

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg– Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum  
Thema

# Ein elektronenoptisches System zur Umwandlung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls in einen transversal polarisierten Elektronenstrahl

von  
Bernd Sauer

Mainz, Januar 1995

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Polarisierte Elektronen aus Halbleitern</b>	<b>3</b>
2.1	“Polarisierte Elektronen”	3
2.2	Kristallgitter und Bandstruktur von GaAs	4
2.3	Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen im Leitungsband	4
2.4	Austritt der Elektronen in das Vakuum–NEA	6
2.5	“strained layer”–Kristalle	8
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>9</b>
3.1	Das Vakuumsystem	9
3.2	Der lichteoptische Aufbau	10
3.3	Physikalische Beschreibung der Mottstreuung	11
3.4	Der Mott–Detektor	12
<b>4</b>	<b>Grundzüge der Elektronenoptik</b>	<b>15</b>
4.1	Die Bewegung von Elektronen im elektromagnetischen Feld	15
4.1.1	Die Maxwell’schen Gleichungen	15
4.1.2	Lösungsmethoden der Laplaceschen Gleichung	16
4.2	Elektrostatische Linsen	22
4.2.1	Abbildungseigenschaften von Teilchenlinsen	22
4.2.2	Die Einzellinse	24
4.3	Elektrostatische Prismen	25
4.3.1	Abbildungseigenschaften	25
4.3.2	Randfeldkorrekturen	27
<b>5</b>	<b>Neukonstruktion der Elektronenoptik</b>	<b>29</b>
5.1	Status der bisher verwendeten Elektronenoptik	29
5.2	Anforderungen an die neue Optik	30
5.3	Berechnung und Simulation der neuen Elektronenoptik	31
5.3.1	Die Eingangsoptik mit der Kathode	31
5.3.2	Der elektrostatische 90°–Umlenker	36
5.3.3	Die Ausgangsoptik	40
5.4	Simulation des Mott–Detektors	42
5.5	Eigenschaften der simulierten Elektronenoptik	44
<b>6</b>	<b>Messungen und Diskussion</b>	<b>47</b>
6.1	Experimentelle Tests der Elektronenoptik	48
6.1.1	Messung der Transmissionsprofile	48
6.1.2	Messungen mit dem neuen Spinrotator	51
6.2	Stabilität der Asymmetriemessungen	52

6.3	Die Eichung des Mott–Detektors . . . . .	55
6.3.1	Das Eichverfahren . . . . .	55
6.3.2	Systematische Fehler der Eichmethoden . . . . .	55
6.3.3	Instrumentelle Asymmetrien . . . . .	56
6.3.4	Bestimmung des Untergrundes . . . . .	56
6.3.5	Aufnahme der Gegenspannungskurven . . . . .	56
6.3.6	Eichung des Mott–Detektors . . . . .	57
6.4	Polarisationsmessungen . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>61</b>
<b>A</b>	<b>Datenfile zur Simulation der Eingangsoptik</b>	<b>63</b>
<b>B</b>	<b>Datenfile zur Simulation der Ausgangsoptik</b>	<b>65</b>
<b>C</b>	<b>Datenfile zur Simulation des Mott-Detektors</b>	<b>67</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>

# 1 Einleitung

Viele aktuelle Experimente der Mittel- und Hochenergiephysik zur Untersuchung der Struktur der Materie und der fundamentalen Wechselwirkungen arbeiten mit polarisierten Teilchenstrahlen bzw. polarisierten Targets.

So wurde zum Beispiel im Jahre 1993 ein Experiment am Dauerstrichbeschleuniger für Elektronen MAMI B in Mainz gestartet, um durch Streuung polarisierter Elektronen an einem polarisierten  $^3\text{He}$ -Target den elektrischen Formfaktor des Neutrons zu bestimmen [Mey94].

Die Wissenschaftliche Arbeitsgruppe "Atomare Stoßprozesse" unter Leitung von Prof. Dr. Erwin Reichert arbeitet seit mehreren Jahren an dem Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen auf der Grundlage der Photoemission aus Halbleiterkristallen.

In einer im wesentlichen von GASTEYER [Gas88] und BELZ [Bel87] aufgebauten Apparatur werden Halbleitermaterialien auf ihre Eignung als Photoemitter für die MAMI-Kanone untersucht. Bei Kristallen mit Zinkblendestruktur wie  $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$  beträgt die maximal erreichbare Polarisation 50%. Neuere Kristallmaterialien, und zwar solche mit Chalkopyritstruktur wie zum Beispiel  $\text{ZnSiAs}_2$ , oder solche mit Zinkblendestruktur, deren Symmetrie durch eine Dehnung oder Stauchung entlang einer Achse reduziert wird, erlauben Polarisationen bis zu 100%. Diese neuen Kathodenmaterialien haben geringere Quantenausbeuten als das Standardmaterial, und daher war es erforderlich, die Empfindlichkeit der gesamten Anordnung zu erhöhen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine neue Elektronenoptik entworfen, die die Elektronen von der Kathode zu einem Mott-Detektor, in welchem die Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt wird, transportiert. Der zunächst longitudinal polarisierte Strahl wird durch eine elektrostatische  $90^\circ$ -Umlenkung in einen transversal polarisierten Strahl umwandelt, da in einem Mott-Detektor der Polarisationsgrad longitudinal polarisierter Elektronen nicht bestimmt werden kann.

Ferner wurden beim Umbau zur weiteren Steigerung der Empfindlichkeit zwei neue Channeltrons – nach dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung arbeitende Detektoren – eingebaut, und eine von DRESCHER [Dre95] konstruierte Schleuse gestattet die systematische Untersuchung von Photoemittern, ohne die Apparatur bei jedem Einbau neuer Kristalle öffnen zu müssen.

Das zweite Kapitel der folgenden Arbeit beschreibt die physikalischen Grundlagen der Photoemission aus Halbleitern; im dritten Kapitel wird der Aufbau der Apparatur kurz erläutert.

Kapitel 4 gibt eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen der Elektronenoptik und beschreibt Hilfsmittel, die zur Simulation und Konstruktion der neuen Elektronenoptik Verwendung fanden.

Anschließend wird in Kapitel 5 die Erstellung und Simulation der Optik im Detail diskutiert.

Im Anschluß daran stellt Kapitel 6 die experimentellen Tests der neuen Optik vor und zeichnet den Weg der Inbetriebnahme der Apparatur, angefangen von der Eichung des Mott-Detektors bis hin zur Messung von Vergleichsspektren, nach.

Den Abschluß dieser Arbeit bildet Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse.

## 2 Polarisierte Elektronen aus Halbleitern

Das folgende Kapitel erläutert zunächst, was man unter dem Begriff “Polarisierte Elektronen” versteht.

Anschließend wird die Erzeugung polarisierter Elektronen auf der Grundlage der Photoemission aus Halbleitern dargestellt; ein Prozeß, der sich in die drei folgenden Bereiche gliedert :

- optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht geeigneter Frequenz, so daß die Elektronen am  $\Gamma$ -Punkt vom Valenzband in das Leitungsband angeregt werden.
- Diffusion der angeregten Elektronen zur Kristalloberfläche, wobei Rekombinationen und spinrelaxierende Prozesse stattfinden.
- Austritt in das Vakuum, falls die Austrittsarbeit durch geeignete Oberflächenpräparation abgesenkt wurde.

### 2.1 “Polarisierte Elektronen”

Das Elektron besitzt einen inneren Drehimpuls, den sog. Spin, der in einer beliebig vorgegebenen Richtung nur die beiden Werte  $+\hbar/2$  und  $-\hbar/2$  annehmen kann. In der Sprache der Quantenmechanik formuliert heißt das : Der Spinoperator  $\vec{S} = (S_x, S_y, S_z)$  hat nur die beiden Eigenwerte  $\pm \hbar/2$ , d.h.

$$\vec{S} | \pm \rangle = \pm \frac{\hbar}{2} | \pm \rangle \quad (2.1)$$

Der Zustand  $| + \rangle$  mit dem Eigenwert  $+\hbar/2$  wird als “Spin-up”-Zustand, der Zustand mit dem Eigenwert  $-\hbar/2$  wird als “Spin-down”-Zustand bezeichnet. Es gelten die für einen Drehimpuls charakteristischen Vertauschungsrelationen

$$[S_i, S_j] = i\hbar \epsilon_{ijk} S_k \quad (2.2)$$

$$[\vec{S}^2, S_j] = 0 \quad (2.3)$$

so daß simultan nur eine Komponente des Spins und sein Betrag meßbar sind. Betrachtet man nun einen Elektronenstrahl, ein sog. Ensemble von Elektronen, welches man quantenmechanisch korrekt durch den statistischen Operator des Gemischs beschreiben muß, so definiert man als die Polarisation des Strahls bezüglich einer Vorzugsrichtung im Raum, der Quantisierungsachse,

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2.4)$$

wobei  $N_+$  die Anzahl der Elektronen mit der Spinkomponente  $+\hbar/2$  und  $N_-$  die Anzahl mit der Komponente  $-\hbar/2$  bezüglich der vorgegebenen Achse beschreibt. Die Größe  $P$  ist gleich dem Erwartungswert des Spins in Richtung der Quantisierungsachse.

## 2.2 Kristallgitter und Bandstruktur von GaAs

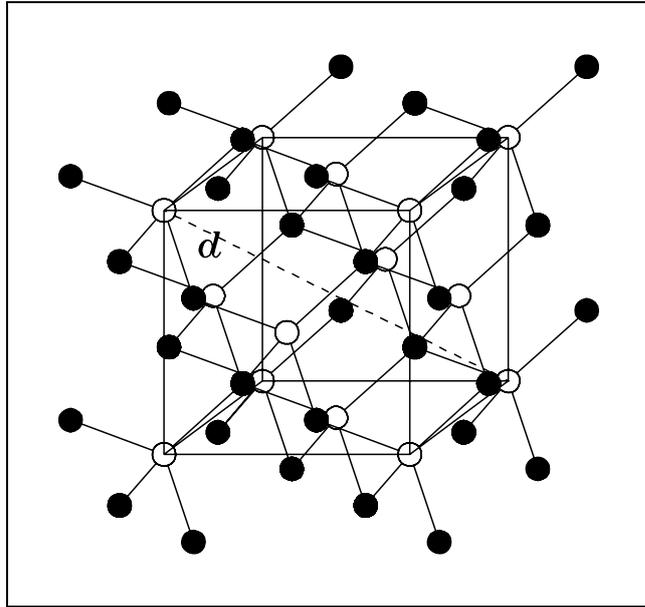


Abb.2.1: Das Zinkblendegitter

Das Kristallgitter der meisten III–V–Halbleiter, bestehend aus Elementen der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems, hat Zinkblendestruktur (Abb. 2.1). Wie bei Zinksulfid handelt es sich bei GaAs um eine Struktur aus zwei gegeneinander verschobenen kubisch-flächenzentrierten Gittern, wobei das eine Gitter aus Ga-Atomen aufgebaut und um den Vektor  $(1/4, 1/4, 1/4)$  gegen das andere Gitter aus As-Atomen verschoben ist.

Im reziproken Gitter der Wellenvektoren  $\vec{k}$  der Elektronen, in dem sich die elektronischen Zustände besonders leicht beschreiben lassen, kann man als primitive Einheitszelle die erste Brioullin-Zone wählen. Den Mittelpunkt des reziproken Gitters mit dem Gittervektor  $\vec{k} = (0, 0, 0)$  nennt man den  $\Gamma$ -Punkt. Anhand des Bandschemas von GaAs, welches man durch Auftragen der Energie der Elektronen gegen den Wellenvektor  $\vec{k}$  erhält (Abb. 2.2), erkennt man, daß am  $\Gamma$ -Punkt das Energiemaximum des Valenzbandes mit dem Minimum des Leitungsbandes zusammenfällt. Es handelt sich also um einen direkten Halbleiter, wohingegen GaP ein indirekter Halbleiter ist.

## 2.3 Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen im Leitungsband

Entscheidend für die Polarisation der Elektronen im Leitungsband ist die Aufspaltung der Größe  $\Delta$  des Valenzbandes in zwei Niveaus  $\Gamma_7$  und  $\Gamma_8$  am  $\Gamma$ -Punkt als Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung (Abb. 2.2 a).

