlung bezeichnet man als *Fluoreszenz*. Der  $S_1$ -Zustand hat eine Lebensdauer von  $\sim 10^{-8}$  bis  $\sim 10^{-9}$  Sekunden. Aufgrund strahlungsfreier Übergänge mit sehr kurzer Lebensdauer ( $\sim 10^{-11} \text{ sec}$ ) zwischen den höheren Niveaus werden Photonen nur durch Übergänge aus dem  $S_{10}$ -Zustand emittiert [Bir64]. Mit *Phosphoreszenz* bezeichnet man Übergänge aus dem ersten angeregten Triplett-Zustand  $T_1$ . Dieser metastabile Zustand wird ebenfalls durch strahlungsfreie innere Übergänge erreicht und hat eine wesentlich längere Lebensdauer von etwa  $10^{-4}$  Sekunden oder mehr. Wenn das Molekül durch thermische Anregung vom  $T_1$  wieder in den  $S_1$ -Zustand zurückkehrt und dann emittiert, spricht man von *verzögerter Fluoreszenz*.

Für organische Szintillatoren werden Materialien verwendet, die überwiegend fluoreszent sind. Durch die kurzen Lebensdauern der  $S_1$ -Zustände eignen sich organische Szintillatoren gut zur Messung hoher Zählraten.

### 4.3 Strahlprofil-Messung an MAMI

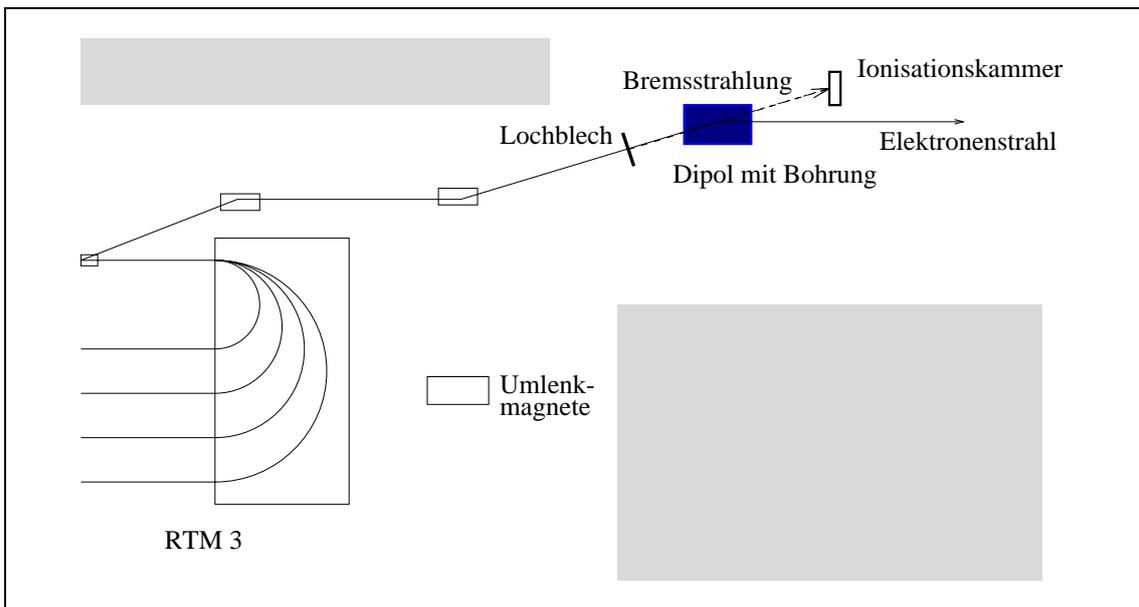


Abbildung 4.5: Schema der Halomessung in der Strahlführung hinter **RTM 3**

Abb. 4.5 zeigt schematisch die Anordnung der Halomessung in der Strahlführung des Beschleunigers. Gemessen wird hinter der letzten Beschleunigungsstufe, dem RTM 3. Ca.  $2 \text{ m}$  vor dem Dipolmagneten, der den Strahl in den Strahlführungstunnel umlenkt, kann ein  $1 \text{ mm}$  starkes Aluminiumblech in den Strahl gefahren werden. In

dem Blech befinden sich Lochblenden mit verschiedenen Durchmessern. Abb. 4.6 (links) zeigt eine Skizze des Blechs mit der Anordnung der Lochblenden.

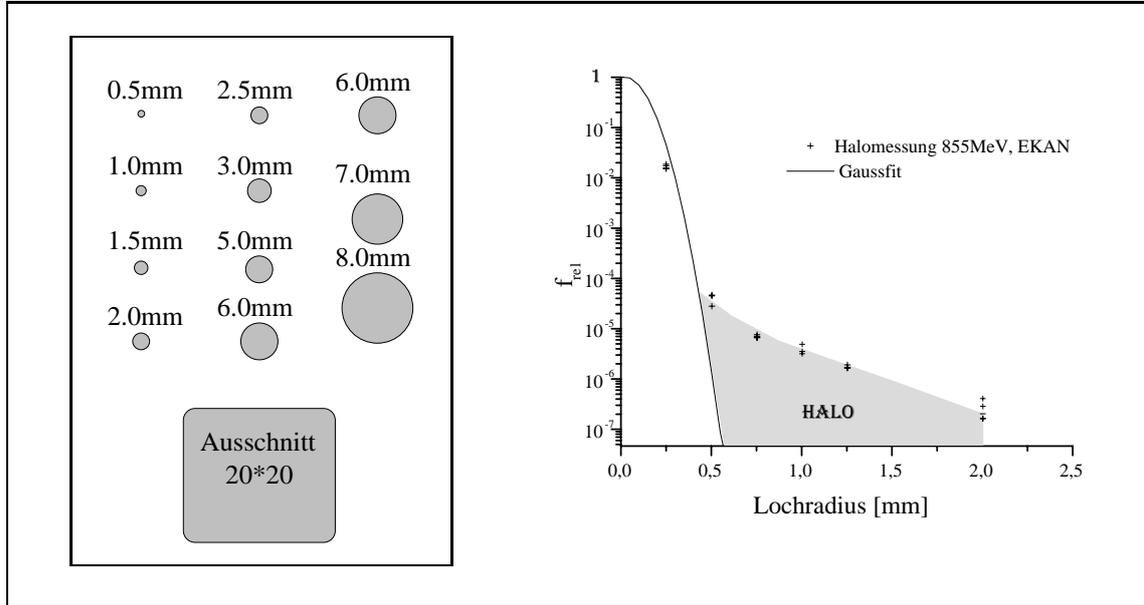


Abbildung 4.6: Links: Lochblech zur Halomessung. Rechts: Gemessenes Intensitätsprofil des unpolarisierten Elektronenstrahls

Trifft der Elektronenstrahl auf das Blech, so erzeugt er Bremsstrahlung, die bei der hier üblichen Elektronenenergie von  $855\text{ MeV}$  stark in Strahlrichtung gebündelt ist. In dem Dipolmagneten befindet sich in Verlängerung der Strahlachse eine Bohrung, durch die die am Aluminiumblech erzeugte Bremsstrahlung auf eine Ionisationskammer treffen kann. Die Ionisationskammer wird von einer Elektronik ausgelesen, die ein Frequenzsignal bis maximal  $1250\text{ kHz}$  liefert. Die Frequenz ist proportional zur Intensität der Bremsstrahlung. Bei der Messung des Strahlprofils schießt man jetzt den Elektronenstrahl durch diese Löcher und ermittelt die Frequenz in Abhängigkeit von Lochradius und Strahlstrom.

Die gemessenen Frequenzen  $f[\text{Hz}]$  werden dann auf den Strahlstrom  $I$  und die Empfindlichkeit  $\eta$  des Detektors normiert:

$$f_{rel} = \frac{f - f_{offset}}{I} \frac{1}{\eta} \quad (4.8)$$

Die Empfindlichkeit  $\eta$  der Meßanordnung entspricht der auf den Strahlstrom normierten Zählrate  $f_0$  für den Lochradius 0.

$$\eta = \frac{f_0}{I_0} \quad (4.9)$$

Abb. 4.6 (rechts) zeigt neben dem Lochblech ein Strahlprofil des unpolarisierten Elektronenstrahls, das mit dieser Methode gemessen wurde. Die ideale Strahlform ist durch einen Gauß-Fit dargestellt.

Um den linearen Bereich der Meßmethode zu ermitteln, wurde bei einem konstanten Radius der Lochblende von  $0.75\text{ mm}$  der Strahlstrom variiert. Wie in Abb. 4.7 zu

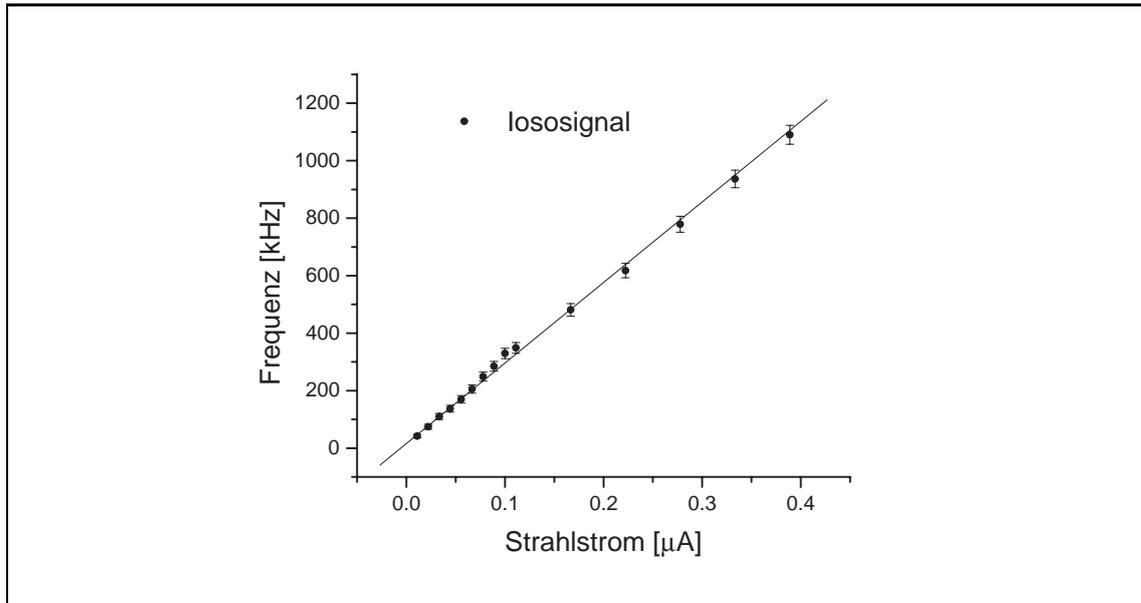


Abbildung 4.7: Linearität der Halomessung hinter RTM 3

sehen ist, steigt die Zählrate bis zur maximalen Frequenz von  $1250\text{ kHz}$  proportional zum an der Lochblende abgestreift Strahlstrom.

Eine Besonderheit liegt in der Rotationssymmetrie der Meßmethode. Da die Bremsstrahlung an runden Öffnungen erzeugt wird, ist bei der Messung darauf zu achten, daß der Elektronenstrahl ebenfalls rund ist und genau in der Mitte der Bohrung liegt, um eine Verfälschung der Messung zu verhindern. Zur Kontrolle der Strahlform wird ein Leuchtschirm benutzt, der sich etwa  $40 - 50\text{ cm}$  hinter dem Aluminiumblech befindet. Die Strahlage wird optimiert, indem man die Lochblende auf minimales Detektorsignal justiert.

#### 4.4 Strahlprofil-Messung in der $100\text{ keV}$ -Strahlführung

Wie zu Anfang erläutert wird für den Halo in der Strahlführung polarisierter Elektronen eine relative Intensität von etwa  $10^{-4}$  erwartet. Durch die direkte Messung

des Strahlstroms wird der erforderliche dynamische Bereich von 5 Größenordnungen nicht erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in der 100keV-Strahlführung polarisierter Elektronen ebenfalls eine Meßanordnung aufgebaut, um vor dem Einschub in den Beschleuniger Strahlprofile durch Erzeugen von Bremsstrahlung messen zu können. Es hat sich als günstig erwiesen, zur Messung einen der bereits in der Strahlführung vorhandenen Linearscanner zu benutzen, da alle anderen Alternativen einen größeren Umbau erfordert hätten.

Abb. 4.8 zeigt den letzten Teil der Strahlführung polarisierter Elektronen, und die Positionen der beiden Scanner in der Strahlführung. Die Namen der Elemente in diesem Teilstück beginnen mit der Abkürzung PINK (aus den Worten *polarisiert* und *Injektor*, vgl. Abb. 3.4). Im horizontalen Teil des PINK-Systems befinden sich drei Linearscanner. In die Scanner *Pinkscan11* und *Pinkscan17* wurden die Emittanzblenden eingebaut (siehe Kapitel 5). Der dritte Scanner, *Piduscan02* (Pink Dump Scanner), wird zur Halomessung verwendet.

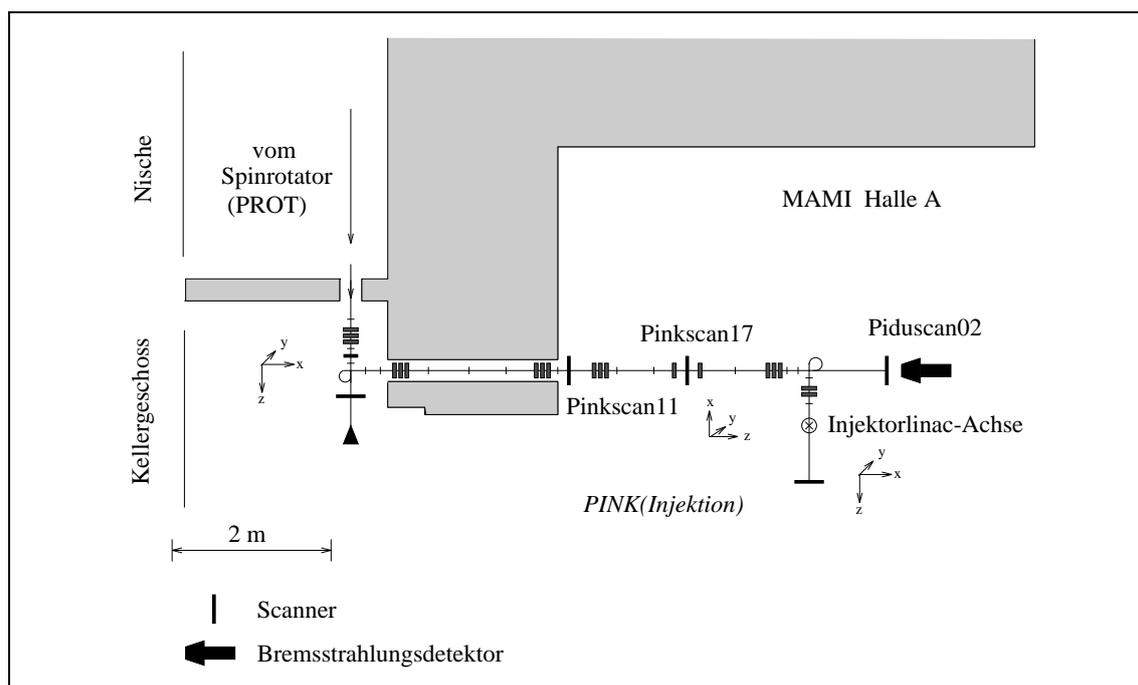


Abbildung 4.8: Plazierung der Blenden im letzten Stück der Strahlführung polarisierter Elektronen

Abb. 4.9 zeigt einen Schnitt durch die Vakuumkammer eines Linearscanners. In der Mitte ist in Frontansicht der Targethalter zu sehen, der den Wolframdraht enthält.