Da sich  $s_{1/2}$ - bzw.  $p_{3/2}$ - und  $p_{1/2}$ -Wellenfunktionen wie  $\Gamma^6$ - bzw.  $\Gamma^8$ - und  $\Gamma^7$ -Zustände transformieren, argumentiert man oft mit den aus der Atomphysik

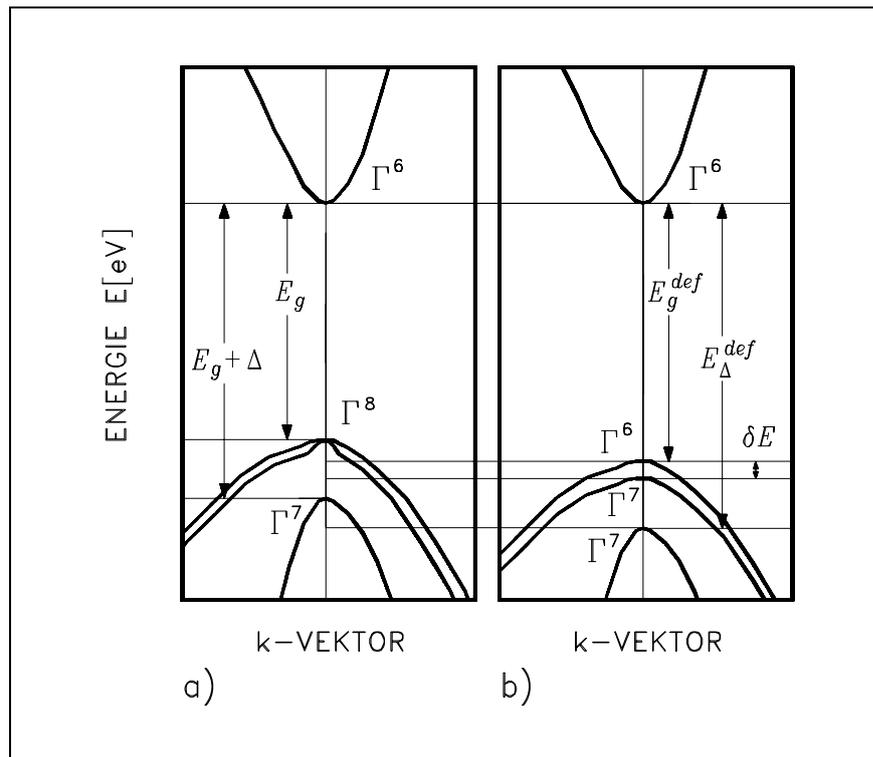


Abb. 2.2: Bandstruktur von GaAs (a) und einem mechanisch gespannten Kristall (b) in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes

sik vertrauten S- und P-Funktionen. Man beachte jedoch, daß es sich nicht um S- oder P-Wellenfunktionen handelt, da das atomare Potential rotations-symmetrisch ist, wohingegen im Kristall das Potential und damit auch der Hamiltonoperator eine Translationsinvarianz und Invarianzen unter bestimmten Drehungen aufweisen.

Eine physikalisch exakte Behandlung unter ausschließlicher Ausnutzung der Symmetrie des Hamiltonoperators im Zinkblendegitter mit Hilfe gruppentheoretischer Ansätze findet sich in der Dissertation von PLÜTZER [Plü94]. Dort wird gezeigt, daß sich im Zinkblendegitter exakt dieselben Übergangswahrscheinlichkeiten und Auswahlregeln für Dipolstrahlung wie im Atom ergeben, so daß wir uns hier auf die anschauliche, atomphysikalische Betrachtungsweise beschränken können.

Regt man Elektronen im Valenzband mit zirkular polarisiertem Licht an, so ergeben sich in der elektrischen Dipolnäherung folgende Auswahlregeln (s. Abb. 2.3)

$$\begin{aligned} \text{für } \sigma^+\text{-Licht :} & \quad \Delta m_j = +1 \\ \text{für } \sigma^-\text{-Licht :} & \quad \Delta m_j = -1 \end{aligned}$$

so daß je nach Zirkularpolarisation des einfallenden Lichtes einer der beiden entarteten Unterniveaus von  $\Gamma_6$ , dem Leitungsband, überbesetzt ist. Für die resultierende Spinpolarisation der Elektronen im Leitungsband erhält man :

$$P = \frac{1-3}{1+3} = -0.5 \quad \text{für } \sigma^+\text{-Licht}$$

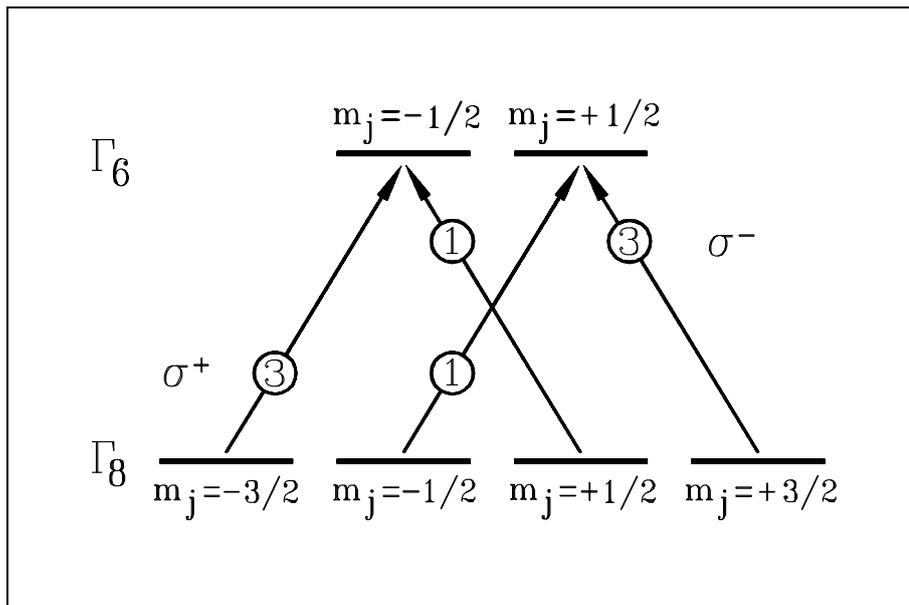


Abb. 2.3: Das Bandschema von GaAs am Punkte  $\vec{k} = \vec{0}$

$$P = \frac{3-1}{1+3} = +0.5 \quad \text{für } \sigma^- \text{-Licht}$$

Diese theoretische Obergrenze für die Polarisation der Elektronen im Leitungsband eines Zinkblendegitters wird in der Praxis selten erreicht, da die Elektronen auf dem Weg zur Oberfläche depolarisierenden Mechanismen ausgesetzt sind, und nur in sog. dünnen Schichten werden innerhalb der Fehlergrenzen Polarisationen von 50% erreicht, weil die Wahrscheinlichkeit für depolarisierende Prozesse mit abnehmender Schichtdicke ebenfalls abnimmt.

## 2.4 Austritt der Elektronen in das Vakuum–NEA

Für die in das Leitungsband angeregten Elektronen ist der Austritt aus dem Kristall in das Vakuum aufgrund einer Potentialstufe von ca.  $3.5 \text{ eV}$  nicht möglich (Abb. 2.4 a). Den Energiebetrag, der aufgewendet werden muß, um Elektronen vom Leitungsbandminimum  $E_L$  in das Vakuumniveau  $E_{Vac}$  zu heben, bezeichnet man als Elektronenaffinität  $\chi$ :

$$\chi = E_{Vac} - E_L \quad (2.5)$$

Damit die Elektronen im Leitungsband aus dem Kristall heraustreten können, ist eine Absenkung der Elektronenaffinität soweit erforderlich, daß das Vakuumniveau unterhalb des Leitungsbandminimums im Kristallinneren liegt. Man spricht von einer negativen Elektronenaffinität (NEA).

Zunächst wird durch eine p-Dotierung das Fermi-niveau  $E_F$  im Inneren des Kristalls bis kurz oberhalb des Valenzbandes abgesenkt (Abb. 2.4 b). Dies führt zu einer Verbiegung des Valenz- und Leitungsbandes bis in eine Tiefe von ca.  $10 \text{ nm}$ . Für Elektronen, die aus dem Kristallinneren kommen, wird hierdurch die Affinität effektiv um  $0.5 \text{ eV} - 1.0 \text{ eV}$  abgesenkt.

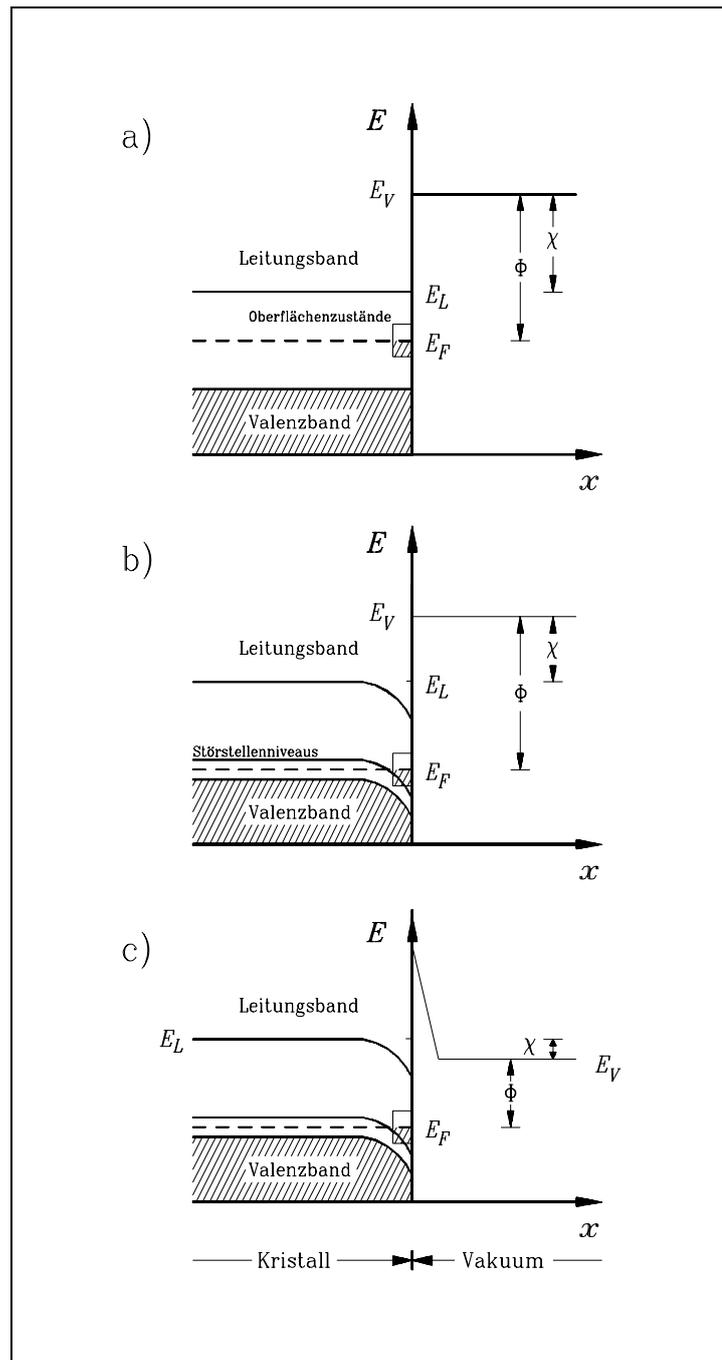


Abb. 2.4: Schritte zum Erreichen einer negativen Elektronenaffinität

Zur weiteren Absenkung der Elektronenaffinität bringt man Cäsium und Sauerstoff auf der Kristalloberfläche auf. Die optimale Dicke der adsorbierten Schicht liegt dabei jeweils unter einer atomaren Monolage [Fis95]. Das Alkalimetall gibt wegen seiner geringeren Elektronegativität das Valenzelektron an den Kristall ab. Es entsteht eine Dipolschicht, die das Vakuumniveau soweit absenkt, daß es nun bis auf einen schmalen Potentialwall, der jedoch von den Elektronen durchtunnelt werden kann, unter dem Leitungsbandminimum liegt

(Abb. 2.4 c).

## 2.5 “strained layer”–Kristalle

Ist man in der Lage, die Entartung des vierfach entarteten Niveaus  $\Gamma_8$  des Valenzbandes aufzuheben, so lassen sich die  $m_j = 1/2$ -Zustände und die  $m_j = 3/2$ -Zustände getrennt voneinander anregen. Die Polarisation kann bis zu 100% betragen (Abb. 2.2 b).

Man erreicht die Aufhebung der Entartung mit Hilfe einer mechanischen Spannung, indem man auf ein Substrat eine dünne Schicht mit einer anderen Gitterkonstante, die ebenfalls in Zinkblendestruktur kristallisiert, epitaktisch aufwachsen läßt. Diese Spannung führt zu einer Verformung des Kristallgitters der aufgewachsenen Schicht und damit zu einer Reduzierung der Symmetrie des Hamiltonoperators.

Aus der Atomphysik ist dieses Phänomen, durch eine Erniedrigung der Symmetrie des Hamiltonoperators einen Entartungsgrad aufzuheben, beispielsweise vom Stark-Effekt bekannt.

### 3 Experimenteller Aufbau

Das folgende Kapitel stellt die Apparatur, die im wesentlichen von GASTEYER [Gas88] und BELZ [Bel87] erbaut wurde, kurz vor. Für detaillierte Beschreibungen sei auf bereits existierende Arbeiten [Nef93][Doc93] verwiesen.