Fährt jetzt der Scanner durch den Strahl, so wird am x- bzw. y-Draht (vgl. Abb. 3.5) Bremsstrahlung erzeugt, deren Intensität von der Ladungsdichte am Ort des Drahtes abhängt. Zur Messung der Strahlung ist auf der Oberseite der Kammer zwischen Strahlrohr und Fensterflansch ein Szintillationszähler befestigt.

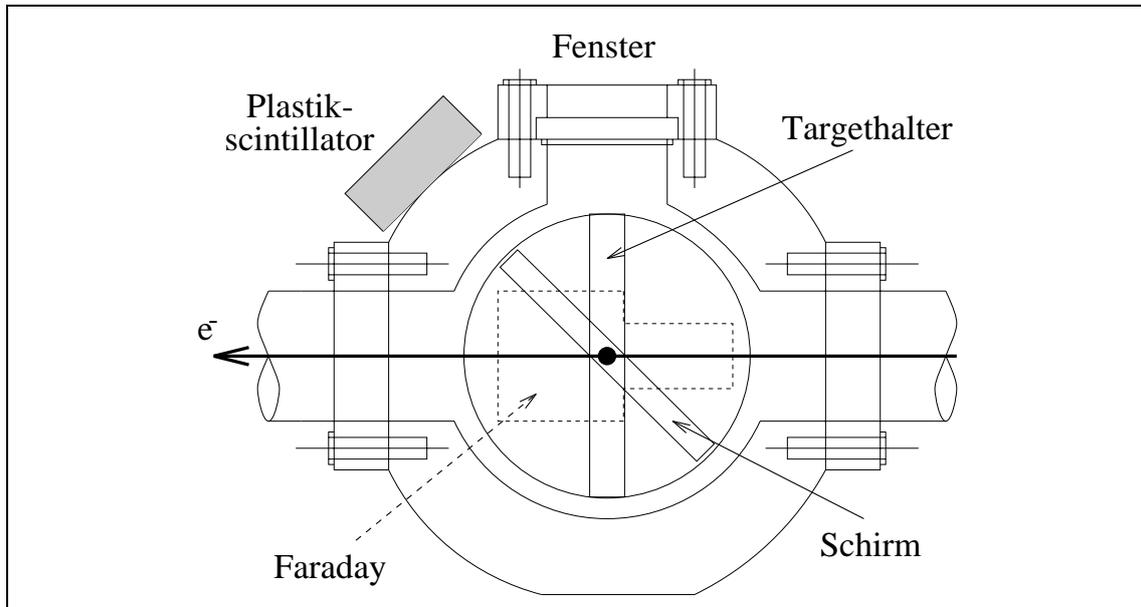


Abbildung 4.9: Schnitt durch die Vakuummutter eines Linearscanners

Um einen dynamischen Bereich von  $10^5$  abdecken zu können, muß der Detektor Zählratenunterschiede von mindestens  $100\text{kHz}$  zwischen Untergrund und Strahlmaximum erlauben. Da organische Szintillatoren für hohe Zählraten besonders geeignet sind, wird ein Plastikszintillator vom Typ NE102 verwendet. Der NE102 hat typische Pulsbreiten von  $10 - 20\text{ns}$  für Gammastrahlung. Dadurch sind Zählraten im MHz-Bereich möglich, ohne daß es zu einer zeitlichen Überlagerung der Pulse (Pile-up) kommt. Die Signale des Szintillators werden von einem schnellen Photomultiplier verstärkt und in ein Stromsignal umgewandelt. Das Stromsignal wird dann elektronisch weiter verstärkt und auf einen Diskriminator gegeben. Nach Optimierung der Diskriminatorschwelle wurde eine mittlere Dunkelzählrate von weniger als  $30\text{Hz}$  erreicht.

Für die Szintillator-Photomultiplier-Verstärker Anordnung wurde ebenfalls die Linearität der Meßmethode überprüft. Dazu wurde einer der beiden Scannerdrähte in das Intensitätsmaximum des Elektronenstrahls gebracht und dann der Strahlstrom variiert. In Abb. 4.10 ist zu sehen, daß ein linearer Bereich bis zu einer Zählrate von  $1300\text{kHz}$  gemessen wurde. Wegen der thermischen Belastung der Scannerdrähte be-

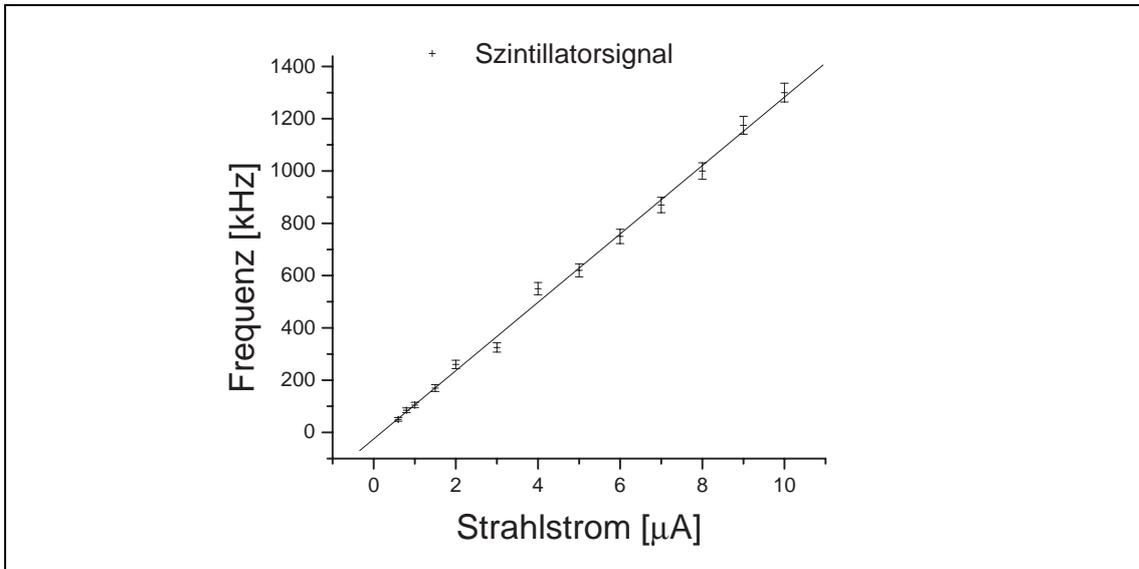


Abbildung 4.10: Messung der Linearität des Aufbaus

trug der maximale Strahlstrom  $10\mu\text{A}$ , was bei Dunkelzählraten von  $20 - 30\text{Hz}$  den dynamischen Bereich der Messung auf 5 Größenordnungen beschränkt.

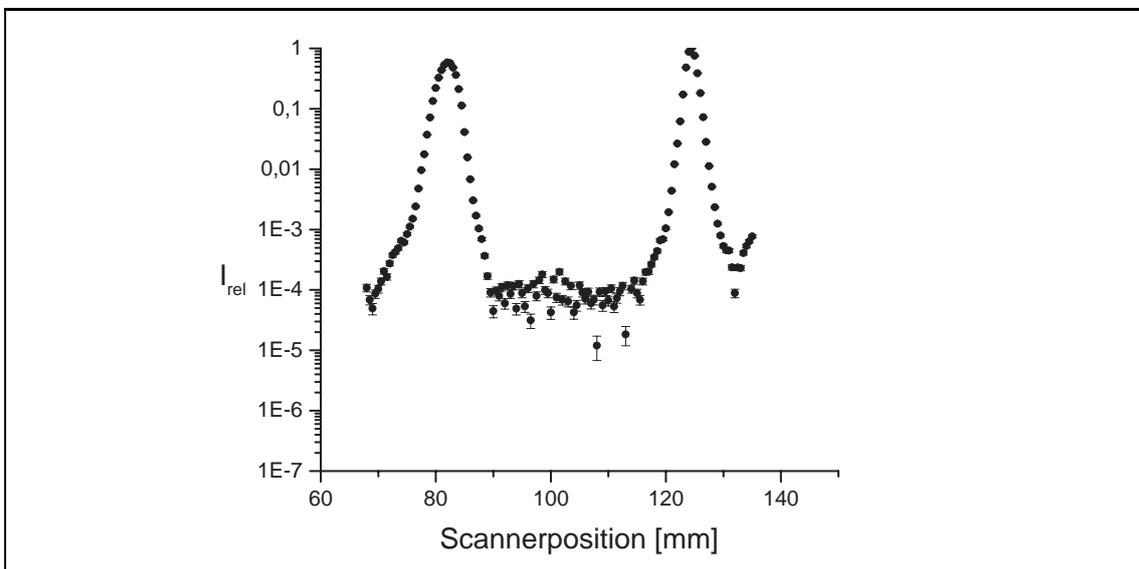


Abbildung 4.11: Gemessenes Profil des polarisierten Elektronenstrahls. Die Intensitäten  $I_{rel}$  sind auf das Intensitätsmaximum normiert.

Für die Strahlprofilmessung wurde ein Computer-Programm geschrieben (Anhang C), das den Scanner durch den Elektronenstrahl fährt und positionsabhängig Zählraten aufnimmt. Für jede Position wurde der Durchschnittswert aus 10 Messungen und die statistische Standardabweichung bestimmt. Abb. 4.11 zeigt ein mit dieser Methode gemessenes Profil des polarisierten Elektronenstrahls.

# Kapitel 5

## Optimierung der Strahlführung

### 5.1 Begrenzung des Halo um den $100keV$ -Strahl durch Blenden

Wie eingangs erwähnt, war der Untergrund radioaktiver Strahlung in den Beschleunigerhallen bei MAMI-Betrieb mit polarisierten Elektronen oft unzulässig hoch. Es bestand der Verdacht, daß der Untergrund von Elektronen produziert wird, die schon aus dem Halo des  $100keV$ -Strahls stammen, dann den Halo des beschleunigten Strahles vergrößern und im Beschleuniger an Blenden oder Vakuumwänden abgestreift werden. Durch geeignete Wahl von Blenden in der  $100keV$ -Strahlführung sollten sich die Halo-Elektronen reduzieren und damit die Ursache für den hohen Strahlungsuntergrund in der Maschine beseitigen lassen.

Um diese Vorstellung zu überprüfen, wurden mit den in Kapitel 4 erläuterten Verfahren in der  $100keV$ -Strahlführung und gleichzeitig am  $855MeV$ -Strahl Strahlprofilmessungen durchgeführt und Profiländerungen durch Einbringen von Blenden in das  $100keV$ -System untersucht.

#### 5.1.1 Gesichtspunkte zur Wahl der Blendenposition

Als Halo betrachtet man alle Elektronen, die vom Sollphasenraum und damit von der Sollenveloppe des Elektronenstrahls abweichen. Aus diesem Grund sind zum Ausblenden des Halo mindestens zwei Blenden erforderlich. Als Einbauort wurden die Linienscanner Pinkscan11 und Pinkscan17 im unteren Teil der  $100keV$ -Strahlführung gewählt (Abb. 4.8). Die beiden Scanner befinden sich in einer *parallel zu Punkt zu parallel* Abbildung der Elektronenoptik [Ste93] und eignen sich daher besonders gut für eine effektive Reduktion des Strahlhalos:

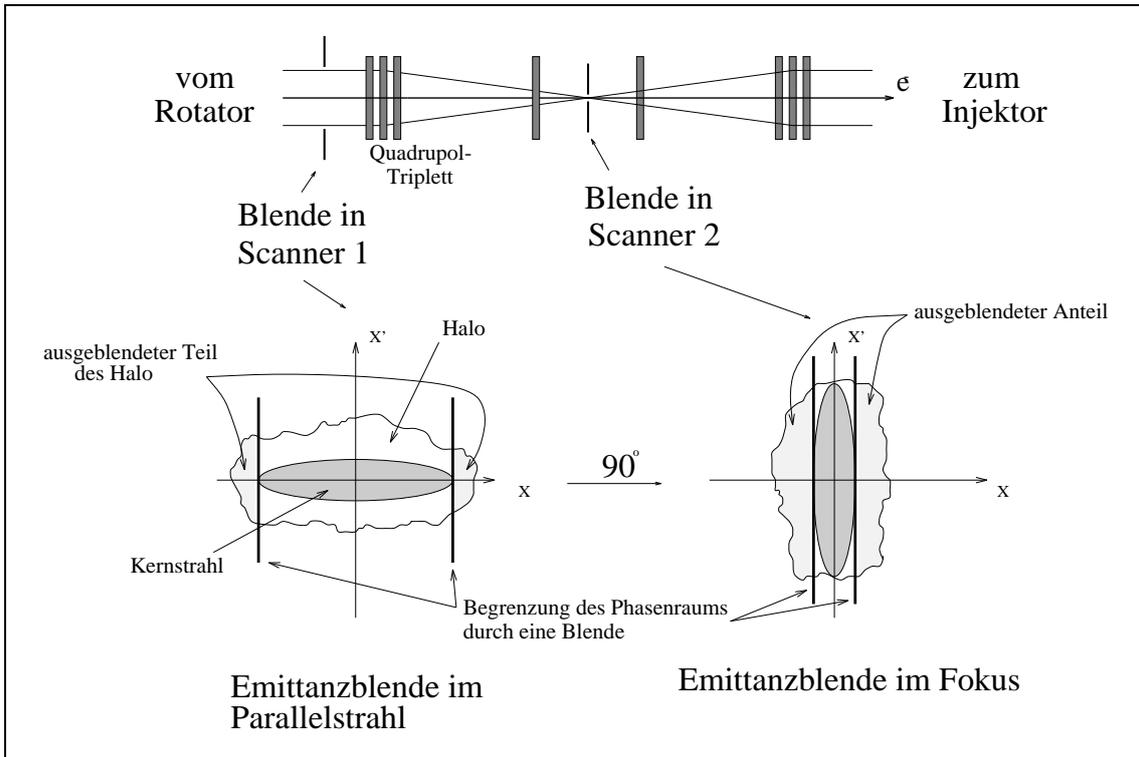


Abbildung 5.1: Plazierung der Blenden im Bezug auf die Strahloptik

Abb. 5.1 zeigt ein Schema des Strahlverlaufs im Bereich der beiden Scanner und die Wirkung der Blenden auf den Phasenraum des Elektronenstrahls. Der Phasenraum des Halo ist hier als Untergrund außerhalb der Phasenraumellipse des Elektronenkernstrahls dargestellt. Bei einem Parallelstrahl ist die Divergenz minimal, weshalb seine Phasenraumellipse horizontal orientiert ist. Die Blende in Scanner 1 schneidet hier einen Teil des Halo ab. Die Abbildung durch das Quadrupol-Triplett dreht die Ellipse des Elektronenstrahls dann um  $90^\circ$ , sodaß sie im Fokus schließlich vertikal orientiert ist. Der Strahl ist jetzt maximal divergent. Hier wird der restliche Halo-Phasenraum von der Blende in Scanner 2 abgestreift. Da die beiden Blenden die Emittanz des Elektronenstrahls begrenzen, werden sie im weiteren auch als Emittanzblenden bezeichnet.

### 5.1.2 Die Emittanzblenden

Größe und Form der Blenden wurden der typischen Größe und Form des Elektronenstrahls am Ort der Blenden angepaßt. Sie sollen klein genug sein um den Halo ganz auszublenden, ohne jedoch die Transmission wesentlich zu verschlechtern. Das bedeutet, der Durchmesser der Blenden sollte möglichst genau dem Soll Durchmesser des Elektronenstrahls entsprechen. Die fehlende Einbaumöglichkeit für Irisblenden und

die ovale Form des Strahls an Pinkscan11 verhindern jedoch eine exakte Anpassung. Aus diesem Grund wurde der Elektronenstrahl vor der Konstruktion der Blenden mit der Bremsstrahlungsmethode vermessen, um einen Anhaltspunkt für die Maße der Löcher zu haben.

Wegen der Transmissionsbedingung wurde nicht die  $2\sigma$ -Umgebung als Strahlbreite gewertet, sondern der Durchmesser bei dem das Strahlprofil von der Gaußform abweicht. Für die Blende in Pinkscan 11 wurde ein Durchmesser von ca.  $7\text{mm}$  ermittelt, für Pinkscan 17 ein Durchmesser von  $5\text{mm}$ . Anhand dieser Werte wurden zwei  $0.5\text{mm}$  starke VA-Stahlbleche mit Löchern unterschiedlicher Größe versehen, um den ausgeblendeten Bruchteil des Elektronenstrahls variieren zu können. Folgende Lochblenden stehen zur Verfügung <sup>1</sup>:

- Ovale Blenden mit  $7\text{mm}$  und  $10\text{mm}$  für die lange Halbachse an Pinkscan11
- Runde Blenden mit  $3\text{mm}$ ,  $5\text{mm}$  und  $7\text{mm}$  Durchmesser an Pinkscan17

Aus Platzmangel sind an Pinkscan11 nur zwei unterschiedliche Lochgrößen vorhanden. Mit den beiden kleinsten Blenden beträgt der relative Transmissionsverlust ca. 28%.

Für den Einbau der Blenden wurden die beiden Leuchtschirme (Abb. 3.5) entfernt und an deren Stelle die Bleche montiert. Um die Diagnosemöglichkeit über eine Kamera zu erhalten, wurden die Blenden mit *Zinksulfid* beschichtet, wodurch sie ebenfalls als Schirme zu benutzen sind. Da die Blenden wie die Leuchtschirme unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur optischen Achse der Strahlführung stehen, mußte die Form der Löcher der Perspektive des Elektronenstrahls angepaßt werden.

Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 5.2 die Lochblenden an Pinkscan17 in der Draufsicht und unter der  $45^\circ$ -Perspektive des Elektronenstrahls. Das Verhältnis zwischen langer und kurzer Halbachse der ellipsenförmigen Bohrungen ist gerade  $\sqrt{2}$ , damit sie unter einem Blickwinkel von  $45^\circ$  kreisförmig erscheinen. Bei Pinkscan11 ist das Verhältnis der Halbachsen so gewählt, daß unter  $45^\circ$  Ellipsen mit einem Achsenverhältnis von 3 : 1 zu sehen sind.

Für den Fall, daß der Einsatz von Blenden eine Verbesserung der Strahlqualität zur Folge hat, sollten diese auch während des Strahlbetriebs als Emittanzfilter eingesetzt werden.

---

<sup>1</sup>Technische Zeichnungen der Blenden befinden sich in Anhang B

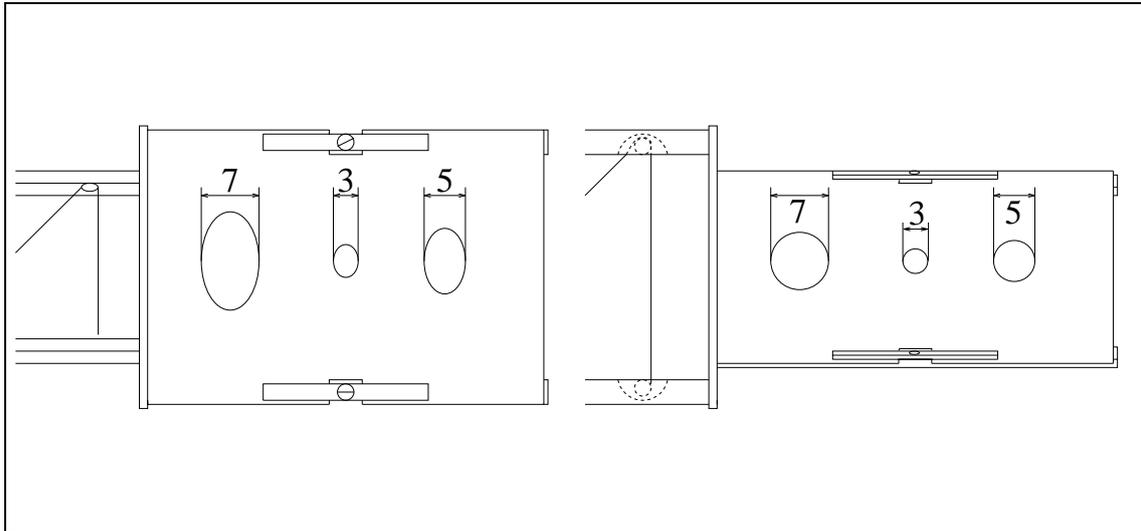


Abbildung 5.2: Haloblende an Pinkscan17 in Draufsicht (links) und aus der Perspektive des Elektronenstrahls (rechts)

### 5.1.3 Messung des Strahlhalo

In mehreren Teststrahlzeiten an MAMI und in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung polarisierter Elektronen wurden Halomessungen durchgeführt, um die Zusammenhänge zu untersuchen. Weil man bisher den Halo des  $100\text{keV}$ -Strahls für die hohen Strahlungswerte in den Beschleunigerhallen verantwortlich gemacht hat, wurden die als Standard betrachteten Einstellungen der elektronenoptischen Elemente beibehalten, sodaß die Messungen genau unter den Bedingungen erfolgten, bei denen normalerweise die hohen Strahlungswerte aufgetreten sind. Um vergleichbare Strahlprofile zu erhalten, wurde versucht für alle Messungen die selben Bedingungen zu schaffen.

Da die Ausgangsemittanz und die Strahlqualität stark von Größe und Qualität des Laserflecks auf der Kathode der Elektronenquelle abhängen, war wegen der Vergleichbarkeit der Messungen darauf zu achten, daß jeweils mit identischer Einstellung der Laseroptik gemessen wird.

Damit in der Elektronenoptik ebenfalls die gleichen Ausgangsbedingungen gewährleistet sind, wurde der Elektronenstrahl vor jeder Halomessung neu optimiert, d.h. er wird mit Hilfe der Wedler genau auf der optischen Achse der Elektronenlinsen geführt. In der Strahlführung von MAMI wurde bei der Halomessung zusätzlich die Einstellung der Elektronenoptik geändert, sodaß der Strahl am Ort der Messung rund ist (vgl. Abschnitt 4.3).

### Ablauf der Messung:

- Das Profil des Elektronenstrahls ohne Blenden wurde sowohl in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung, als auch in MAMI gemessen.
- Anschließend wurde der Halo mit den Emittanzblenden im PINK-System schrittweise ausgeblendet. Für jede Blendengröße wurden Strahlprofilmessungen in beiden Systemen durchgeführt.

Im folgenden werden die einzelnen Messungen kurz erläutert. Die Darstellung beschränkt sich hierbei auf drei Blendenstufen, da dies den Variationsbereich der eingebauten Blenden vollständig abdeckt. Es sind jeweils Messungen für gleiche Blendengrößen zusammen abgebildet.

- **ohne Blenden** (Abb. 5.3 und Abb. 5.4)

Abb. 5.3 zeigt das Profil des  $100\text{keV}$ -Strahls ohne den Einsatz der Blenden. Der Fit entspricht der idealen Gaußform des Elektronenstrahls. Deutlich ist ein Halo zu erkennen, der bereits bei einer relativen Intensität von  $\text{ca. } 2 \cdot 10^{-3}$  beginnt und etwa 1 % des Strahlstroms ausmacht. Abb. 5.4 zeigt das zugehörige Strahlprofil in MAMI. Wegen der geringen Anzahl der Meßpunkte wurde bei den MAMI-Strahlprofilen auf einen Fit verzichtet.

- **mittlere Blendenstufe** (Abb. 5.5 und Abb. 5.6)

Abb. 5.5 zeigt das Profil des  $100\text{keV}$ -Strahls bei einer mittleren Blendenstufe. Verwendet wurden hier das  $5\text{ mm}$ -Loch an Pinkscan11 und das  $5\text{ mm}$ -Loch an Pinkscan17. Es ist zu erkennen, daß bereits ein Teil des Halo abgestreift wird. Die relative Transmission betrug hier 85%. Abb. 5.6 zeigt das zur mittleren Blendenstufe gehörende Profil des Elektronenstrahls in MAMI.

- **kleinste Blendenstufe** (Abb. 5.7 und Abb. 5.8)

Abb. 5.7 zeigt das Profil des  $100\text{keV}$ -Strahls bei der kleinstmöglichen Blendenstufe. Das bedeutet, es wurden das  $3.5\text{ mm}$ -Loch an Pinkscan11 und das  $3\text{ mm}$ -Loch an Pinkscan17 verwendet. Die relative Transmission lag bei 72%. Abb. 5.8 zeigt das zugehörige Profil des Elektronenstrahls in MAMI, bei Verwendung der kleinsten Blendenöffnung.