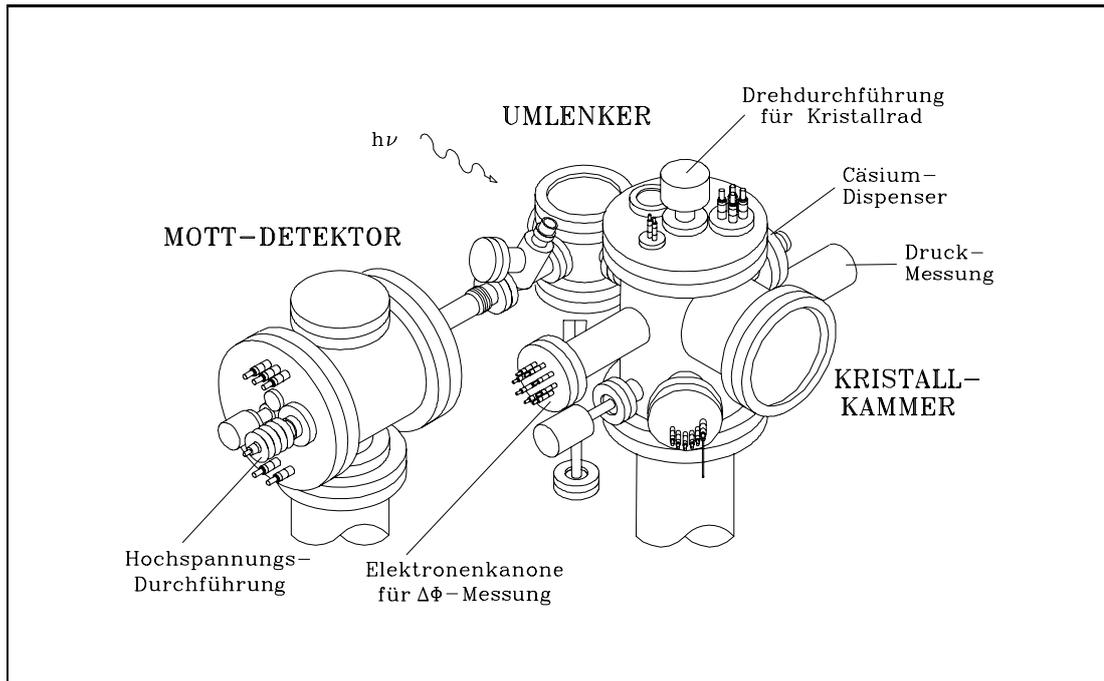


Abb.3.1: Gesamtansicht der Apparatur

#### 3.1 Das Vakuumsystem

Um einen Restgasdruck in der Größenordnung von einigen  $10^{-10} \text{ mbar}$ , der für die Präparation einer Kristalloberfläche bis zur negativen Elektronenaffinität erforderlich ist, zu erreichen, wurde die Apparatur aus ultrahochvakuumtauglichen Komponenten erbaut. Zur Erzeugung des Vakuums sind zwei Ionengetterpumpen und eine NEG-Pumpe an der Apparatur angeflanscht.

In den Abbildungen 3.1 und 3.2 erkennt man drei wesentliche Komponenten :

- Kristallkammer
- $90^\circ$ -Umlenker
- Mott-Detektor

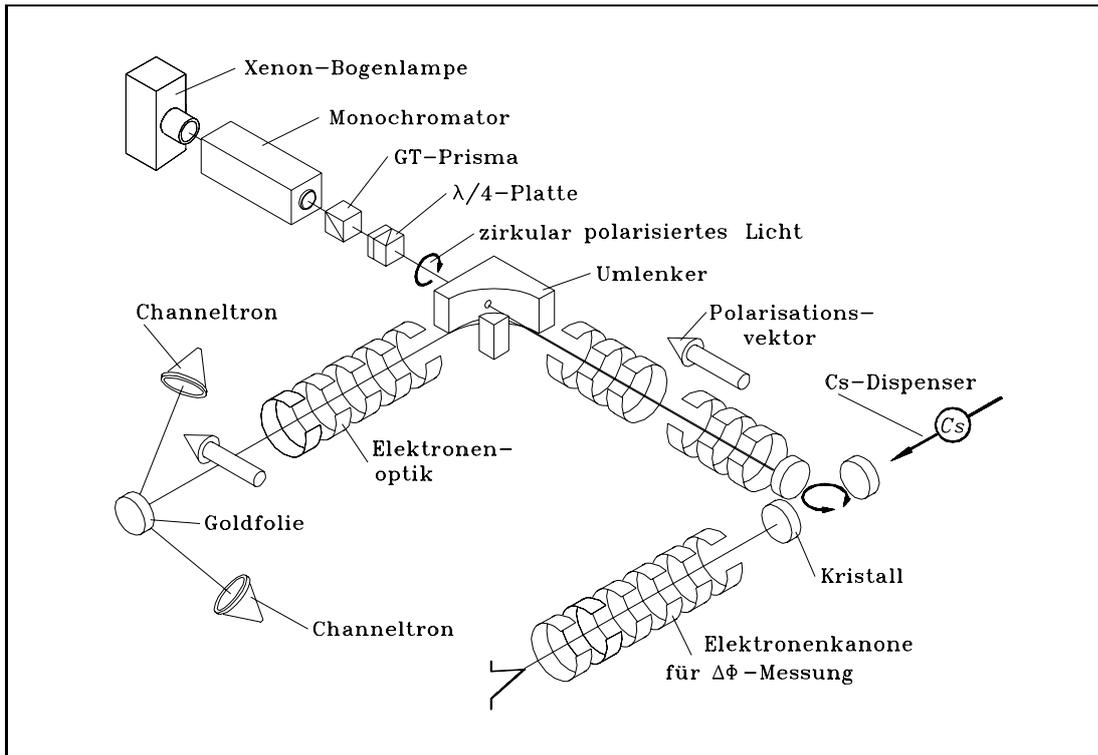


Abb. 3.2: schematische Darstellung der Apparatur

Das Ausheizen und anschließende Präparieren der Kristalle findet in der *Kristallkammer* statt. Ein Quadrupol-Massenspektrometer dient der Kontrolle des Vakuums. Eine *Elektronenoptik* transportiert den Elektronenstrahl von der Kristalloberfläche über einen  $90^\circ$ -Umlenker zum Mott-Detektor. Der Spin der Elektronen bleibt während der Umlenkung raumfest. Eine zunächst longitudinale Orientierung des Polarisationsvektors wird somit in eine transversale Orientierung umgewandelt. Im *Mottdetektor* wird die Polarisation der Elektronen durch Stöße an Gold bestimmt. Eine kurze Beschreibung der Mottstreuung findet sich in Kapitel 3.3 dieser Arbeit.

Im Rahmen der Umbaumaßnahmen wurde von DRESCHER [Dre95] eine Schleuse an der Kristallkammer angebracht, die einen Einbau neuer Photokathoden ermöglicht, ohne die Apparatur öffnen zu müssen.

Die Präparation der Kristalle erfolgt grundsätzlich mit einem HeNe-Laser, wobei die Kristalloberfläche, anders als bei früheren Arbeiten, in Richtung des Umlenkens zeigt.

## 3.2 Der lichtoptische Aufbau

Als Lichtquellen stehen ein HeNe-Laser und eine Xe-Hochdrucklampe mit nachfolgendem Gittermonochromator zur Verfügung.

Mit Hilfe des Monochromators können Wellenlängen im Bereich von  $555\text{ nm}$  bis  $900\text{ nm}$  mit einer Halbwertsbreite von  $3\text{ nm}$  eingestellt werden.

Der Lichtstrahl wird anschließend mit einem Glan–Thomson–Prisma linear polarisiert und von einem Soleil–Babinet–Kompensator als wellenlängenabstimmbares  $\lambda/4$ –Plättchen zirkular polarisiert. Die erreichbaren Polarisationsgrade sind größer als 99%.

Dadurch, daß man das Soleil–Babinet um  $90^\circ$  senkrecht zur Lichtrichtung verdreht, kann man von  $\sigma^+$ – nach  $\sigma^-$ –Licht umschalten.

Als letztes optisches Element vor dem Eintritt in die Kammer des Umlenkers fokussiert eine Linse den Lichtstrahl auf die zu untersuchende Kathode.

### 3.3 Physikalische Beschreibung der Mottstreuung

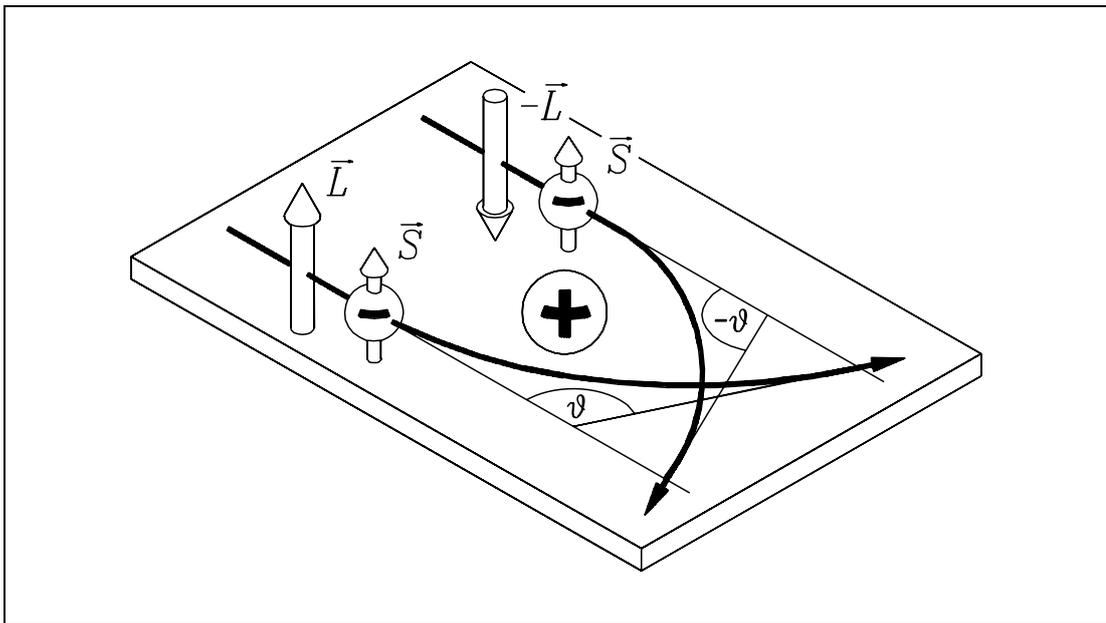


Abb.3.3: Entstehung der “rechts-links”-Asymmetrie bei der Mottstreuung

Für die Streuung spinloser Teilchen im Coulombfeld gilt die Rutherfordsche Streuformel. Teilchen mit einem inneren Drehimpuls, wie beispielsweise Elektronen, besitzen ein magnetisches Moment :

$$\vec{\mu}_s = -\frac{ge}{2mc}\vec{S} \quad (3.1)$$

Im Ruhesystem der Elektronen tritt bei der Streuung ein Magnetfeld auf, das von der bewegten Ladung des Targetkerns herrührt :

$$\vec{B} = \frac{Ze}{cr^3}\vec{r} \times \vec{v} \quad (3.2)$$

Das führt zu einer zusätzlichen magnetischen Wechselwirkungsenergie, der Spin–Bahn–Wechselwirkungsenergie

$$V_{ls} = \vec{\mu}_s \vec{B} \quad (3.3)$$

so daß, abhängig von der relativen Orientierung von  $\vec{L}$  und  $\vec{S}$ , das Streupotential und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt variieren. Je nachdem, ob das Elektron in der Streuebene, gebildet aus den Impulsvektoren der ein- und auslaufenden Elektronen, rechts oder links am Stoßzentrum vorbeifliegt, ergibt sich ein unterschiedliches Streupotential. Man spricht von einer "rechts-links"-Asymmetrie (s. Abbildung 3.3).

Eine exakte Beschreibung der Mott-Streuung erfordert den Dirac-Formalismus [Kes85]. Es ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = I_0[1 + P S(\vartheta) \sin(\varphi)] \quad (3.4)$$

wobei  $I_0$  den polarisationsunabhängigen Mott-Streuquerschnitt darstellt und  $S(\vartheta)$  die sog. Asymmetrie- oder Shermanfunktion, die den Polarisationsgrad eines unpolarisierten Elektronenstrahls nach einer Einfachstreuung angibt.  $P$  bezeichnet die transversale Komponente der Polarisation, da die longitudinale Komponente keinen Beitrag leistet (s. Gln. 3.3).

An Gleichung 3.4 erkennt man explizit die "rechts-links"-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vermöge des Azimutwinkels  $\varphi$ . Man definiert die Asymmetrie

$$A := \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 270^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 90^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 270^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 90^\circ)} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (3.5)$$

wobei  $N_R$  und  $N_L$  die Zählraten in den rechten und linken Zählern, bei gleichem Polarwinkel  $\vartheta$ , bedeuten. Mit Hilfe von Gleichung 3.4 erhält man

$$A = P S(\vartheta) \quad (3.6)$$

so daß man, wenn die dazugehörige Shermanfunktion bekannt ist, aus der Messung der Asymmetrie eines Elektronenstrahls dessen Polarisation  $P$  berechnen kann.

Für Gold als Targetkern gibt es zuverlässige, durch numerische Rechnungen ermittelte Werte von  $S(\vartheta)$  bei verschiedenen Streuenergien.

### 3.4 Der Mott-Detektor

Der hier vorliegende Mott-Detektor weist sphärische Elektrodengeometrie auf und gehört zur Gruppe der Gegenfeldpolarimeter. Im Mittelpunkt zweier konzentrischer Halbkugeln, von denen die innere auf stark positivem Potential (hier  $38 \text{ kV}$ ) liegt, befindet sich die Streufolie aus Gold, die in einem Folienrad befestigt ist (Abb. 3.4).