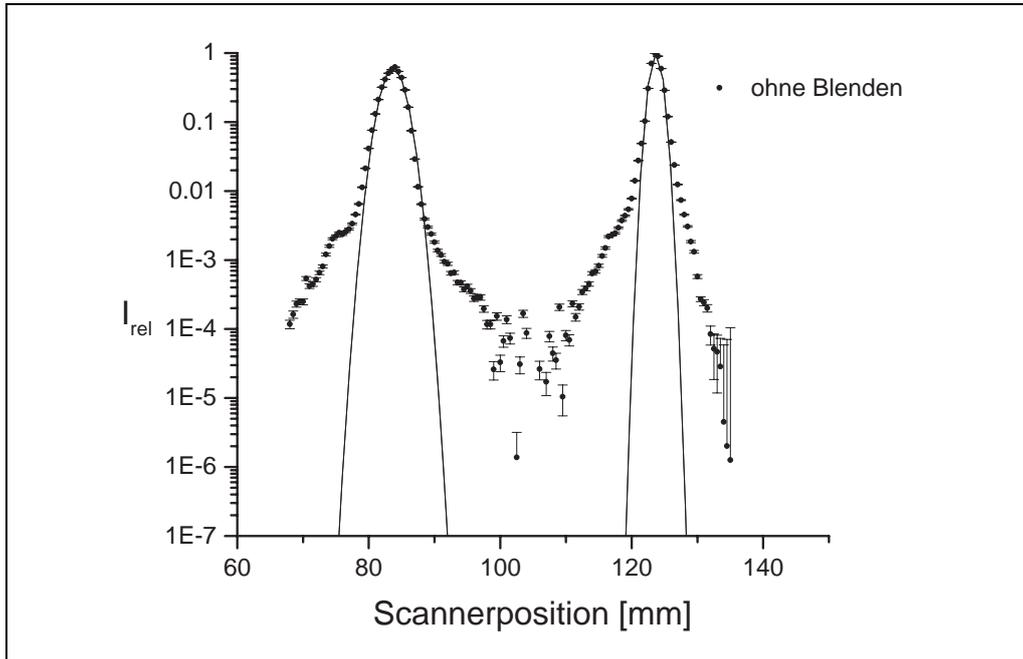


Abbildung 5.3: Strahlprofil des 100keV-Strahls ohne Einsatz der Blenden

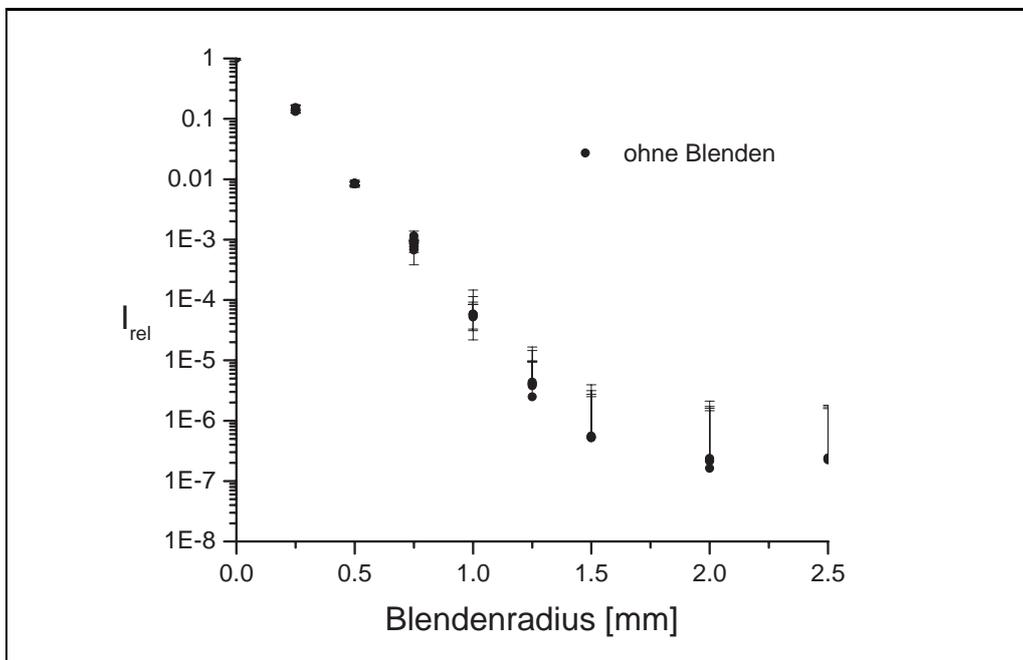


Abbildung 5.4: Strahlprofile hinter RTM 3 ohne Blenden

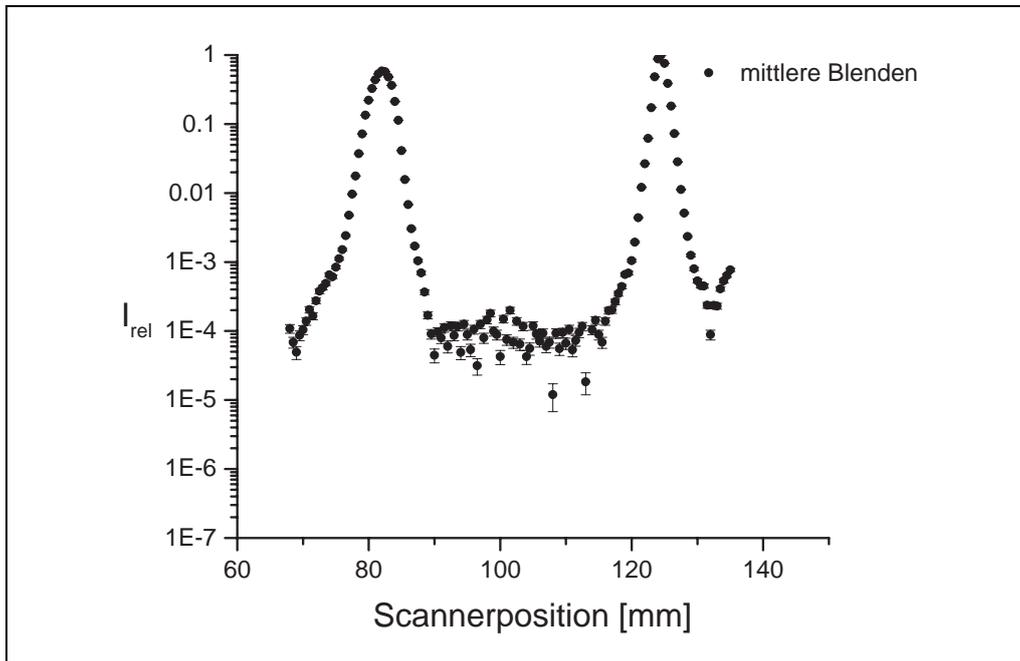


Abbildung 5.5: Strahlprofil des 100keV-Strahls bei mittleren Blendenöffnung

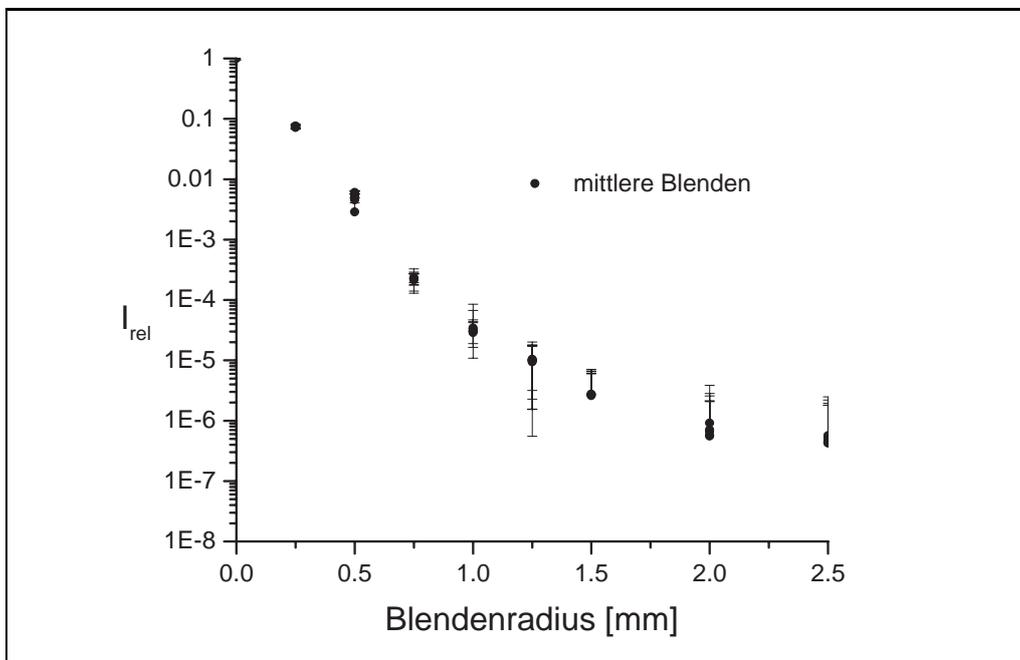


Abbildung 5.6: Strahlprofil hinter RTM 3 bei mittlerer Blendenöffnung

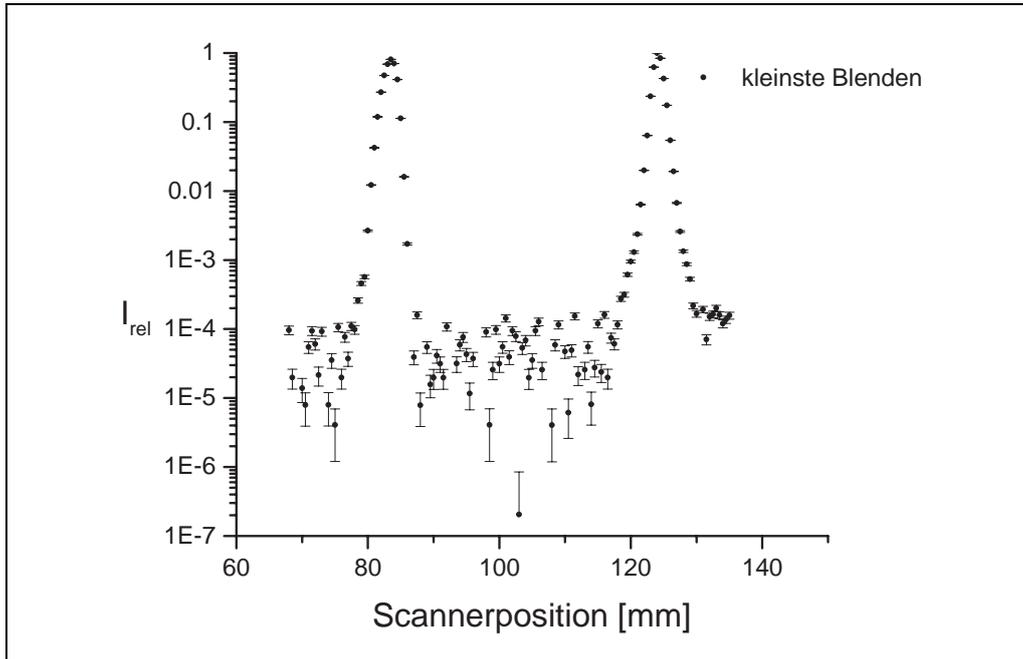


Abbildung 5.7: Profil des 100keV-Strahls bei der kleinsten Blendenöffnung

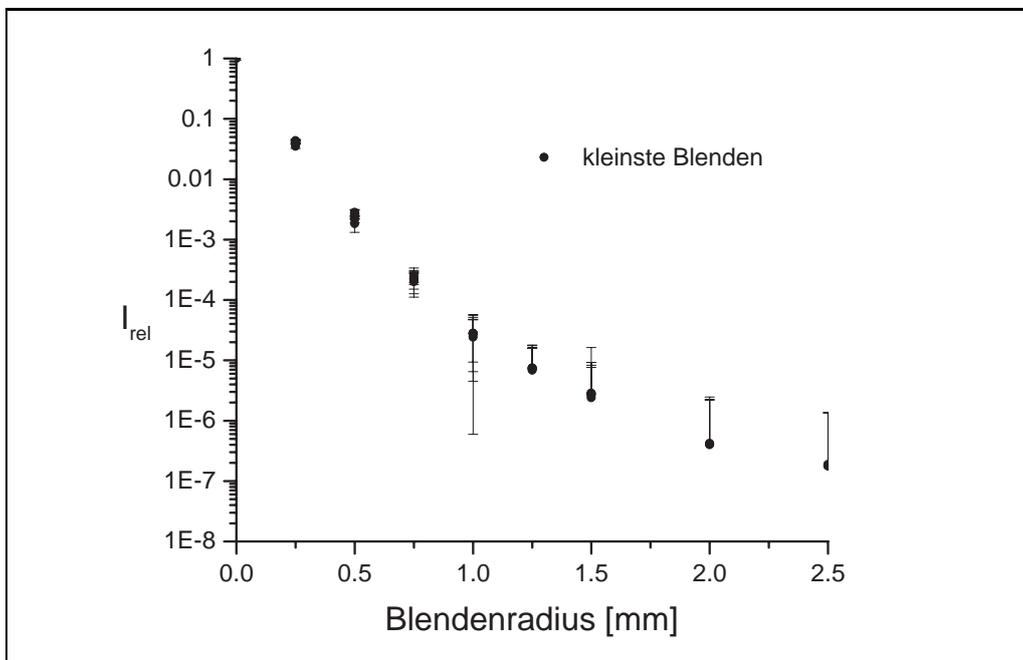


Abbildung 5.8: Strahlprofile hinter RTM 3 bei kleinstem Blendendurchmesser

## Ergebnisse

Die Messung ohne Blenden in Abb. 5.3 zeigt deutlich die Existenz des Halo um den  $100\text{keV}$ -Strahl. Er beginnt bei einer relativen Intensität von  $2 \cdot 10^{-3}$ . Der Anteil des Halo am Strahlstrom beträgt nach der Messung etwa 1%. Die relative Intensität des Halo liegt also eine Größenordnung über dem Wert, der aufgrund des Lichthalo und der Restgasstreuung abgeschätzt wurde. Die Ursache ist ein Strahldurchmesser von teilweise  $6 - 7\text{ mm}$  in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung, was bei einer Apertur der Solenoide und Quadrupole von nur  $30\text{ mm}$  zu den beschriebenen nichtlinearen Effekten führt.

Der Einsatz der Blenden in Pinksan11 und Pinksan17 hat für den  $100\text{keV}$ -Strahl die erwartete Wirkung:

- Die Messungen in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung zeigen deutlich die Änderung des Strahlprofils in Abhängigkeit vom Durchmesser der Blenden.
- Bei Verwendung der kleinsten Blendenstufe erreicht das Profil des  $100\text{keV}$ -Strahls annähernd die geforderte Gaußform. Der Halo ist über dem Untergrund der Messung nicht mehr zu erkennen. Der Transmissionsverlust beträgt hier 28%.
- Aber: Die gemessenen Profile des Elektronenstrahls in MAMI zeigen innerhalb der Meßfehler keine signifikante Änderung.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die gemessenen Strahlprofile in einem gemeinsamen Koordinatensystem dargestellt. Abb. 5.9 zeigt die Profile des  $100\text{keV}$ -Strahls ohne Blende und mit der kleinsten Blende. Das Strahlprofil für die mittlere Blendenstufe ist hier wegen der besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Abb. 5.10 zeigt die Profile des  $855\text{MeV}$ -Elektronenstrahls für alle drei Blendenstufen.

Die direkte Gegenüberstellung der Messungen macht deutlich, daß der Einsatz der Emittanzblenden nicht die erwartete Änderung des Strahlprofils in MAMI bewirkt. Eine Verbesserung der Strahlqualität des MAMI-Strahls polarisierter Elektronen durch den Einsatz der Emittanzblenden in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung ist daher nicht möglich.

Abb. 5.11 zeigt, daß der polarisierte Elektronenstrahl in der Halbwertsbreite etwa doppelt so groß ist, wie der unpolarisierte Strahl. Der Halo des polarisierten  $100\text{keV}$ -Strahls ist hierfür nach den eben beschriebenen Untersuchungen nicht verantwortlich.

Als weitere Ursache für diese Abweichung wurde eine fehlerhafte Einstellung der Elektronenoptik in der Strahlführung polarisierter Elektronen vermutet. Um hier eine Verbesserung zu erreichen, wurden zwei Maßnahmen ergriffen:

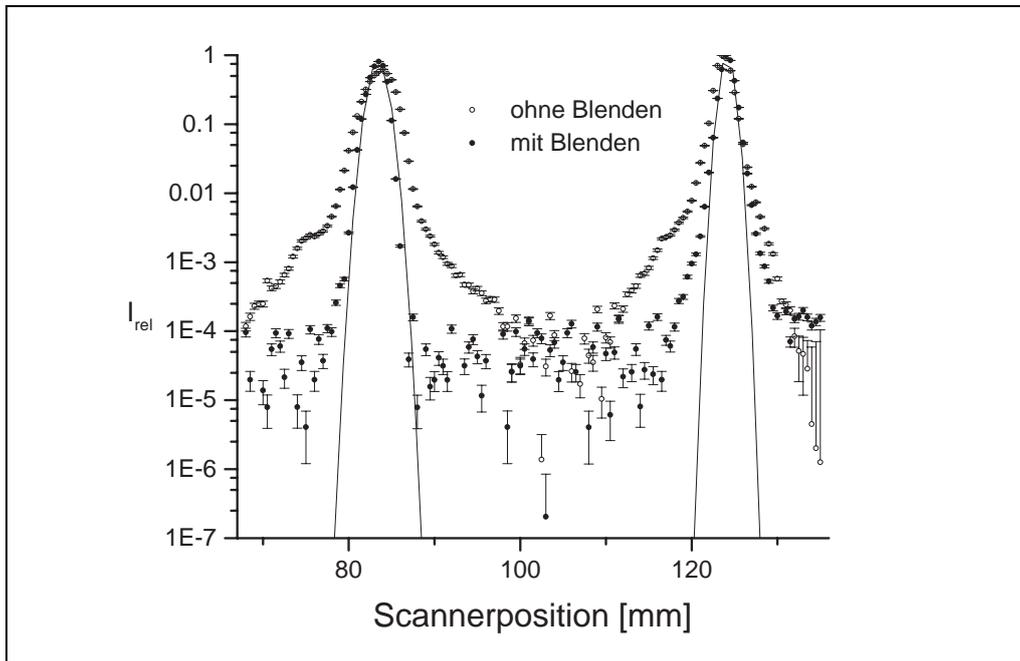


Abbildung 5.9: Vergleich der Strahlprofile ohne und bei der kleinsten Blendenöffnung