Die zu analysierenden Elektronen treten durch die äußere Elektrode in den Detektor ein und werden durch das starke elektrische Feld auf die Goldfolie hin beschleunigt. Der Nachweis der gestreuten Elektronen erfolgt unter den Winkeln  $\vartheta = \pm 118^\circ$  mit zwei Channeltrons. Da die Shermanfunktion für die Streuung an Gold bei diesen Winkeln ein Maximum besitzt, wird die gemessene Asymmetrie bei gegebener Polarisation des Strahls ebenfalls extremal sein.

Nach dem Streuprozeß treten die Elektronen durch zwei Löcher in der inneren Elektrode und laufen auf dem Weg zu den Channeltrons gegen das Feld zwischen innerer und äußerer Elektrode an. Vor den Channeltrons befinden

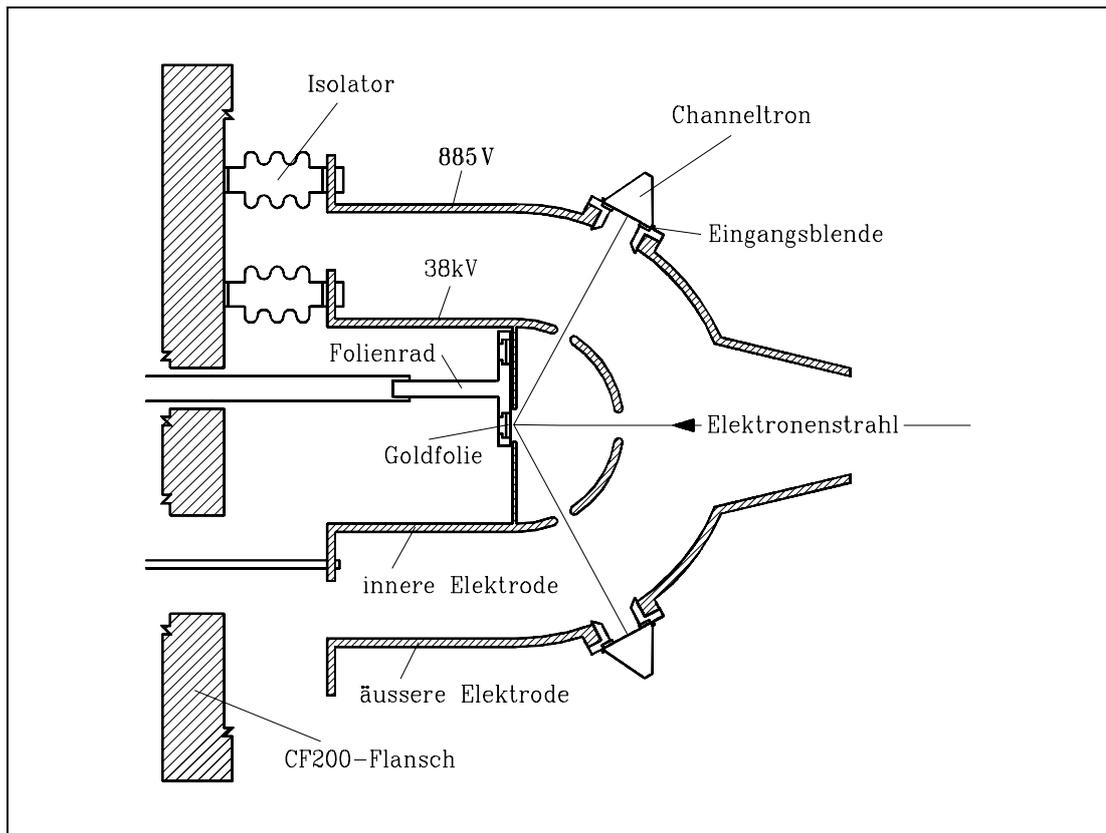


Abb. 3.4: Schnitt durch den Mott-Detektor

sich Blenden, die unabhängig von der äußeren Elektrode des Mott-Detektors auf ein festes Potential gelegt werden können. Dadurch bestimmt man den maximal zugelassenen Energieverlust  $\Delta E$ , den die Elektronen bei der Streuung am Goldtarget erleiden dürfen.

Die in Abschnitt 3.3 gemachten Überlegungen gelten nur für rein elastische Einfachstreuung der Elektronen am Targetkern. In der experimentellen Praxis hingegen ist der Streuprozess für die meisten Elektronen unelastisch, und ferner gibt es Mehrfachstreuungen; Prozesse, die zur Folge haben, daß die gemessene Asymmetrie  $A_{mess}$  für eine feste Strahlpolarisation kleiner ist, als man aufgrund der theoretischen Shermanfunktion erwartet. Man muß daher eine effektive Shermanfunktion  $S_{eff}$  bestimmen, für die

$$A_{mess} = S_{eff}(\vartheta) P \quad (3.7)$$

ist. Das Eichen eines Mott-Detektors, was stets die Bestimmung seiner effektiven Shermanfunktion bedeutet, wird in Kapitel 6 beschrieben.



## 4 Grundzüge der Elektronenoptik

### 4.1 Die Bewegung von Elektronen im elektromagnetischen Feld

Für unsere Anwendung ist es ausreichend, die Elektronen als ein punktförmiges Teilchen mit folgenden Eigenschaften zu charakterisieren :

- Ladung  $q_e = -e = -1.602 \cdot 10^{-19} C$
- Ruhemasse  $m_0 = 9.1095 \cdot 10^{-31} kg$

Außer bei speziellen Anwendungen haben Effekte wie die endliche Teilchendimension und Quanteneigenschaften wie der Spin nur kleine Auswirkungen auf die Bildung und Beschleunigung von Strahlen. Die Newtonsche Dynamik genügt in unserem Fall zur Beschreibung der niederenergetischen Elektronen, da bei einer Beschleunigungsspannung von  $\cong 2 kV$  gilt :

$$T \ll m_0 \cdot c^2$$

#### 4.1.1 Die Maxwell'schen Gleichungen

Die Maxwell'schen Gleichungen in differentieller Form im Vakuum lauten :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (4.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (4.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j} + \partial^2 \vec{E} / c^2 \partial t^2 \quad (4.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.4)$$

Betrachten wir nur elektrostatische Probleme, so reduzieren sich die Gleichungen auf :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (4.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (4.6)$$

Aus der Wirbelfreiheit des elektrischen Feldes folgt sofort, daß sich dieses Vektorfeld aus einem skalaren Potential, dem elektrostatischen Potential  $\phi$ , durch Differentiation berechnen läßt :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.7)$$

Eingesetzt in die Gaußsche Gleichung, folgt die Poisson-Gleichung :

$$\vec{\nabla}^2 \phi = -\rho / \epsilon_0 \quad (4.8)$$

Das elektrostatische Potential  $\phi$  ist demnach erst berechenbar, wenn wir die Raumladungsdichte  $\rho(x, y, z)$  kennen. Diese wird jedoch durch die Bewegung der Elektronen selbst erzeugt, ist also abhängig von dem elektrischen Feld, welches wir ja mit Hilfe von  $\phi$  berechnen wollen.

Läßt man Raumladungseffekte unberücksichtigt, so gelangt man zur Laplaceschen Gleichung :

$$\vec{\nabla}^2 \phi = 0 \quad (4.9)$$

Aus der Gleichung 4.9 kann man sofort folgende Schlüsse über die Lösungen der Laplaceschen Gleichung ziehen :

- das Potential  $\phi$  kann nur an den Elektroden extremal werden
- aufgrund der Linearität der Gleichung gewinnt man aus zwei Fundamentallösungen durch Linearkombination unendlich viele Lösungen
- für gegebene Randbedingungen sind die Lösungen eindeutig

Man unterscheidet folgende Randbedingungen :

1. Dirichlet–Rand : Das Potential  $\phi$  ist vorgegeben (z.B. Elektroden)
2. Neumann–Rand : Die Normalenableitung  $\partial\phi/\partial n$  ist vorgegeben
3. Cauchy–Rand : In gewissen Raumgebieten liegt ein Dirichlet–Rand vor, in anderen Raumgebieten ein Neumann–Rand

Für die Bewegungsgleichungen der Elektronen im elektrischen Feld erhalten wir schließlich gemäß der Lorentzkraft :

$$\partial^2 \vec{x} / \partial t^2 = -q_0 / m_0 \vec{\nabla} \phi \quad (4.10)$$

### 4.1.2 Lösungsmethoden der Laplaceschen Gleichung

Man kann die Vorgehensweisen zur Lösung der Laplaceschen Gleichung grob in drei Kategorien einteilen :

- (i) Theoretische Methoden
- (ii) Experimentelle Verfahren
- (iii) Numerische Methoden

#### (i) Theoretische Methoden

##### Methode der Spiegelladungen

Unter Ausnutzung bestimmter Symmetrieeigenschaften des betrachteten Problems kann man durch Einführung sogenannter Spiegelladungen das Problem durch eine äquivalente Fragestellung ohne Randbedingungen ersetzen.

### Variablenseparation

Das Ziel dieser Methode ist es, eine Lösung der Laplace-Gleichung in Form eines Produktes von drei Funktionen zu finden, wobei jede Funktion nur von einer unabhängigen Variablen abhängt. Mit einem Produktansatz für das Potential geht man wieder in die Laplace-Gleichung und erhält unter Ausnutzung der Unabhängigkeit der Variablen drei einzelne Differentialgleichungen, die jeweils nur von einer Variablen abhängen.

Wegen der Linearität der Laplaceschen Gleichung kann man die Lösung als Summe von orthonormalen Funktionen entwickeln.

Es existieren noch eine ganze Reihe anderer Möglichkeiten zur Berechnung des Potentials  $\phi$  wie beispielsweise die konforme Transformation oder die Extremalmethode.

All diesen Methoden ist jedoch gemeinsam, daß sie länglich und sehr mühsam sind und daher viele Möglichkeiten bergen, Fehler zu machen.

Hat man einmal eine Lösung der homogenen Gleichung, d.h. der Laplaceschen Gleichung, zu gegebenen Randbedingungen gefunden, so gibt es verschiedene Verfahren, die Lösung der inhomogenen Gleichung zu ermitteln. Ein schnelles Verfahren führt über die Greensfunktionen.

## (ii) Experimentelle Methoden

### Der elektrolytische Trog

In einem homogenen, isotropen Leiter der Leitfähigkeit  $\sigma$  und einer Stromdichte  $\vec{j}$  gilt die Kontinuitätsgleichung :

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\sigma \nabla \phi = 0 \quad (4.11)$$

Mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (4.12)$$

ergibt sich in kartesischen Koordinaten :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \sigma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (4.13)$$

Mit  $\sigma = \text{const.}$  folgt :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} = 0 \quad (4.14)$$

d.h.  $\phi$  erfüllt die Laplace-Gleichung.

Mit Hilfe eines extrem feinen Metall-Probekörpers wird das Potential  $\phi$  an jedem Punkt der Flüssigkeitsoberfläche gegen ein Nullpotential gemessen. Man kann im elektrolytischen Trog durch trickreiche Bauweise Potentiale in Anwesenheit von Raumladung ebenso simulieren wie das Vorhandensein etwaiger Symmetrieachsen [Sep67A].

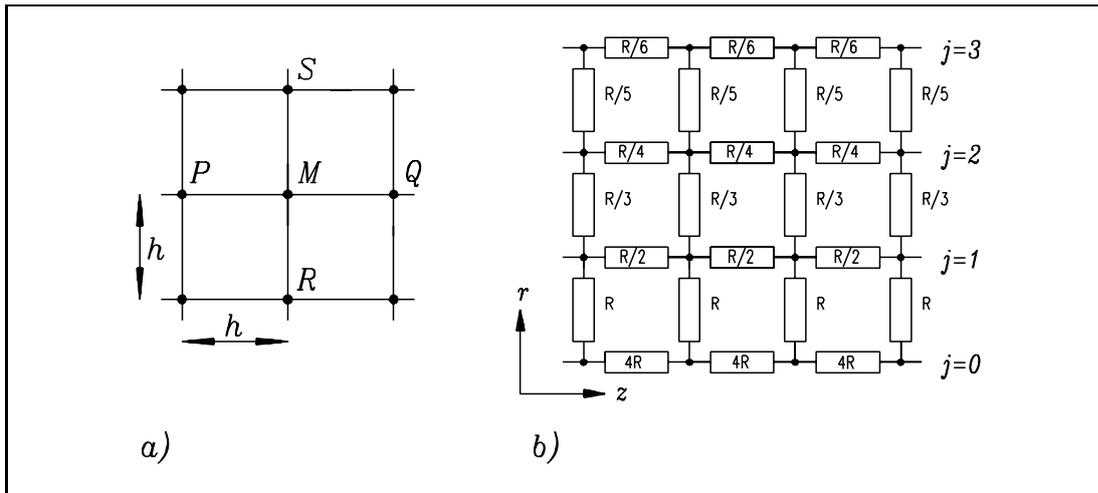


Abb. 4.1: Knoten eines Widerstandsnetzwerkes (a) und Ausführung eines Widerstandsnetzwerkes bei rotationssymmetrischem Problem (b)

### Das Widerstandsnetzwerk

Die Idee, mit Hilfe von Widerstandsnetzwerken partielle Differentialgleichungen zu lösen, wurde 1947 von ПАКХ [Pac47] am Beispiel der Laplace – Gleichung durchgeführt.

An jedem Punkt M erfüllt das elektrostatische Potential im Falle von Translationssymmetrie die Gleichung :

$$(\nabla^2 \phi)_M = \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_M + \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)_M = 0 \quad (4.15)$$

Nun ziehen wir ein imaginäres Gitter der Gitterkonstanten  $h$  auf, setzen den Punkt M auf jeden Knoten des Gitters und bezeichnen mit P, Q, R und S die Nachbarpunkte (siehe Abbildung 4.1 a). Kennen wir die Potentiale an diesen Nachbarpunkten, können wir die zweiten Ableitungen, die in Gleichung 4.15 enthalten sind, berechnen, und wir erhalten :

$$(\nabla^2 \phi)_M = \frac{1}{h^2} [(\phi_P - \phi_M) + (\phi_Q - \phi_M) + (\phi_R - \phi_M) + (\phi_S - \phi_M)] = 0 \quad (4.16)$$

Konstruieren wir ein Widerstandsnetzwerk, so ist jeder Punkt M mit den Nachbarknoten durch vier Widerstände  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  und  $R_4$  verbunden. Gemäß dem Kirchhoffschen Gesetz für den Knoten M gilt :

$$\sum i_M = 0 \quad (4.17)$$

oder

$$\frac{V_P - V_M}{R_1} + \frac{V_Q - V_M}{R_2} + \frac{V_R - V_M}{R_3} + \frac{V_S - V_M}{R_4} = 0 \quad (4.18)$$

Diese Gleichung entspricht der Gleichung 4.15, wenn wir  $R_1 = R_2 = R_3 = R_4$  wählen, und damit ist eine Analogie zwischen  $V$  in (4.18) und  $\phi$  in (4.15) hergestellt.

Bei Systemen mit achsialer Symmetrie führen die Betrachtungen auf ein Widerstandsnetzwerk, bei dem sich die Widerstände der einzelnen Reihen voneinander unterscheiden (s. Abb. 4.1 b). Die Symmetrieachse liegt bei  $j = 0$  [Gri72].

### (iii) numerische Methoden

Stellvertretend für die Vielzahl an Programmen und Algorithmen zur Berechnung von elektromagnetischen Feldern, betrachten wir hier das "Electron Trajectory Program", im folgenden Herrmannsfeldt-Programm genannt, da es zur Simulation der Optik in dieser Arbeit verwendet wurde. Es wurde im Jahre 1971 von William B. Herrmannsfeldt vom "Stanford Linear Accelerator Center" (SLAC) entwickelt und erlaubt die Berechnung von Elektronentrajektorien in elektrischen und magnetischen Feldern [Her79].

Im Gegensatz zu den o.a. theoretischen und experimentellen Lösungsansätzen, wo das Potential mit nahezu beliebiger Genauigkeit an jedem Ort bestimmt werden kann oder sogar als analytische Funktion zur Verfügung steht, wird im Herrmannsfeldt-Programm das Potential nur an diskreten Punkten im Raum ermittelt.

Der in FORTRAN 77 geschriebene Source-Code wurde zwecks Geschwindigkeitssteigerung auf  $\alpha$ -CPUs mit RISC-Architektur kompiliert.

#### Das Herrmannsfeldt-Programm

Bei der Berechnung zylindersymmetrischer Probleme mit den Koordinaten  $\{r, \phi, z\}$ , wobei die  $z$ -Achse die Symmetrieachse ist und daher einen Neumannrand bildet, wird vom Programm nur die obere Hälfte des symmetrischen Schnitts durch die Elektrodenkonfiguration mit  $\phi = 0$  betrachtet.

Um die Poissonsche Gleichung numerisch zu lösen, werden infinitesimale Differenzen  $dx$  in endliche Differenzen  $\Delta x$  umgewandelt, so daß statt Differentialgleichungen nur noch algebraische Gleichungen zu lösen sind. Das bedeutet, daß der Differentialoperator  $\Delta$  zunächst einmal in einen Differenzenoperator verwandelt werden muß.

Zu diesem Zweck überdeckt man das zu berechnende Gebiet mit einem Gitter der Gitterkonstanten  $h$  (Abb. 4.2). Nur auf den Knoten dieses Gitters wird das Potential berechnet. Die Potentiale  $V_1, V_2, V_3$  und  $V_4$  der benachbarten Knotenpunkte von  $V_0$  werden in einer Taylorreihe bis zur zweiten Ordnung eben aus  $V_0$  entwickelt :

$$V_1 = V_0 + \left. \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right|_0 h + \frac{1}{2} \left. \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \right|_0 h^2 + \dots \quad (4.19)$$

$$V_2 = V_0 + \left. \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right) \right|_0 h + \frac{1}{2} \left. \left( \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right) \right|_0 h^2 + \dots \quad (4.20)$$

$$V_3 = V_0 - \left. \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right|_0 h + \frac{1}{2} \left. \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \right|_0 h^2 - \dots \quad (4.21)$$

$$V_4 = V_0 - \left. \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right) \right|_0 h + \frac{1}{2} \left. \left( \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right) \right|_0 h^2 - \dots \quad (4.22)$$

Durch Auflösen nach den einzelnen Ableitungen ergibt sich :

$$\left. \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \right|_0 = \frac{1}{h^2} (V_1 + V_3 - 2V_0) \quad (4.23)$$

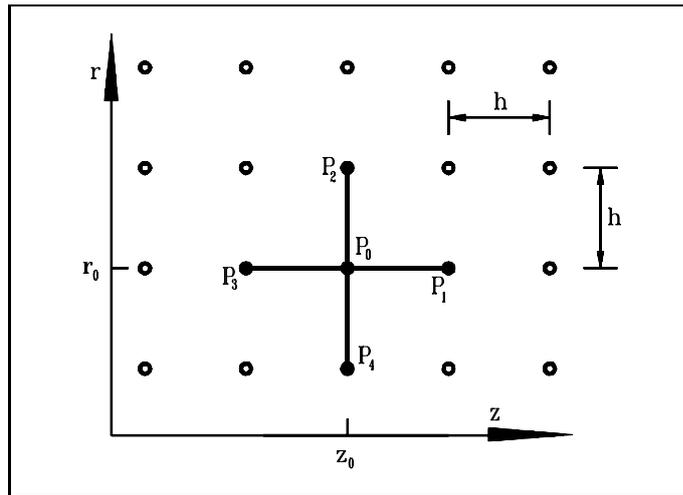


Abb. 4.2: Berechnung des Potentials auf Gitterpunkten

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)\Big|_0 = \frac{1}{2h}(V_2 - V_4) \quad (4.24)$$

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}\right)\Big|_0 = \frac{1}{h^2}(V_2 + V_4 - 2V_0) \quad (4.25)$$

Damit erhält man die Poisson-Gleichung

$$\Delta_{zy} \phi(r, z) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \phi(r, z) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(r, z) \quad (4.26)$$

als Differenzgleichung in den 5 unbekanntenen Potentialen :

$$\frac{1}{\epsilon_0} \rho(r, z) r = 4rV_0 - V_2 \left(r - \frac{1}{2}\right) - V_4 \left(r + \frac{1}{2}\right) - r(V_1 + V_3) \quad (4.27)$$

Für jeden Gitterpunkt ist nun eine algebraische Gleichung zu lösen, die Anordnung dieser Potentiale zu einem Vektor  $V_j(r, z)$  führt zu :

$$\frac{1}{\epsilon_0} (\rho(r, z) r)_i = A_{ij} V_j(r, z) \quad (4.28)$$

Das heißt, zur Bestimmung der Potentiale ist die Koeffizientenmatrix  $A_{ij}$  zu invertieren. Der Algorithmus des Herrmannsfeldtprogrammes zur Berechnung elektrostatischer Probleme ist in der Abbildung 4.3 dargestellt.

Die elektrostatischen Randbedingungen und allgemeinen Parameter, wie beispielsweise Plotparameter, werden dem Programm in einem Datenfile übergeben. Man gibt einzelne Punkte der zu berechnenden Elektrodenkonfiguration ein, die das Programm untereinander verbindet. Es ist zu beachten, daß dieser Polygonzug stets geschlossen ist. Liegen zwei aufeinanderfolgende Punkte des Polygonzuges auf gleichem Potential, so wird die Verbindung dieser Punkte als Dirichlet-Rand interpretiert, andernfalls als Neumann-Rand.

Einige wichtige Parameter sind :

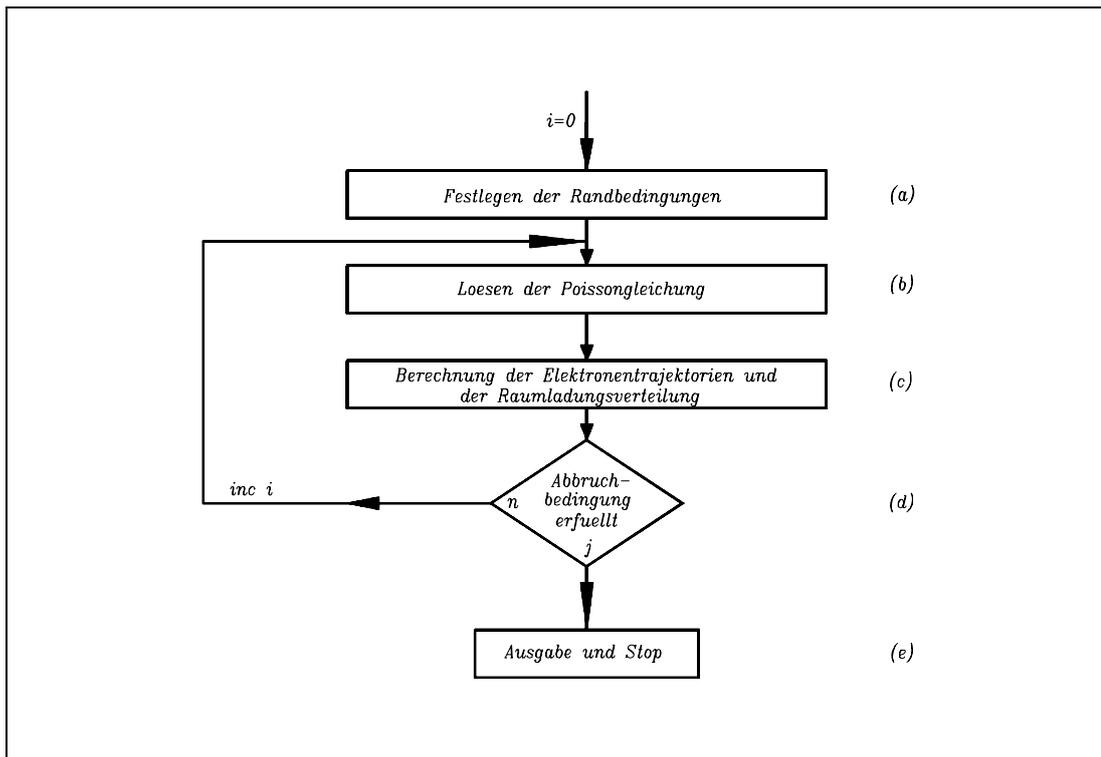


Abb. 4.3: Der Algorithmus des Herrmannsfeldt-Programmes

RLIM : Anzahl der Gitterpunkte in radialer Richtung  
 ZLIM : Zahl der Knoten in  $z$ -Richtung  
 MI : Plotkontrollparameter  
 UNIT : Maßstab in  $m$  je Mascheneinheit  
 MAXRAY : Anzahl der gestarteten Strahlen

Die Eingabe der Elektroden erfolgt nach der Statuszeile `$INPUT1` in der Form  $xx, rr, zz$ , wobei  $xx$  die Potentialnummer,  $rr$  die  $r$ -Koordinate und  $zz$  die  $z$ -Koordinate bezeichnet. Die Startparameter der Elektronenstrahlen werden nach der Statuszeile `$INPUT5` folgendermaßen eingegeben :

Strahlnummer,  $r$ -Koordinate [ $mm$ ],  $z$ -Koordinate [ $mm$ ], kinetische Startenergie [ $eV$ ], Startwinkel bzgl. der  $z$ -Achse [ $rad$ ], Strom [ $\mu A/Radiansegment$ ], Energie in azimutaler Richtung [ $eV$ ], azimutale Position [ $rad$ ].

Nach Überprüfung der Eingabeparameter auf ihre Korrektheit wird im ersten Iterationsschritt die Laplace-Gleichung gelöst und die resultierenden Elektronenbahnen werden bestimmt. Daraus ergibt sich dann eine Raumladungsverteilung, die in den folgenden Iterationsschritten in die Poissonsche Gleichung eingesetzt wird.

Wurde eine fest vorgegebene Anzahl von Iterationen durchlaufen, so terminiert das Programm und es erfolgt die Ausgabe der berechneten Potentialverhältnisse und Strahlparameter nach Durchlaufen der Konfiguration. Mit Hilfe des Erlanger Graphikpaketes "erlgraph" kann man sich den Strahlverlauf auf dem Bildschirm ansehen.

Für eine detailliertere Beschreibung des Programms verweise ich auf folgende Arbeiten [Her79][Sch84].

## 4.2 Elektrostatische Linsen

Im folgenden Abschnitt wird zunächst auf die allgemeinen optischen Eigenschaften elektrostatisch abbildender Systeme eingegangen. Anschließend wird die gebräuchlichste elektrostatische Teilchenlinse, die sog. Einzellinse, vorgestellt.