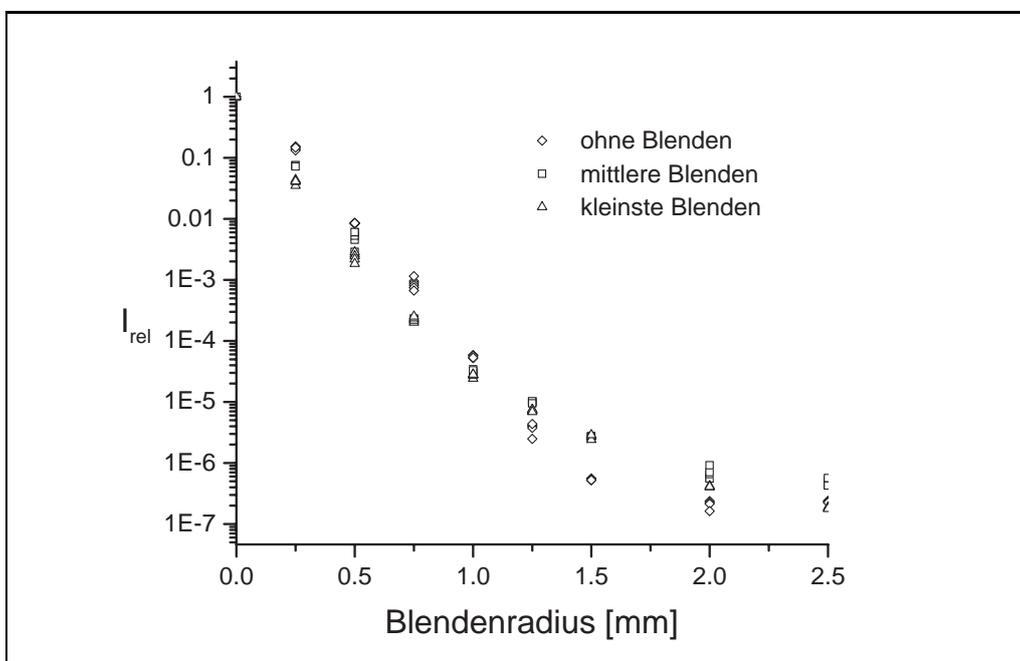


Abbildung 5.10: Profile des polarisierten Strahls hinter RTM 3 für alle drei Blendengrößen

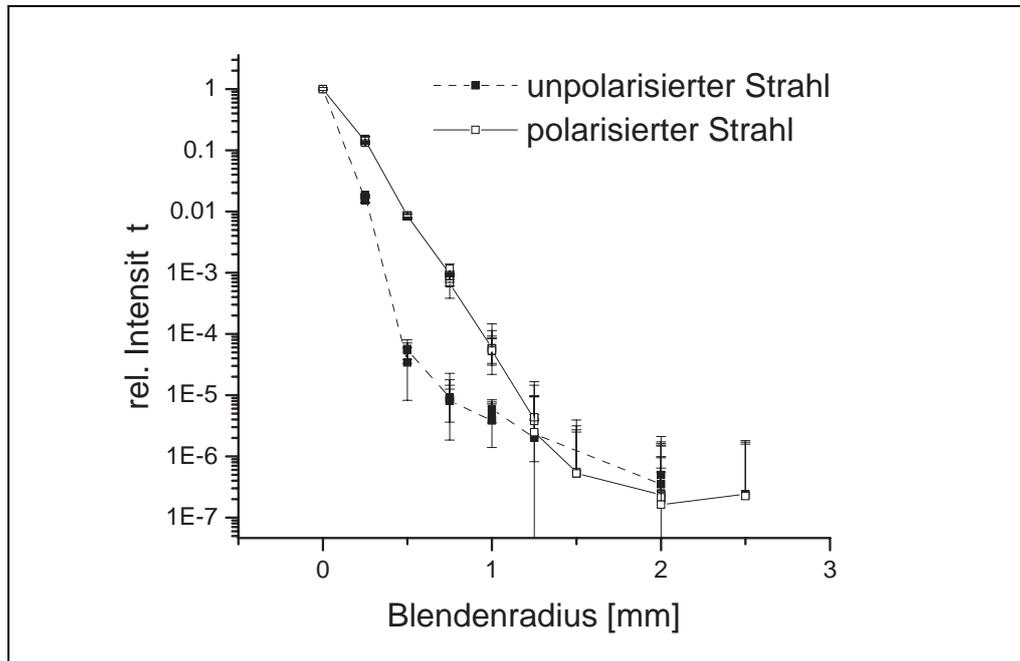


Abbildung 5.11: Vergleich zwischen polarisiertem und unpolarisiertem Elektronenstrahl

Zum einen wurde die Elektronenoptik der  $100\text{keV}$ -Strahlführung neu optimiert, um eine kleinere Emittanz zu erzielen. Emittanzmessungen in der Strahlführung polarisierter Elektronen in der Standardeinstellung zeigten eine Aufweitung des Phasenraums um 50% beim Durchlaufen der Toruskondensatoren im Spinrotator. Nach Optimierung des Einschusses in den Spinrotator betrug die Aufweitung des Phasenraums bis zum PINK-System nur noch 10-15%.

Zum anderen wurde die Phasenraumanpassung des Strahles an den Einschub in den Injektor-Linac neu justiert.

## 5.2 Anpassung der Emittanz des $100\text{keV}$ -Strahls an die Akzeptanz des Injektor-Linac

Nach Abschnitt 3.1 sind die elektronenoptischen Eigenschaften ein DC-Elektronenstrahl durch seine Twissparameter beziehungsweise durch seine transversalen Phasenraumellipsen vollständig bestimmt.

Abb. 5.13 zeigt die gemessenen Phasenraumellipsen des polarisierten Elektronenstrahls am ersten Scanner im Injektor-Linac (Int0scan05) in der bisherigen Stan-

dardeinstellung. Abb. 5.14 zeigt die am selben Scanner gemessene Emittanz des unpolarisierten Elektronenstrahls. Die unterschiedliche Orientierung der Phasenraumellipsen beider Elektronenstrahlen zeigt die fehlerhafte Anpassung des polarisierten Strahls. Die größere Emittanz des polarisierten Elektronenstrahls ist zum einen in der größeren Ausgangsemittanz der Quelle polarisierter Elektronen begründet, zum anderen läßt sich wegen der Vielzahl der elektronenoptischen Elemente in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung eine Aufweitung des transversalen Phasenraums nicht vermeiden.

Zur Optimierung wurden der richtige Einschub zunächst simuliert. Das hier verwendete Simulationsprogramm BEAM-OPTIK [Ste93] berechnet nach dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Formalismus die Transformation eines beliebigen Startphasenraums durch die Magnetstruktur der Elektronenlinsen. Da der vor Int0scan05 positionierte Chopper aus elektronenoptischer Sicht ein nichtlineares Element darstellt, kann er mit dem Matrixformalismus nicht berechnet werden. Bezugspunkt für die Simulation ist deshalb ein Ringkollimator mit der Bezeichnung Int0koll02, der sich direkt vor dem Chopper befindet. Die richtige Orientierung der Phasenraumellipse ist an dieser Stelle aus Simulationsrechnungen für MAMI gut bekannt. Alle Simulationen beziehen sich auf die von MAMI vorgegebene Sollemittanz an dieser Stelle (Abb. 5.12).

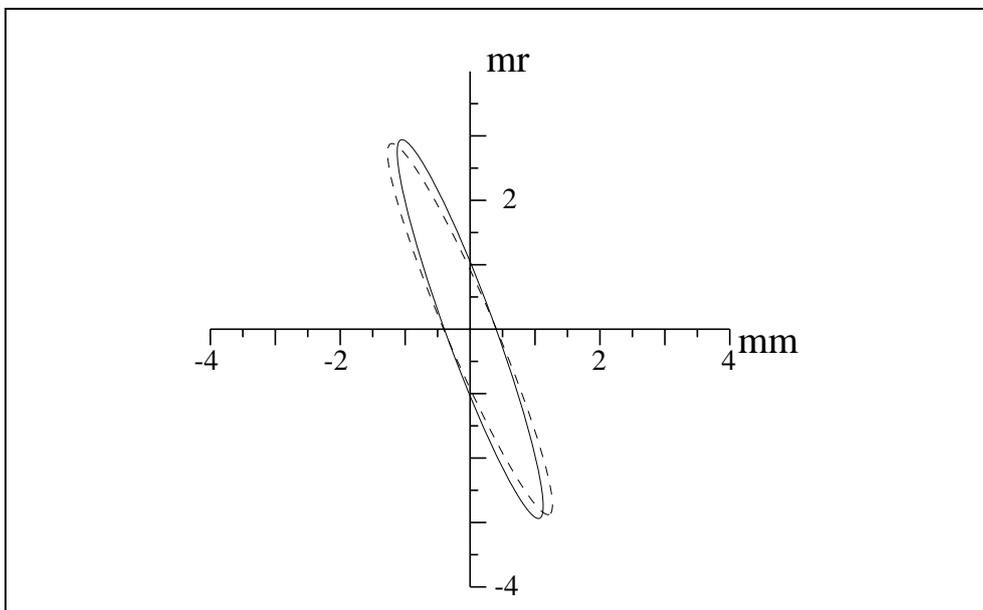


Abbildung 5.12: Phasenraumellipsen nach der Vorgabe von MAMI

## 5.2. Anpassung der Emittanz des 100keV-Strahls an die Akzeptanz des Injektor-Linac 49

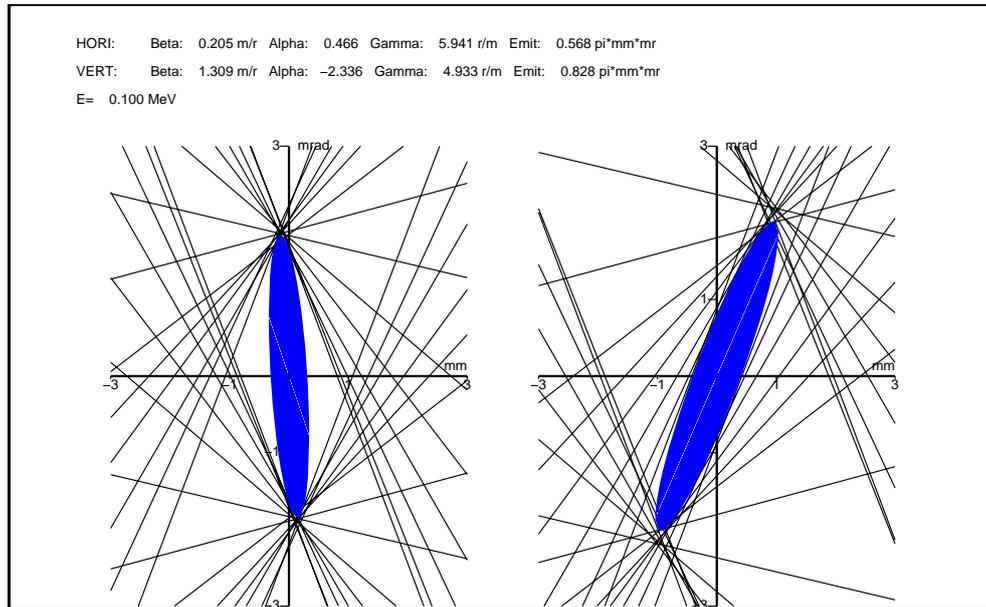


Abbildung 5.13: Emittanz an Int0scan05 bei polarisiertem Strahl. Links: horizontale Emittanz. Rechts: vertikale Emittanz.

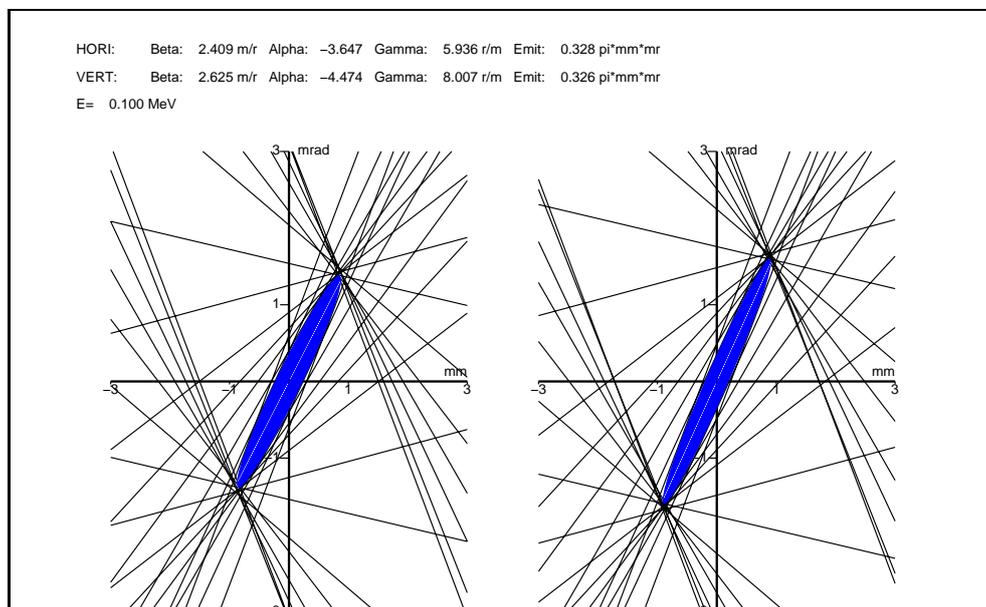


Abbildung 5.14: Emittanz an Int0scan05 bei unpolarisiertem Elektronenstrahl

Als Startphasenraum für die Simulation dient die an Pinkscan11 gemessene Emittanz des polarisierten Elektronenstrahls (Abb. 5.15). Die Simulation mit der bestehenden Einstellung der Elektronenoptik zeigt Abb. 5.16. Die Ergebnisse der Rechnungen sind graphisch dargestellt. Oben im Bild sieht man die Enveloppe und die Phasenraumellipse bei Int0kolli02 nach Gleichung 3.17. In der Mitte sieht man die Einteilchentrajektorien nach Gleichung 3.13 und unten im Bild ein Schema der Strahlführung, deren Elemente in diesem Teil aus einer Reihe von Quadrupolen und zwei Alpha-Magneten bestehen (Symbole wie in Abb. 3.4). Das Ergebnis der Rechnung zeigt ebenfalls, daß die Orientierung der Phasenraumellipse nicht mit der Vorgabe übereinstimmt.

In der Simulation wurden jetzt die Brennweiten der Elektronenlinsen im PINK-System so geändert, daß die Orientierung der Phasenraumellipsen der Vorgabe nahe kommt. Die Simulation mit den neuen Brennweiten der Elektronenlinsen im PINK-System ist in Abb. 5.17 zu sehen. Hier haben die Phasenraumellipsen bei Int0kolli02 die richtige Orientierung. An den Quadrupolmagneten des PINK-Systems wurden daraufhin die neuen Brennweiten eingestellt.

Um das Ergebnis der ersten Simulation zu überprüfen wurde mit der neuen Einstellung der Phasenraum an Pinkscan17 gemessen und als Startemittanz für eine zweite Berechnung verwendet. Ist die Simulation richtig, so sollte das Ergebnis mit dem der ersten Simulation übereinstimmen. Abb. 5.18 zeigt das Ergebnis der Simulation mit der an Pinkscan17 gemessenen Emittanz. Der neue Startpunkt ist durch einen senkrechten Strich in der Enveloppe markiert. Die Orientierung der Ellipsen entspricht hier ebenfalls der Vorgabe in Abb. 5.12.

Die durch zwei Simulationen bestätigte Einstellung der Brennweiten wurde dann in einer Teststrahlzeit an MAMI überprüft. Abb. 5.19 zeigt die Emittanz an Int0scan05. Die Phasenraumellipsen bei polarisiertem Elektronenstrahl haben jetzt annähernd die Orientierung derjenigen des unpolarisierten Strahls. Zum Vergleich ist die Referenzmessung von Abb. 5.14 in Abb. 5.20 nochmals zu sehen.

Nach der Einschußoptimierung des polarisierten Elektronenstrahls war geplant, nochmals in beiden Systemen Strahlprofile zu messen. Aufgrund technischer Schwierigkeiten in der Strahlungsüberwachung des Beschleunigers konnte dies leider nicht mehr durchgeführt werden.

Der Erfolg der Phasenraumanpassung war aber unmittelbar an einem um den Faktor 5 reduzierten Strahlungsuntergrund in den Beschleunigerhallen abzulesen.

## 5.2. Anpassung der Emittanz des 100keV-Strahls an die Akzeptanz des Injektor-Linac 51

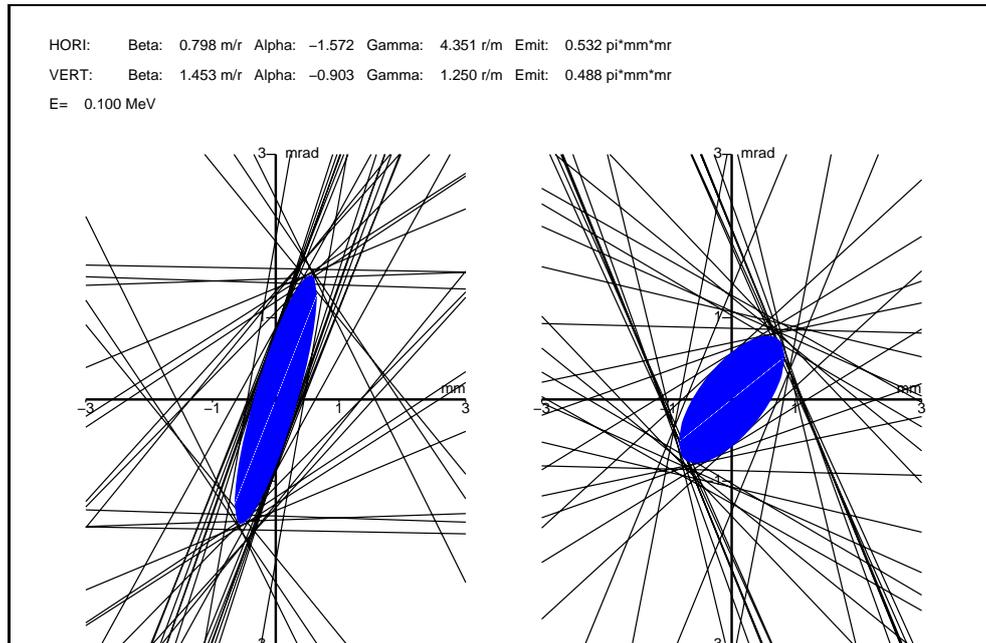


Abbildung 5.15: Emittanz an Pinkscan11

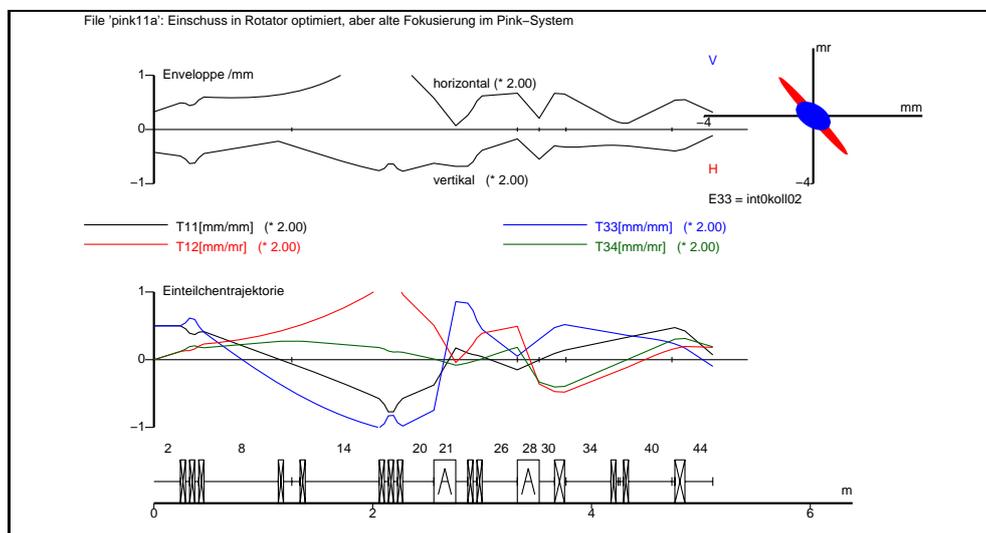


Abbildung 5.16: Simulation durch das PINK-System mit gemessener Startemittanz ab Pinkscan11 mit den alten Einstellungen der Elektronenoptik

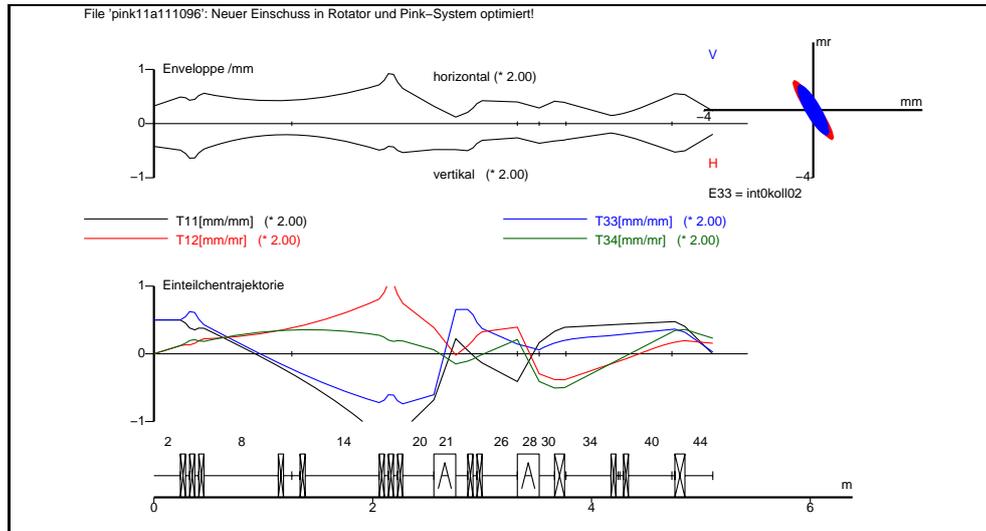


Abbildung 5.17: Simulation durch das PINK-System mit gemessener Startemittanz ab Pinkscan11 mit den neuen Brennweiten

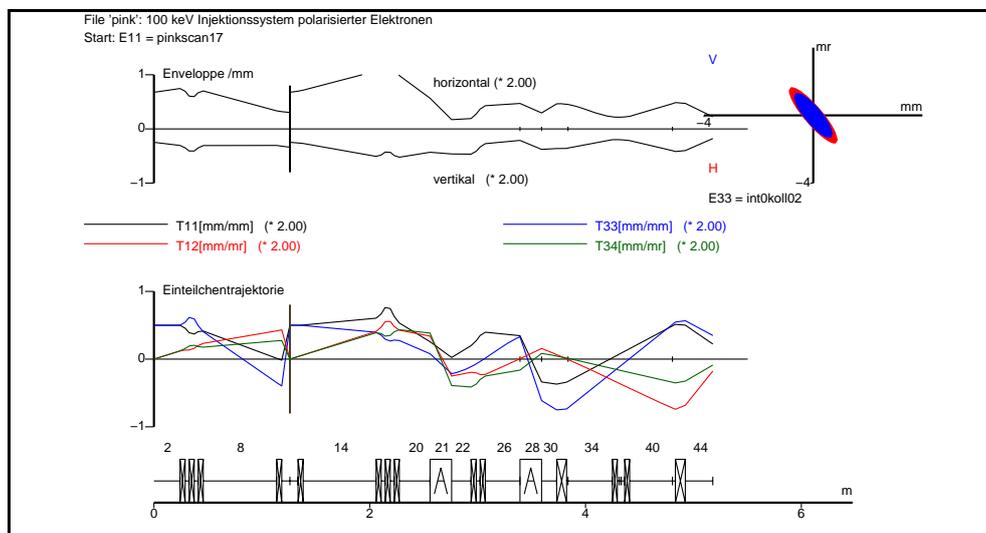


Abbildung 5.18: Simulation durch das PINK-System mit gemessener Startemittanz ab Pinkscan17 und neuer Einstellungen der Brennweiten

## 5.2. Anpassung der Emittanz des 100keV-Strahls an die Akzeptanz des Injektor-Linac 53

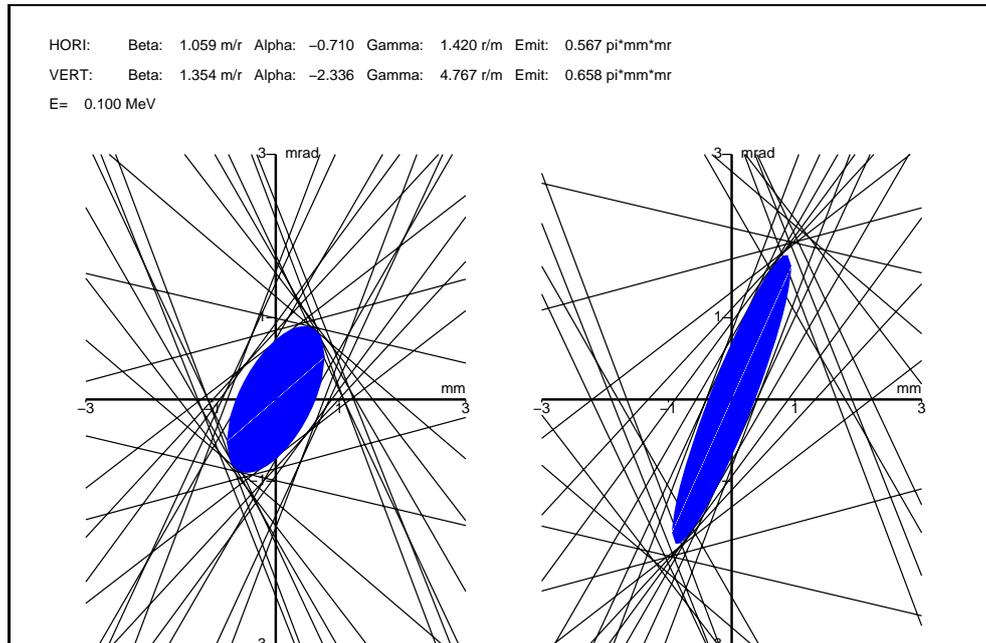


Abbildung 5.19: Emittanz an Int0scan05 nach der Optimierung

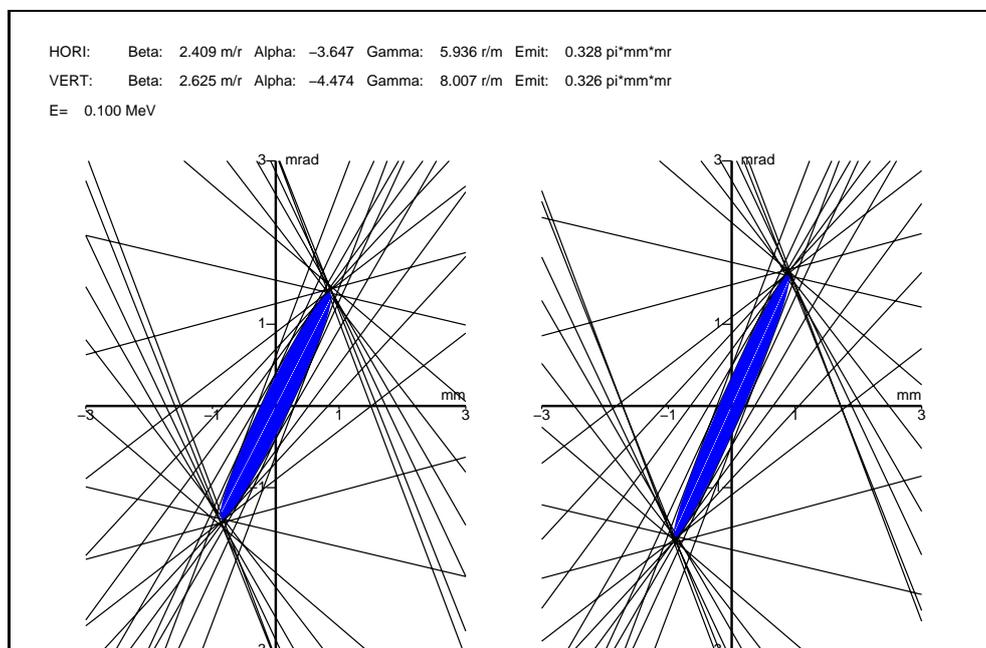


Abbildung 5.20: Emittanz an Int0scan05 bei unpolarisiertem Elektronenstrahl



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde untersucht, welcher Zusammenhang zwischen dem Halo des Elektronenstrahls in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung polarisierter Elektronen und dem Halo des Elektronenstrahls in MAMI besteht. Zur Halomesung in MAMI wurde eine bereits vorhandene Apparatur benutzt, die auf der Erzeugung und Messung von Bremsstrahlung beruht. Im Verlauf dieser Arbeit wurde in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung polarisierter Elektronen ebenfalls eine Meßanordnung zur Halomesung aufgebaut, die nach der gleichen Methode funktioniert. Außerdem wurden Lochblenden konstruiert und im letzten Teilstück der Strahlführung polarisierter Elektronen eingebaut. Durch das Ausblenden des Halo des  $100\text{keV}$ -Strahls sollten Kenntnisse über dessen Auswirkung auf die Strahlqualität an MAMI gewonnen werden, um während der Strahlzeiten eventuell die Blenden zur Verminderung des Strahlungsuntergrundes in den Beschleunigerhallen einzusetzen. In mehreren Teststrahlzeiten wurden sowohl in der  $100\text{keV}$ -Strahlführung als auch an MAMI Halomesungen durchgeführt. Die Messungen ergaben, daß der Halo des  $100\text{keV}$ -Strahls bei einer relativen Intensität von  $2 \cdot 10^{-3}$  beginnt und etwa 1% des Strahlstroms ausmacht. Die Auswertung der Messungen führt zu dem Schluß, daß in der als Standard betrachteten Konfiguration der Elektronenoptik des  $100\text{keV}$ -Strahls kein Zusammenhang zwischen beiden dem Halo des  $100\text{keV}$ -Strahls und dem Halo des  $855\text{MeV}$ -Strahles besteht. Wegen des zu großen Durchmessers des polarisierten Elektronenstrahls im Beschleuniger wurde eine erneute Anpassung der niederenergetischen Strahlführung an die Anforderungen von MAMI vorgenommen. Die Optimierung wurde mit Hilfe eines Simulationsprogrammes für lineare Elektronenoptik durchgeführt. Durch vergleichende Emittanzmessungen an polarisiertem und unpolarisiertem Elektronenstrahl im Beschleuniger konnte die Richtigkeit der Simulation bestätigt werden. Aufgrund technischer Schwierigkeiten im Zusammenhang mit dem Strahlenschutz und wegen des bevorstehenden Umbaus an MAMI im November 1996 konnten Strahlprofilmessungen nach der erfolgten Optimierung nicht mehr durchgeführt werden. Der Erfolg der Phasenraumanpassung des  $100\text{keV}$ -Strahls an den Eingangsphasenraum des Injektors wurde aber durch eine erhebliche Reduktion des Strahlungsuntergrundes in den Beschleunigerhallen bei Betrieb von MAMI mit

polarisierten Elektronen demonstriert.