### 4.2.1 Abbildungseigenschaften von Teilchenlinsen

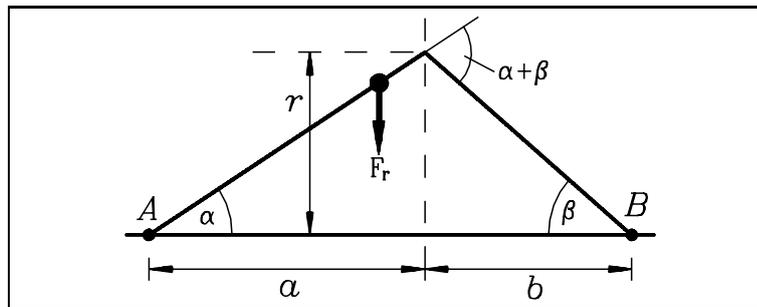


Abb. 4.4: Zur Abbildungsbedingung dünner Linsen

Um eine Abbildung im Gaußschen Sinne der geometrischen Optik zu erzielen, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein :

- Strahlen, die von einem Punkte ausgehen, werden wieder in einem Punkte vereinigt.
- Verschiedene Punkte eines ausgedehnten Gegenstandes werden in einer Ebene derart abgebildet, daß das Bild dem Gegenstand geometrisch ähnlich ist.

Das bedeutet, daß unter verschiedenen Winkeln  $\alpha$  von A ausgehende Strahlen so gebrochen werden, daß sie durch B gehen. Für achsennahe Strahlen ergibt sich die zur Abbildung notwendige Strahlableitung  $\alpha + \beta$  zu (s. Abb. 4.4) :

$$\alpha + \beta \simeq r \cdot \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad (4.29)$$

Damit muß bei gegebener Gegenstandsweite  $a$  die Bildweite  $b$  für alle von G ausgehenden Strahlen gleich sein :

$$\alpha + \beta = \text{const.} \cdot r \quad (4.30)$$

Das heißt, die Strahlableitung muß proportional zu  $r$  erfolgen.

Angewandt auf Teilchenlinsen folgt, daß die Feldstärke in radialer Richtung mit  $r$  ansteigen muß, gemäß

$$E(r) = K(z) \cdot r \quad (4.31)$$

wo  $K(z)$  eine Konstante oder eine Funktion nur von  $r$  ist [Gri72]. Für ein achsialsymmetrisches Feld gilt die Laplace-Gleichung :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (4.32)$$

In der Gaußschen Optik beschränkt man sich auf achsennahe Strahlen mit nur kleiner Divergenz, d.h. in der Entwicklung von  $E_r$  und  $E_z$  werden Terme in  $r$  und  $dr/dz$  von höherer Ordnung als die erste vernachlässigt und man erhält :

$$E_z = -\phi'(z) \quad (4.33)$$

$$E_r = \frac{1}{2}r\phi''(z) \quad (4.34)$$

Damit ergibt sich :

$$F_r = m \frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{1}{2}er\phi''(z) \quad (4.35)$$

Das bedeutet, daß jedes elektrostatische Feld mit Rotationssymmetrie gemäß der Gleichung 4.31 abbildende Eigenschaften hat.

Für die Bewegung in  $z$ -Richtung erhält man aus dem Energiesatz :

$$\frac{1}{2}m \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 = e\phi \quad (4.36)$$

Durch Elimination der Zeit ergibt sich :

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{\phi'}{2\phi} \frac{dr}{dz} + \frac{\phi''}{4\phi} r = 0 \quad (4.37)$$

Da es schwierig ist, bei einer gegebenen Elektrodenkonfiguration die zweite Ableitung des Potentials zu bestimmen, wurde 1939 von PICTH [Pic39] folgende Substitution vorgeschlagen :

$$R = r\phi^{\frac{1}{4}} \quad (4.38)$$

Die Größe  $R$  wird der reduzierte Radius genannt. Nach einigen mühsamen Umformungen wird aus der Gleichung 4.37 eine einfache Bewegungsgleichung, die sog. Picht – Gleichung :

$$\frac{d^2R}{dz^2} + \frac{3}{16} \left( \frac{\phi'}{\phi} \right)^2 R = 0 \quad (4.39)$$

Alle Gaußschen Abbildungseigenschaften der Linse werden von der charakteristischen Funktion

$$T(z) := \frac{\phi(z)'}{\phi(z)} \quad (4.40)$$

bestimmt, die nichts anderes ist als das Verhältnis des achsialen Potentialgradienten zum Potential selbst. Nach einigen Umformungen ergibt sich für den bildseitigen Brennpunkt :

$$\frac{1}{f_b} = \frac{3}{16} \int \left( \frac{\phi'}{\phi} \right)^2 dz \quad (4.41)$$

In dem Tabellenwerk von HARTING AND READ [Har76] wurden für eine Vielzahl von Elektrodenkonfigurationen die Kardinalpunkte numerisch bestimmt. Als Beispiel einer zylindersymmetrischen Teilchenlinse wird nun die Einzellinse genauer betrachtet.

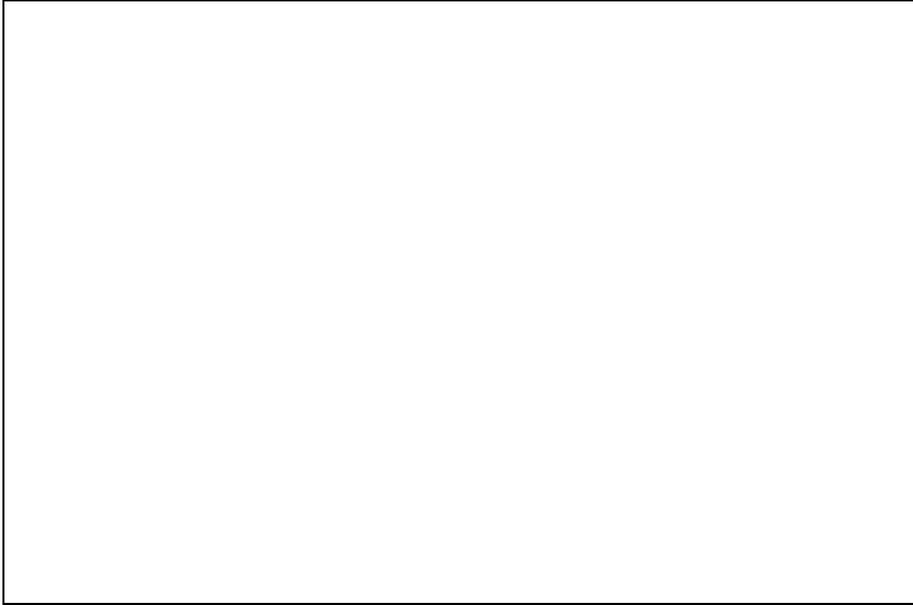


Abb. 4.5: Simulation einer Einzellinse mit dem Herrmannsfeldt- Programm

## 4.2.2 Die Einzellinse

Die Einzellinse besteht aus drei zylindrischen Röhren gleichen Durchmessers  $D$ , die jeweils durch einen Spalt der Breite  $G$  voneinander getrennt sind. Die beiden äußeren Röhre liegen auf gleichem Potential, d.h. es gilt  $V_3 = V_1$  und damit sind die Linsenparameter bei gegebener Geometrie eine Funktion des Verhältnisses  $V_2/V_1$  (s. Abb. 4.5). Teilchen werden durch eine Einzellinse nicht beschleunigt.

Im HARTING AND READ liegen die Kardinalpunkte der Linse stets in Bruchteilen der fundamentalen Linsenlänge, dem Durchmesser  $D$ , angegeben, für die Werte  $A = 0.5 D$  bzw.  $A = 1.0 D$  und  $G = 0.1 D$  tabelliert vor.

Aus den Tabellen erhält man das Verhältnis  $V_2/V_1$ , wobei zu berücksichtigen ist, daß alle Spannungen auf diejenige Spannung  $V_c$  bezogen sind, bei der die Elektronen gerade keine kinetische Energie mehr haben. Liegen die beiden äußeren Elektroden auf Masse, so gilt :

$$V_2 = \left( \frac{V_2}{V_1} - 1 \right) V_c \quad (4.42)$$

In der Abbildung 4.5 ist der Potentialverlauf in einer Einzellinse dargestellt. Anhand dreier mit dem Herrmannsfeldt-Programm simulierter Bahnen erkennt man, daß Elektronen, die vom gleichen Punkt aus, aber unter verschiedenen Winkeln starten, nicht im selben Punkt die Symmetrieachse schneiden. Man spricht von sphärischen Aberrationen. Strahlen, die die Symmetrieachse schneiden, werden vom Herrmannsfeldt-Programm an der Symmetrieachse gespiegelt (siehe dazu die Abbildung 4.5).

Ein Nachschlagewerk wie der HARTING AND READ kann nur als Hilfsmittel für die Erstellung einer Elektronenoptik dienen und keineswegs eine Computersimulation ersetzen, weil stets folgendes zu bedenken ist :

- in der Realität gibt es immer Abweichungen von den idealisierten Gaußschen Verhältnissen

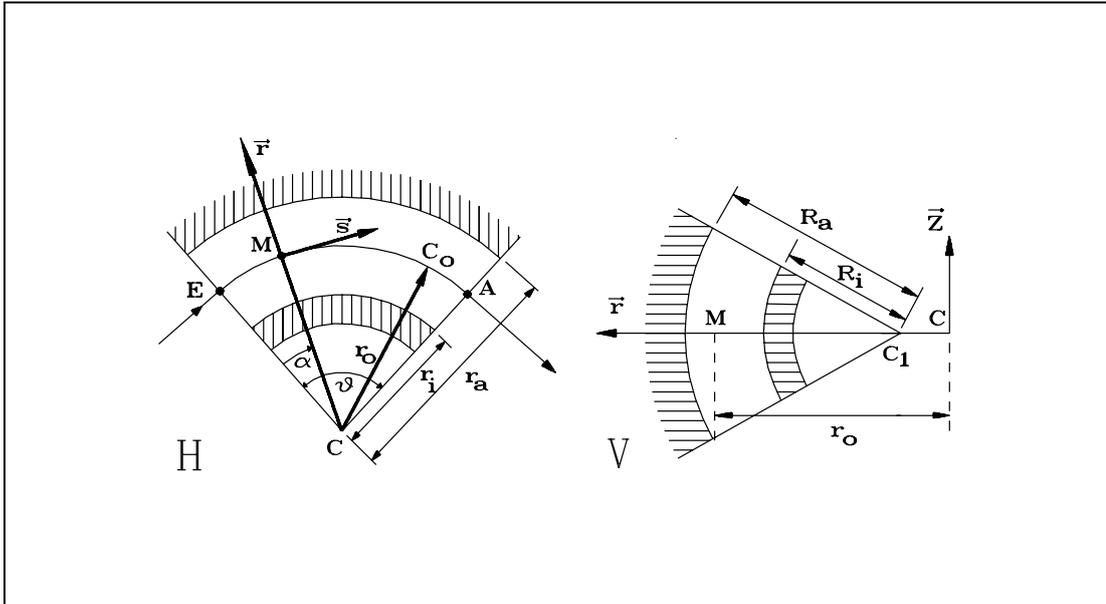


Abb. 4.6: Schnitt in der horizontalen ( $H$ ) und vertikalen Ebene ( $V$ ) eines elektrostatischen Toruskondensators

- es werden keine Aussagen über die Strahldivergenz und den Strahlradius gemacht
- Effekte wie Raumladungen o.ä. bleiben unberücksichtigt
- es handelt sich bei den Kardinalen stets um asymptotische Größen

## 4.3 Elektrostatische Prismen

Elektrostatische Prismen dienen der Ablenkung und Energieanalyse von geladenen Teilchen. Sie bestehen aus mindestens zwei Metallelektroden, die auf festem Potential gehalten werden.

Die einfachste Form eines solchen Prismas ist der parallele Plattenkondensator, in dem sich geladene Teilchen auf parabolischen Trajektorien bewegen. Diese Anordnung ist jedoch nur für kleine Ablenkwinkel sinnvoll [Wol67]. Größere Ablenkwinkel erreicht man einfacher durch rotationssymmetrische Felder, geformt durch zylindrische, sphärische oder toroidale Elektroden, in denen die Sollbahn der Teilchen in der mittleren Äquipotentialfläche liegt und eine Kreisbahn beschreibt.