# Anhang A

## Transfermatrizen

Nach Abschnitt 3.1 ergibt sich die Transfermatrix eines elektronenoptischen Systems durch Multiplikation der Transfermatrizen der einzelnen Elemente:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{M}_{n-1} \cdots \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \quad (\text{A.1})$$

Im folgenden sind die Transfermatrizen  $\mathbf{M}_i$  der wichtigsten in der Strahlführung polarisierter Elektronen verwendeten Elemente aufgeführt.

### A.1 Drift

Die Transfermatrix einer freien Driftstrecke der Länge  $l$  ist eine  $2 \times 2$ -Matrix der Form:

$$\mathbf{M}_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

### A.2 Quadrupol

Die Quadrupolstärke  $k$  ist hier so definiert, daß sie für die fokussierende Ebene negatives und für die defokussierende Ebene positives Vorzeichen besitzt (Gl. 3.19). Die Transfermatrix für einen Quadrupol mit effektiver Feldlänge  $l$  lautet dann:

$$\mathbf{M}_{\text{fok}} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{|k|}l) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(\sqrt{|k|}l) \\ -\sqrt{|k|} \sin(\sqrt{|k|}l) & \cos(\sqrt{|k|}l) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{M}_{\text{defok}} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{|k|}l) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(\sqrt{|k|}l) \\ \sqrt{|k|} \sinh(\sqrt{|k|}l) & \cosh(\sqrt{|k|}l) \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Die Quadrupolstärke  $k$  berechnet sich aus dem Feldgradienten  $dB/dx$  und der magnetischen Steifigkeit des Elektronenstrahls  $B \cdot r = p/e$  nach:

$$k = \frac{dB/dx}{p/e} \quad (\text{A.5})$$

### A.3 Solenoid

In Solenoiden bewegen sich die Elektronen wegen des longitudinalen Magnetfeldes auf Kreisbahnen entlang der Strahlachse. Aus diesem Grund sind vertikale und horizontale Ebene hier miteinander verkoppelt:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos^2 kl & \frac{1}{k} \sin kl \cos kl & \sin kl \cos kl & \frac{1}{k} \sin^2 kl \\ -k \sin kl \cos kl & \cos^2 kl & -k \sin^2 kl & \sin kl \cos kl \\ -\sin kl \cos kl & -\frac{1}{k} \sin^2 kl & \cos^2 kl & \frac{1}{k} \sin kl \cos kl \\ k \sin^2 kl & -\sin kl \cos kl & -k \sin kl \cos kl & \cos^2 kl \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Bei einem Solenoiden berechnet sich die grÖÙe  $k$  aus der Feldstärke  $B$  und der magnetischen Steifigkeit nach:

$$k = \frac{B}{2p/e} \quad (\text{A.7})$$

### A.4 Homogener Dipolmagnet

Die Transfermatrizen eines homogenen Dipolmagneten in der horizontalen und in der vertikalen Ebene lauten:

$$\mathbf{M}_{\text{hor}} = \begin{pmatrix} \frac{\cos(\alpha - \beta_1)}{\cos \beta_1} & r \sin \alpha & r(1 - \cos \alpha) \\ \frac{-\sin(\alpha - \beta_1 - \beta_2)}{r \cos \beta_1 \cos \beta_2} & \frac{\cos(\alpha - \beta_2)}{\cos \beta_2} & \sin \alpha + (1 - \cos \alpha) \tan \beta_2 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{M}_{\text{ver}} = \begin{pmatrix} 1 - \alpha \tan \gamma_1 & \alpha r \\ \frac{-\sin(\gamma_1 + \gamma_2) + \alpha \sin \gamma_1 \sin \gamma_2}{r \cos \beta_1 \cos \beta_2} & 1 - \alpha \tan \gamma_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Hierbei ist  $\alpha$  der Ablenkwinkel und  $r$  der Ablenkradius des Dipols.  $\beta_1$  und  $\beta_2$  bezeichnen Ein- und Austrittswinkel des Elektronenstrahls. Die  $\gamma_i$  sind definiert als  $\gamma_i = \beta_i - \Psi_i$  wobei  $\Psi$  eine Randfeldkorrektur darstellt [Ste93]. Anders als Quadrupol und Solenoid ist der Dipol ein dispersives Element, d.h. Ablage und Divergenz in der Ablenebene sind abhängig vom Teilchenimpuls  $p$ . Aus diesem Grund spricht man beim Dipol anstelle von horizontaler und vertikaler Ebene auch von dispersiver und nichtdispersiver Ebene.

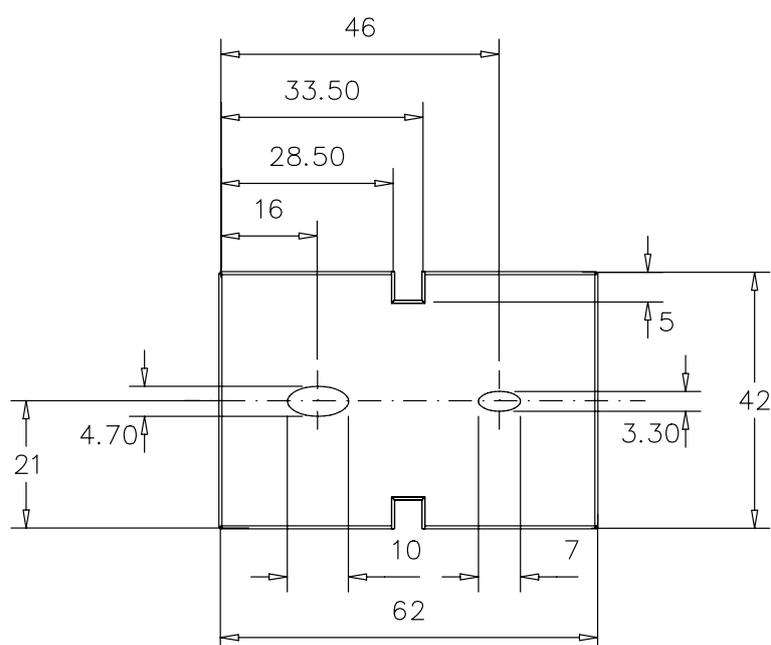


# Anhang B

## Technische Zeichnungen

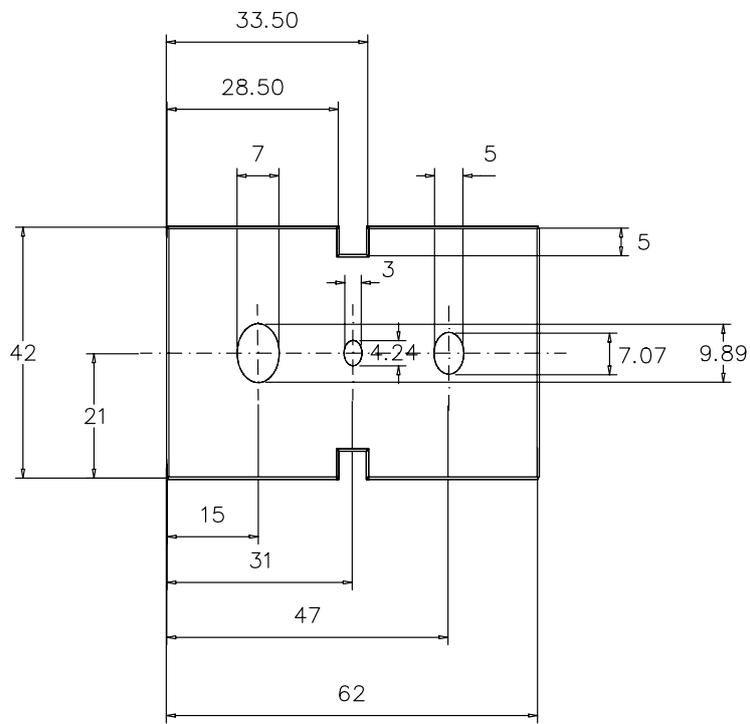
Konstruktionszeichnungen der Emittanzblenden in Pinkscan11 und Pinkscan17. Beide Blenden sind aus 0.5mm starkem VA-Blech gefertigt.

### Blende in Scanner Pinkscan11



Masstab: 1:1  
Material: VA  
Blechstaerke: 0.5mm

**Blende in Scanner Pinkscan17**



Masstab: 1:1  
Material: VA  
Bechstaerke: 0.5mm

# Anhang C

## Computerprogramm zur Halomessung

In dem Unix-Code TCL geschriebenes Programm zur Halomessung in der Strahlführung polarisierter Elektronen. Einige Befehle, die auch in anderen Codes benötigt werden, sind in dem File *util.tcl* definiert.

```
#!/homes/kphmami/mami/bin/mamiwish

exec /usr/bin/X11/xmodmap -e "keycode 110 = BackSpace"
exec /usr/bin/X11/xmodmap -e "keycode 188 = BackSpace"

#include<math.h>

source /homes/kphmami/schuler/tcl/util.tcl

cd /homes/kphmami/schuler/haloscan

set lfont -Adobe-times-medium-r-normal---180-***-***-***-***

set leerpos 102.494
set scanner PIDUSCAN02
set printer {|lpr -Pps1_mami}
set body {*scan*}
set quad1 PINKQUAD19
set quad2 PINKQUAD20
set k211 -3.851
set k212 7.590
set from 68
set to 135
```

```

set step .5
set textpath .text.t
set printpath ""
set returnpath .plot.files.1
set datafile [lindex [glob haloscan_*] 1]
set plotpath [open {|gnuplot} w]
set xmin 68
set xmax 135
set stopflag 0
mami switchoff PLASSHUTTER
mami switchon [string range $scanner 0 3]LUMO[string range $scanner 8 9]
mami switchon [string range $scanner 0 3]LUMO[string range $scanner 8 9]LI

##### Aufbau des Menue-Fensters #####

wm title . "Haloscan"
wm iconname . "Haloscan"
wm geometry . +100+100

. config -background goldenrod1

frame .header \
-bg goldenrod1

frame .top \
-bg goldenrod1

frame .bottom \
-bg goldenrod1

pack .header .top .bottom \
-side top \
-padx 10 \
-pady 10

label .header.title \
-bg mediumspringgreen \
-text "Halomessung" \
-font $lfont \
-width 15 \
-highlightbackground goldenrod1

pack .header.title \

```

---

```
-side top

frame .label \
-background goldenrod1

frame .entry \
-bg goldenrod1

pack .label .entry \
-in .top \
-side left \
-padx 20 \
-pady 10 \
-fill x

frame .button \
-background goldenrod1

pack .button \
-side top \
-in .bottom \
-pady 5 \
-fill x

label .label.11 \
-text "Detektorposition" \
-bg goldenrod1 \
-highlightbackground goldenrod1 \
-highlightthickness 2 \
-width 20

label .label.12 \
-text "Schrittweite" \
-bg goldenrod1 \
-highlightbackground goldenrod1 \
-highlightthickness 2 \
-width 20

label .label.13 \
-text "Startposition" \
-bg goldenrod1 \
-highlightbackground goldenrod1 \
-highlightthickness 2 \
```

```
-width 20
```

```
label .label.14 \  
-text "Endposition" \  
-bg goldenrod1 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-highlightthickness 2 \  
-width 20
```

```
pack .label.11 .label.12 .label.13 .label.14 \  
-side top \  
-pady 10 \  
-fill x
```

```
label .entry.11 \  
-bg lightgrey \  
-highlightthickness 2 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-text "$scanner" \  
-relief sunken \  
-width 13
```

```
entry .entry.e2 \  
-bg lightgrey \  
-highlightthickness 2 \  
-width 3 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
    -highlightcolor grey3 \  
    -selectforeground white \  
    -selectbackground black \  
    -textvariable step
```

```
entry .entry.e3 \  
-bg lightgrey \  
-highlightthickness 2 \  
-width 6 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
    -highlightcolor grey3 \  
    -selectforeground white \  
    -selectbackground black \  
    -textvariable from
```

```
entry .entry.e4 \  

```

---

```
-bg lightgrey \  
-highlightthickness 2 \  
-width 6 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
    -highlightcolor grey3 \  
    -selectforeground white \  
    -selectbackground black \  
    -textvariable to  
  
pack .entry.l1 .entry.e2 .entry.e3 .entry.e4 \  
-side top \  
-pady 10  
  
button .button.b1 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-font $lfont \  
-text "scan" \  
-width 9 \  
-height 1 \  
-borderwidth 4 \  
-command "bell; haloscan" \  
-relief sunken  
  
button .button.b2 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-font $lfont \  
-text "quit" \  
-width 9 \  
-height 1 \  
-borderwidth 4 \  
-command "bell; quit; destroy ." \  
-relief sunken  
  
button .button.b3 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-font $lfont \  
-text "plot" \  

```

```

-width 9 \
-height 1 \
-borderwidth 4 \
-command "bell; plot" \
-relief sunken

pack .button.b1 .button.b3 .button.b2 \
-side left \
-fill x \
-padx 15 \
-pady 10

update

##### Knöpfe am Bedienpult an- und abmelden #####

proc getknob {name} {
    mami tpmmsg UNIHANDL03 8 $name
}

proc relknob {name} {
    mami tpmmsg UNIHANDL03 9 $name
}

#getknob PLASPOWER
getknob ${scanner}PO
getknob ${quad1}
getknob ${quad2}

##### Halomessung #####

### offset=Mittelwert von 50 Messungen

proc getoffset {} {
    update
    global scanner leerpos
    mami write ${scanner}PO $leerpos
    set ground 0.
    mami switchon PLASSHUTTER
    for {set n 0} {$n < 50} {incr n} {
mami read PKANHALOSCAL value
set ground [expr $ground + $value]
    }
}

```

```
mami switchoff PLASSHUTTER
return [expr $ground / 50]
}
```

### Datenaufnahme eines einzelnen Wertes als Mittelwert aus 10 Zaehlraten

```
proc getvalue {} {
    update
    set val 0.
    for {set i 0} {$i < 10} {incr i} {
mami read PKANHALOSCAL value
set val [expr $val + $value]
    }
    return [expr $val / 10.]
}
```

### Aufforderung den richtigen Stromwert einzustellen

```
proc stromwert {} {
    toplevel .strom -bg goldenrod1
    wm title .strom "Stahlstrom"
    wm iconname .strom "Strahlstrom"
    wm geometry .strom +150+200

    label .strom.text \
    -bg red \
    -foreground white \
    -text "Stromwert und Fokussierung einstellen!" \
    -font -Adobe-times-medium-r-normal---240-***-***-***-***

    pack .strom.text \
    -side top \
        -padx 10 \
    -pady 20

    frame .strom.wert \
    -bg goldenrod1 \
    -borderwidth 3

    pack .strom.wert \
    -side top

    button .strom.continue \
```

```

    -bg lightgrey \
    -highlightbackground goldenrod1 \
    -activebackground red \
    -width 20 \
    -height 2 \
    -borderwidth 3 \
    -text "continue" \
    -command "bell; destroy .strom; update" \
    -relief sunken

    pack .strom.continue \
    -side bottom \
    -padx 20 \
    -pady 10

    tkwait window .strom
}

### Scannerpositionierung und Ausgabe der Messpunkte waehrend der Messung

proc haloscan {} {
    .button.b2 configure -state disabled
    .button.b3 configure -state disabled
    .button.b1 configure -text "stop" -command "bell; set stopflag 1"
    global scanner leerpos from to step stopflag textpath
    stromwert
    set data [filename haloscan]
    textwindow 50 $data
    $textpath insert end "$data\n\n"
    $textpath insert end "messe offset \n"
    set offset [getoffset]
    set f [open $data w]
    set plotpath [open { |gnuplot -geometry 800x500+300+450} w]
    set maxval 0
    set minval 0
    $textpath insert end "offset: $offset \n \n"
    set to [expr int($to)].
    set from [expr int($from)].
    set counter 0
    set stopflag 0
    set errorflag 0
    puts $plotpath "set noautoscale y"
    mami switchon PLASSHUTTER
}

```

---

```

    for {set i $from} {$i <= $to} {set i [expr $i + $step]} {
mami write ${scanner}PO $i
set dval 0
set val [expr [getvalue] - $offset]
if {$val > $maxval} {
    set maxval $val
} elseif {$val < $minval} {
    set minval $val
}
if {[expr $errorflag + 9] < $counter} {
    set dval [expr sqrt([expr abs($val)]/10)]
    set errorflag $counter
}
    $textpath insert end "Pos: $i      Val: $val      dVal: $dval \n"
$textpath see end
puts $f "$i $val $dval"
flush $f
if {[expr $maxval - $minval] > 0} {
puts $plotpath "plot \[$from:$to\] \
\[[expr $minval - {abs(int($minval))/10}]\
:[expr $maxval + {abs(int($maxval))/10}]\
\] '$data' 1 2"
flush $plotpath
}
incr counter
if {$stopflag == 1} {
    break
}
update
    }
    .button.b1 configure -state disabled
    close $plotpath
    close $f
    if {$stopflag == 0} {
norm $maxval $data
logdata $data
    } elseif {$stopflag == 1} {
exec rm -f $data
    }
    set stopflag 0
    mami switchoff PLASSHUTTER
    mami write ${scanner}PO $leerpos
    destroy .text

```

```

.button.b1 configure -text "scan" -command "haloscan"
.button.b1 configure -state normal
.button.b2 configure -state normal
.button.b3 configure -state normal
update
}

##### Bildschirm und Druckerausgabe der Strahlprofile #####

proc makeplot {{printflag 0}} {
    disbutton .plot
    global datafile xmin xmax
    if {$printflag == 0} {
        set plotpath [open {|gnuplot -title Strahlprofil \
-geometry 500x700+200+50} w]
    } elseif {$printflag == 1} {
        set plotpath [open {|gnuplot} w]
        puts $plotpath "set terminal postscript portrait"
        puts $plotpath "set output '$printpath'"
    }
    puts $plotpath "set size 1,1"
    puts $plotpath "set origin 0.1,0"
    puts $plotpath "set xlabel 'mm' ,+1"
    puts $plotpath "set multiplot"
    puts $plotpath "set size 0.8,0.52"
    puts $plotpath "set origin 0.1,0"
    if {[string match [string range $datafile 0 3] {norm}] == 1} {
puts $plotpath "set logscale y 10"
    }
    puts $plotpath "set ylabel 'cps'"
    puts $plotpath "plot \[[expr ($xmin+$xmax)/2]:$xmax\] \[\] '$datafile' \
using 1:2 title 'Y-Draht' with points 1 1, '$datafile' \
using 1:2:3 notitle with yerrorbars 1 0"
    puts $plotpath "set size 0.8,0.52"
    puts $plotpath "set origin 0.1,0.46"
    puts $plotpath "set title '$datafile' ,+1"
    puts $plotpath "plot \[$xmin:[expr ($xmin+$xmax)/2]\] \[\] '$datafile' \
using 1:2 title 'X-Draht' with points 1 1, '$datafile' \
using 1:2:3 notitle with yerrorbars 1 0"
    if {[string match [string range $datafile 0 3] {norm}] == 1} {
puts $plotpath "set nologscale"
    }
    puts $plotpath "set nomultiplot"
}

```

---

```
    if {$printflag == 0} {
    flush $plotpath
    release
    puts $plotpath "clear"
    }
    flush $plotpath
    close $plotpath
    actbutton .plot
    update
}

### Ausgabe an Drucker

proc print {printflag} {
    global datafile printer printpath
    set printpath ${printer}
    plot printflag
}

### Ausgabe als Postscriptfile

proc psfile {printflag} {
    global datafile printer printpath
    set printpath ${datafile}.ps
    plot printflag
}

##### Menue fuer Datenfile-Auswahl und Plotbereich #####

proc plot {} {
    disbutton .button
    global datafile
    set fn {.plot.files.1}
    toplevel .plot -bg goldenrod1
    wm title .plot "plot"
    wm iconname .plot "plot"
    wm geometry .plot +300+150

    frame .plot.files \
    -bg goldenrod1 \
    -borderwidth 5

    pack .plot.files \
```

```
-padx 10 \  
-pady 10  
  
frame .plot.min \  
-bg goldenrod1 \  
-borderwidth 5  
  
pack .plot.min \  
-side top \  
-padx 10 \  
-pady 5  
  
frame .plot.max \  
-bg goldenrod1 \  
-borderwidth 5  
  
pack .plot.max \  
-side top \  
-padx 10 \  
-pady 5  
  
frame .plot.top \  
-bg goldenrod1 \  
-borderwidth 5  
  
pack .plot.top \  
-side top \  
-padx 10 \  
-pady 5  
  
frame .plot.bottom \  
-bg goldenrod1 \  
-borderwidth 5  
  
pack .plot.bottom \  
-side top \  
-padx 10 \  
-pady 5  
  
entry .plot.files.1 \  
-textvariable datafile \  
-bg lightgrey \  
-borderwidth 3 \  

```

---

```
-relief sunken \  
-width 25  
  
pack .plot.files.1 \  
-side top \  
-padx 10 \  
-pady 10  
  
label .plot.min.1 \  
-bg goldenrod1 \  
-text "xmin:"  
  
entry .plot.min.e \  
-background lightgrey \  
-highlightthickness 3 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-highlightcolor grey3 \  
-width 5 \  
-selectforeground white \  
-selectbackground black \  
-textvariable xmin  
  
label .plot.max.1 \  
-bg goldenrod1 \  
-text "xmax:"  
  
entry .plot.max.e \  
-background lightgrey \  
-highlightthickness 3 \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-highlightcolor grey3 \  
-width 5 \  
-selectforeground white \  
-selectbackground black \  
-textvariable xmax  
  
button .plot.b1 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-width 5 \  
-borderwidth 3 \  
-text "view" \  

```

```
-command "bell; makeplot 0" \  
-relief sunken  
  
button .plot.b2 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-width 5 \  
-borderwidth 3 \  
-text "plot" \  
-command "bell; makeplot 1" \  
-relief sunken  
  
button .plot.b3 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-width 5 \  
-borderwidth 3 \  
-text "ps_file" \  
-command "bell; psfile" \  
-relief sunken  
  
button .plot.b4 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-width 8 \  
-borderwidth 3 \  
-text "quit" \  
-command "bell; actbutton .button; destroy .plot" \  
-relief sunken  
  
button .plot.b5 \  
-bg lightgrey \  
-highlightbackground goldenrod1 \  
-activebackground red \  
-width 8 \  
-borderwidth 3 \  
-text "fileselect" \  
-command "bell; data {*scan*}" \  
-relief sunken
```

---

```
pack .plot.min.l .plot.min.e \  
-side left \  
-padx 10  
  
pack .plot.max.l .plot.max.e \  
-side left \  
-padx 10  
  
pack .plot.b5 .plot.b4 \  
-in .plot.bottom \  
-side left \  
-padx 10  
  
pack .plot.b1 .plot.b2 .plot.b3 \  
-in .plot.top \  
-side left \  
-padx 10 \  
  
}  
  
##### Abschalten von Auswahlknoepfen zum vermeiden von Fehlbedienung #####  
  
proc disbutton {w} {  
    ${w}.b1 configure -state disabled  
    ${w}.b2 configure -state disabled  
    ${w}.b3 configure -state disabled  
}  
  
proc actbutton {w} {  
    ${w}.b1 configure -state normal  
    ${w}.b2 configure -state normal  
    ${w}.b3 configure -state normal  
}  
  
##### Beenden des Programms #####  
  
proc quit {} {  
    global scanner datafile quad1 quad2 k2l1 k2l2  
    mami switchoff PLASSHUTTER  
    mami switchoff $scanner  
    mami switchoff [string range $scanner 0 3]LUMO[string range \  
    $scanner 8 9]LI
```

```
mami write $quad1 $k211
mami write $quad2 $k212
relknob $quad1
relknob $quad2
relknob ${scanner}P0
}
```

# Literaturverzeichnis

- [Aul94] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Bir64] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [Bro84] K. L. Brown et al. *SLAC-PUB-3381*, 1984.
- [Cou58] E. D. Courant et al. *Annals of Physics*, 3, 1, 1958.
- [Dom92] T. Dombo. Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100-keV-Beamline polarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [Dre95] P. Drescher. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V Heterostrukturen*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [Eyl93] D. Eyl. *Messung des Spintransfers in elastischer und quasielastischer Streuung polarisierter Elektronen in den Reaktionen  $H(\vec{e}, e'\vec{p})$  und  $D(\vec{e}, e'\vec{p})$* . PhD-thesis, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [Fis94] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Fre94] A. Frey. *Messung der Neutron-Rückstoßpolarisation in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})$  zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons*. PhD-thesis, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Gil97] Jörg Gilles. Laserdiodensystem für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI, 1997.

- [Hei57] W. Heitler. *The Quantum Theorie of Radiation*. Oxford University Press, 1957.
- [Her80] H. Herminghaus. Strahlverschlechterung durch stochastische Unvollkommenheiten in den optischen Elementen. Technical report, Mainz, Institut f. Kernphysik, Interne Notiz, Februar 1980.
- [Her82] H. Herminghaus. Strahlhalo durch Streuung an Restgasatomen. Technical report, Mainz, Institut f. Kernphysik, Interne Notiz, Februar 1982.
- [Kit89] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg, München, Wien, 1989.
- [KM59] H. W. Koch und J. W. Motz. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Reviews of Modern Physics*, 31(4), 920, 1959.
- [MEF<sup>+</sup>94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J. E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L. D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau und Th. Walcher. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized  $^3\text{He}$ . *Phys. Lett. B*, 327, 201–207, 1994.
- [Nac95] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III–V–Halbleitern*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1995.
- [Plü94] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP–Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1994.
- [Pra77] R. H. Pratt. Electron Bremsstrahlung Spectra. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20(2), 176, 1977.
- [Sch97] M. Schemies. Dissertation in Vorbereitung, 1997.
- [Ste65] K. G. Steffen. *High Energy Beam Optics*. Interscience Publishers, New York, 1965.
- [Ste93] K. H. Steffens. *Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1993.

- [Ste94] M. Steigerwald. Bestimmung der Spinpolarisation des Elektronenstrahles der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott-Streuung. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [TPL79] K. H. Tseng, R. H. Pratt und C. M. Lee. Electron bremsstrahlung angular distributions in the 1-500keV energy range. *Physical Review A*, 19(1), 187, 1979.
- [Wil92] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [Wru94] A. Wrulich. *Yellow Cern Report CERN 94-01*, Seite 41 ff., 1994.



# Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Erwin Reichert für die Vergabe des Themas und sein ständiges Interesse an dieser Arbeit.

Bei der Arbeitsgruppe *Atomare Stoßprozesse* und der Kolaboration *B2* möchte ich mich für die Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima bedanken. Besonderer Dank gilt hier Herrn Dr. Kurt Aulenbacher und Herrn Dipl. Phys. Michael Steigerwald für die intensive und gute Betreuung.

Für die Hilfe in Detektorfragen und für ihre Diskussionsbereitschaft danke ich den Mitgliedern der Kollaboration *A4*.

Weiterer Dank gilt Herrn Dr. Karl-Heinz Steffens für die Einführung in die Thematik der linearen Elektronenoptik.

Die mechanische Werkstatt im Hause, insbesondere Herr Feinmechanikermeister Peter Becker, haben durch ihre Flexibilität und durch präzise und schnelle Ausführung viel zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Meinen Eltern danke ich für ihre Geduld und Unterstützung während meines Studiums.