### 4.3.1 Abbildungseigenschaften

Die Abbildung 4.6 zeigt einen Schnitt durch die horizontale Ebene  $H$  und vertikale Ebene  $V$  eines Ausschnitts aus einem Toruskondensator. Der Prismenwinkel sei  $\vartheta$ , mit  $r_i$  und  $r_a$  werden die Krümmungsradien in der  $H$ -Ebene, mit  $R_i$  und  $R_a$  die in der  $V$ -Ebene bezeichnet. Der Abstand der beiden Elektroden sei  $\Delta r = R_a - R_i = r_a - r_i$ . Spricht man von einem idealen Prisma, so schließt das folgende Näherungen ein :

- $\Delta r$  sei klein im Vergleich zu  $R_i$  und  $r_i$ , d.h.  $\Delta r/r_0 \ll 1$ . Damit ist :

$$r_0 \cong \frac{r_a + r_i}{2} \quad (4.43)$$

$$R_0 \cong \frac{R_a + R_i}{2} \quad (4.44)$$

- das elektrische Feld verschwindet außerhalb des Prismas und ist unabhängig von  $\alpha$

Führt man reduzierte Koordinaten ein

$$x = \frac{r - r_0}{r_0}, \quad z = \frac{Z}{r_0}, \quad \theta = \frac{s}{r_0} \quad (4.45)$$

wobei  $s$  die Bogenlänge entlang der gekrümmten Achse ist, so lautet die Entwicklung des radialen Feldes  $E_r$  in der Umgebung des Punktes  $C_0$  in der H-Ebene

$$E_r = E_0(1 - nx + bx^2 - \dots) \quad (4.46)$$

wobei mit

$$n = -\frac{r_0}{E_0} \left( \frac{\partial E_r}{\partial r} \right) \quad (4.47)$$

der sog. Feldindex bezeichnet wird und die Größe  $b$  sich zu

$$b = \frac{1}{2} \frac{r_0^2}{E_0} \left( \frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} \right) \quad (4.48)$$

ergibt. Ein Elektron mit einer Energie von  $W_0 = e\phi_0 = 1/2 m_e v_0^2$  wird in dem Prisma der Kreisbahn  $C_0$  folgen, wenn :

$$-eE_0 = \frac{m_e v_0^2}{r} \quad (4.49)$$

Für die Bewegungsgleichungen eines monochromatischen Strahls paraxialer Teilchen ergibt sich :

$$x'' + (3 - n)x = 0 \quad (4.50)$$

$$z'' + (n - 1)z = 0 \quad (4.51)$$

Die Trajektorien der Teilchen werden beschrieben durch :

$$x = x_1 \cos(w_H \theta) + \frac{x_1'}{w_H} \sin(w_H \theta) \quad (4.52)$$

$$z = z_1 \cos(w_V \theta) + \frac{z_1'}{w_V} \sin(w_V \theta) \quad (4.53)$$

mit

$$w_H^2 = 3 - n \quad (4.54)$$

$$w_V^2 = n - 1 \quad (4.55)$$

Einige Bemerkungen zu den Gleichungen 4.50 und 4.51 :

- die Bewegungen in der H- und V-Ebene sind entkoppelt.
- die Teilchen oszillieren um die Sollbahn  $C_0$ , falls  $(3 - n) > 0$  und  $(n - 1) > 0$  ist.
- anders als bei magnetischen Prismen erscheint hier nicht die Masse, so daß Teilchen gleicher Ladung aber unterschiedlicher Masse, die das gleiche Beschleunigungspotential durchlaufen haben, die gleiche Bahn im Prisma beschreiben. Elektrostatische Prismen können keine Teilchen unterschiedlicher Masse trennen. Sind alle Teilchen von der gleichen Art, so können sie hingegen als Geschwindigkeitsanalyzer benutzt werden.

Zusammenfassend gilt in einem Kugelkondensator ( $r_0 = R_0$ ) und in einem Zylinderkondensator ( $R_0 = R_i = R_a = \infty$ ) :

	<i>Kugelk.</i>	<i>Zylinderk.</i>
n	2	1
$w_H$	1	$\sqrt{2}$
$w_V$	1	0

Die Trajektorien in einem sphärischen Kondensator sind in beiden Ebenen konvergent und haben einen Brennpunkt für  $\vartheta = 180^\circ$ . Der Zylinderkondensator fokussiert in der H-Ebene, die V-Ebene ist einer Driftstrecke äquivalent. Bei  $\vartheta = 127^\circ$  hat er seinen Brennpunkt.

Man kann mit Hilfe der Gleichungen 4.50 und 4.51 die Transfermatrizen  $\|H\|$  und  $\|V\|$  bestimmen, die es auf einfache Weise gestatten, die Strahlparameter bei  $\alpha = \vartheta$  mit denen bei  $\alpha = 0$  in Verbindung zu bringen :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = \|H\| \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} z_2 \\ z'_2 \end{pmatrix} = \|V\| \begin{pmatrix} z_1 \\ z'_1 \end{pmatrix} \quad (4.56)$$

$$\|H\| = \begin{pmatrix} \cos(w_H\theta) & \frac{1}{w_H} \sin(w_H\theta) \\ -w_H \sin(w_H\theta) & \cos(w_H\theta) \end{pmatrix} \quad (4.57)$$

$$\|V\| = \begin{pmatrix} \cos(w_V\theta) & \frac{1}{w_V} \sin(w_V\theta) \\ -w_V \sin(w_V\theta) & \cos(w_V\theta) \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

Speziell für einen  $90^\circ$ -Umlenker mit sphärischer Geometrie gilt :

$$\|H\| = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

$$\|V\| = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

### 4.3.2 Randfeldkorrekturen

Die optischen Eigenschaften der Prismen wurden unter der Annahme abgeleitet, daß die Teilchen erst beim Eintritt in das Prisma der Wirkung des Feldes ausgesetzt sind. Man spricht von einer idealen Feldgrenze am Punkte S, ab dem das elektrische Feld abrupt vom Wert Null bis auf den Maximalwert  $E_0$  ansteigt (s. Abb. 4.7 unten).

In der Realität hingegen gibt es einen Durchgriff des Feldes zwischen den Elektroden, der dazu führt, daß die Teilchen um einen größeren Winkel als den Prismenwinkel  $\vartheta$

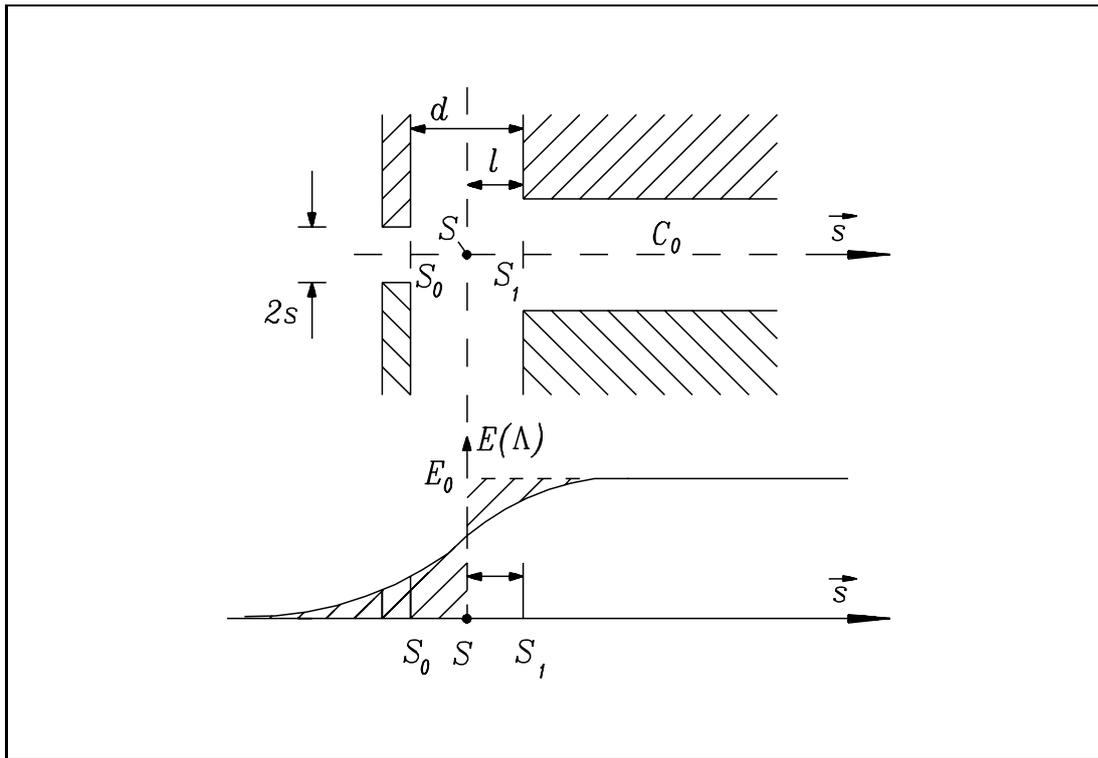


Abb. 4.7: Randfelder eines elektrostatischen Prismas

abgelenkt werden. Es ist erforderlich, diese sog. Randfelder durch geeignete Maßnahmen zu minimieren.

Die gebräuchlichste Methode, das Randfeldgebiet zu verkleinern, besteht darin, abschirmende Blenden am Ein- und Ausgang des Kondensators, sog. Herzog-Blenden, anzubringen (s. Abb. 4.7 oben). Durch Verkleinerung der Blendenöffnung  $s$  und durch einen möglichst kleinen Abstand  $d$  der Blenden von den Elektroden des Prismas kann das Randfeld erfolgreich verkleinert werden. In der Praxis gilt es, einen Kompromiß zu finden zwischen dem kleinsten Randfeld und dem Strom, der an den Blenden verloren wird, bzw. dem Mindestabstand der geerdeten Herzog-Blenden von den Elektroden, um HV-Überschläge zu vermeiden.

In der Literatur sind für unterschiedliche Anordnungen der Blenden und der Elektroden Berechnungen gemacht worden. Von WOLLNIK und EWALD [Wol65] wurde 1965 gezeigt, daß die ursprüngliche Berechnung von Randfeldkorrekturen für parallele Plattenkondensatoren in guter Näherung auch für sphärische, zylindrische und toroidale Kondensatoren gilt.

## 5 Neukonstruktion der Elektronenoptik

Die Apparatur bestand ursprünglich nur aus dem Umlenkpotf mit anschließendem Mott-detektor. Der Kristall saß unmittelbar vor dem Eintrittsspalt in den  $90^\circ$ -Zylinderkon-densator. Durch ein Blenden- und Linsensystem direkt am Eingangs- bzw. Ausgangs-spalt des Umlenkpotfs wurde der Elektronenstrahl zum Mottdetektor transportiert.

Als von GASTEYER [Gas88] der Kristallpotf mit Kristallrad angeflanscht wurde, verlänger-te sich der Weg der Elektronen von der Kristalloberfläche zum Umlenkpotf um ca.  $120\text{ mm}$ . Um diese Strecke zu überwinden, wurde ein zusätzliches Blendensystem direkt an der Kristalloberfläche positioniert.

Die vorhandene Optik wurde demnach nicht am Stück durchgerechnet und konstruiert.

### 5.1 Status der bisher verwendeten Elektronenop-tik

- Transmission  $\leq 10\%$

Diese niedrige Transmission der Elektronenoptik kann durch elektronenstimulierte Desorp-tion (ESD) von den Wänden der Kammer zu einem Vakuumanstieg und damit zu einer Verkürzung der Lebensdauer der Photokathoden führen.

Ferner ist die Empfindlichkeit des Experimentes aufgrund  $90\%$ -prozentiger Verluste au-ßerordentlich gering. Dünne Schichten, gestreßte Schichten oder Chalkopyrite, allgemein Kristalle mit geringer Quantenausbeute, lassen sich nur in einem sehr begrenzten Spek-tralbereich vermessen. Man kann bestenfalls nur herunter bis zu Quantenausbeuten von ca.  $5 \cdot 10^{-4}$  messen, falls man in dem Wellenlängenbereich um die  $800\text{ nm}$  arbeitet, da hier das Spektrum der Xe-Hochdrucklampe ausgeprägte lokale Maxima aufweist [Plü94].

- der Zylinderkondensator in Abbildung 3.2 hat eine nur  $3\text{ mm}$  große Öffnung zum Durchtritt des Lichtes

Es ist experimentell nicht möglich, den hellen Strahlmittelpunkt der Xenon-Bogenlampe vollständig auf die Kristalloberfläche abzubilden, um eine hohe Photonendichte zu er-zielen. Daher versucht man im Experiment, den Brennpunkt des Lichtstrahls in die Bohrung des Umlenkpotfs zu legen, was zu einem großen Lichtfleck auf der ca.  $120\text{ mm}$  entfernten Kathode führt und die Empfindlichkeit des Experiments weiter verringert.

- die Elektronenoptik ist nicht rotationssymmetrisch

Einige Linsen der Elektronenoptik bestehen aus sog. Aperturlinsen, das sind zwei halb-kreisförmige Metallplättchen, die durch einen Spalt voneinander getrennt sind. Diese traditionelle Teilchenlinse führt ebenso wie der Zylinderkondensator zu einem nicht rotationssymmetrischen Strahl. Die gemessenen Asymmetrien variieren stark mit den Linsenspannungen.

- das Kathodenpotential beträgt  $600\text{ eV}$

Aufgrund der geringen kinetischen Energie ist der Elektronenstrahl anfällig gegenüber äußeren Störungen, wie sie beispielsweise durch Magnetfelder verursacht werden.

- die erste Linse befindet sich unmittelbar vor der Kristalloberfläche

Durch ESD bzw. aufgrund normaler Ausgasrate von VA in UHV–Applikationen entstehen hier Ionen an einer Stelle, wo sie mit Sicherheit auf die Kristalloberfläche treffen und den Kristall schädigen können.

- “selbstfokussierender” Mott–Detektor

Der Mott–Detektor vom Typ eines Detektors mit sphärischer Geometrie wurde so konstruiert, daß die Goldfolie annähernd im Brennpunkt der beiden Halbkugeln steht [Bel87]. Daher wird auch ein nicht laminarer Strahl mit einem großen Durchmesser von bis zu  $30\text{ mm}$  die Goldfolie, die einen Radius von  $4\text{ mm}$  aufweist, noch treffen.

## 5.2 Anforderungen an die neue Optik

Die neue Elektronenoptik soll allgemein zu einer Steigerung der Empfindlichkeit des Experimentes führen. Es sind folgende Punkte zu erfüllen :

- hohe Transmission der Elektronenoptik
- große Öffnung zum Lichtdurchtritt am Umlenker, um einen begrenzten Lichtfleck auf dem Kristall zu erreichen, die Empfindlichkeit zu erhöhen und schließlich die Justage der Lichtoptik zu erleichtern
- kleiner rotationssymmetrischer Strahlfleck auf der Goldfolie
- viele Eingriffsmöglichkeiten (z.B. mittels Wedler) auf den Elektronenstrahl, um etwaige Strahlablagen zu korrigieren

Die neu zu konstruierende Optik kann man grob in drei Teilbereiche gliedern. Zunächst soll eine *Eingangsoptik* einen Strahl aus den emittierten Elektronen bilden und zum Eingangsspalt des Umlenkcondensators transportieren.

Ein elektrostatischer  $90^\circ$ –*Umlenker* wandelt die longitudinal polarisierten Elektronen in transversal polarisierte Elektronen um, da in erster nichtrelativistischer Näherung das elektrische Feld nicht mit dem magnetischen Moment des Elektrons wechselwirkt.

Die *Ausgangsoptik* transportiert den nun transversal polarisierten Strahl vom Austrittsspalt des Umlenkens zum Mottdetektor.

Mehrere wichtige Aspekte allgemeiner Natur sollten beim Bau von Elektronenoptiken berücksichtigt werden :

- Die Isolatoren dürfen sich nicht aufladen, da sonst das Feld im Inneren der Linse gestört wird. Man erreicht dies dadurch, daß man den Isolator so verdeckt, daß die Elektronen ihn nicht “sehen” (s. Abb. 5.1).
- Die Elektroden sollten exakte Rotationssymmetrie aufweisen.
- Ebenso wie der Rest der Apparatur müssen auch die einzelnen Elektroden aus unmagnetischem Material hergestellt werden.

- Der Elektronenstrahl wird durch eine Erhöhung der Strahlenergie weniger anfällig gegenüber äußeren Störungen, wie sie beispielsweise durch Magnetfelder verursacht werden. Man spricht von einem “steiferen” Strahl. Aus diesem Grunde wurde das Kathodenpotential von  $-600\text{ V}$  auf  $-1.5\text{ kV}$  erhöht. Ferner zeigten Simulationen, daß man mit erhöhter Strahlenergie einen wesentlich kleineren Strahlfleck auf dem Target des Mott-Detektors erzielen kann.

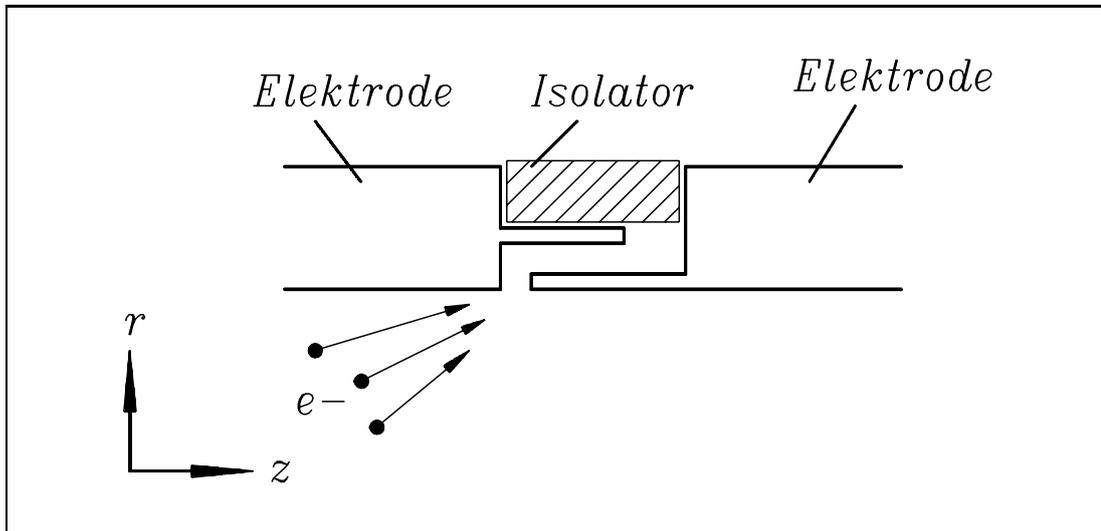


Abb. 5.1: Isolation der Elektroden einer Einzellinse durch einen Ring aus Macor

## 5.3 Berechnung und Simulation der neuen Elektronenoptik

Auf den beiden folgenden Abbildungen sind zur besseren Orientierung des Lesers der nächsten Abschnitte Übersichtszeichnungen der neuen Elektronenoptik (Abb. 5.2) und der Apparatur nach dem Umbau (Abb. 5.3) dargestellt.

Die Bemaßungen der Flansche und Rohre der neuen Anordnung sind der Abbildung 5.3 zu entnehmen. Sowohl die Eingangs- als auch die Ausgangsoptik wurden jeweils mit Hilfe dreier Gewindestangen fest an den Metallwinkel, in welchen auch die Blendenöffnungen gebohrt wurden, angeschraubt. So sind die einzelnen optischen Elemente untereinander, bis auf diejenigen Abweichungen, die von der mechanischen Toleranz der Elemente herrühren, optimal justiert.

### 5.3.1 Die Eingangsoptik mit der Kathode

Zunächst muß aus den von der Kristalloberfläche emittierten Elektronen ein Strahl gebildet werden. Entscheidend ist daher bei jeder Konstruktion einer Elektronenoptik, den Startphasenraum realistisch abzuschätzen.

Untersuchungen zur Energieverteilung von Photoelektronen aus NEA-Schichten zeigen, daß die Energie der Elektronen beim Austritt aus der Oberfläche bis zu  $200\text{ meV}$ , und die



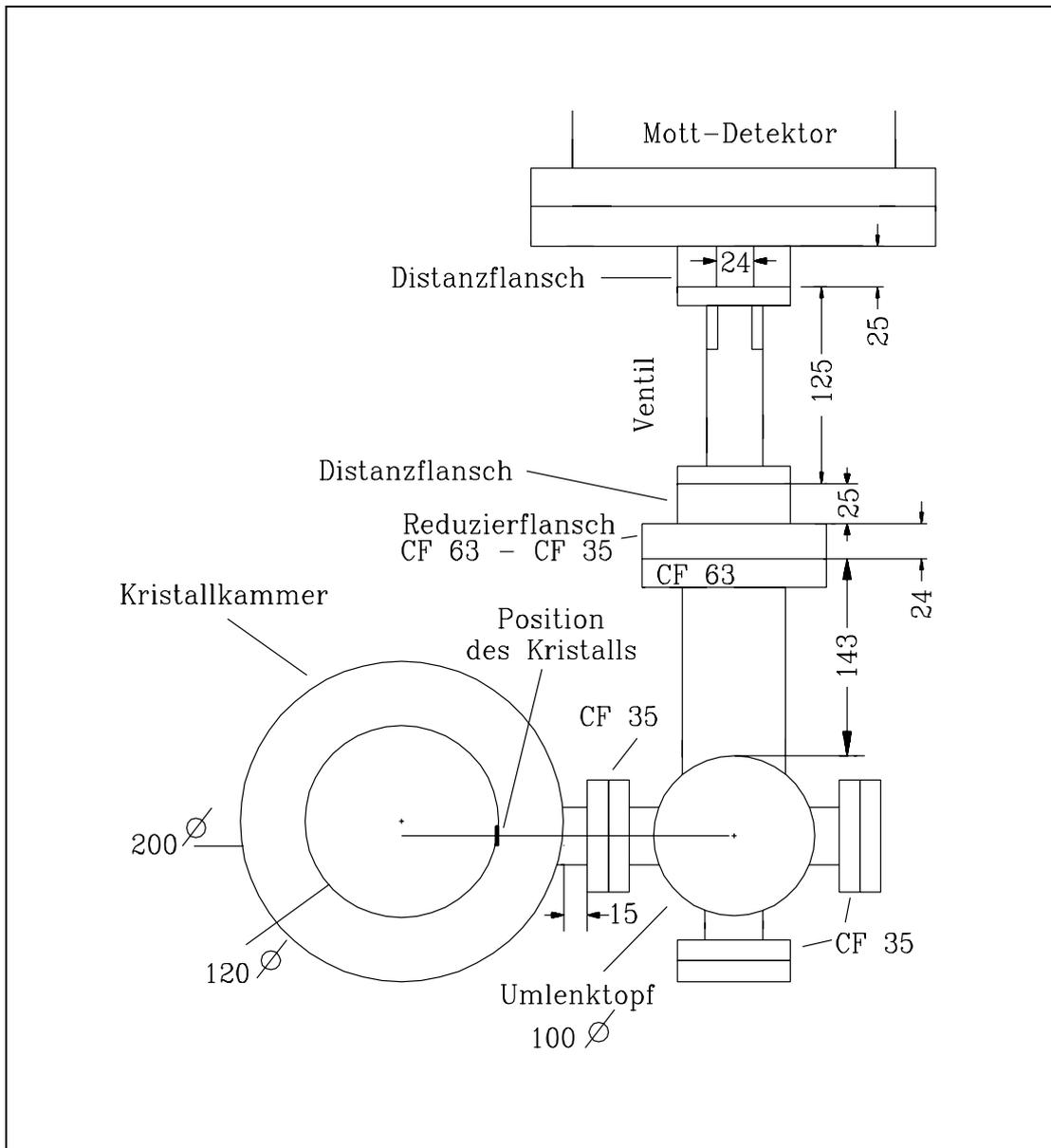


Abb. 5.3: schematische Zeichnung der Apparatur nach dem Umbau

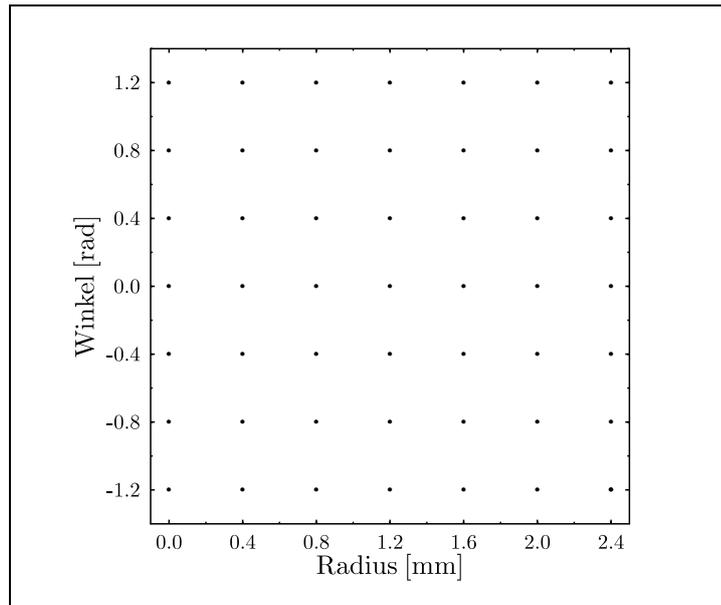


Abb. 5.4: Startphasenraum der simulierten Elektronenstrahlen

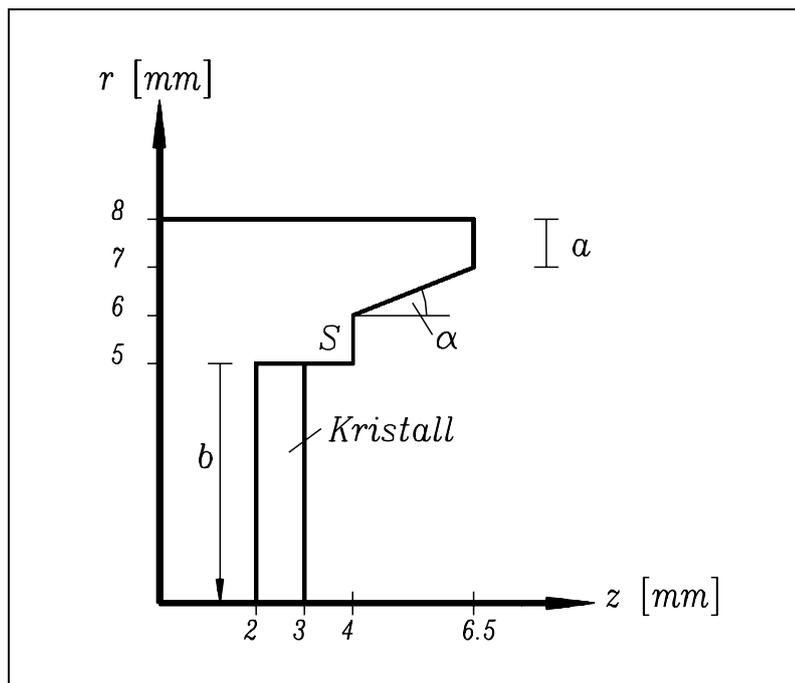


Abb. 5.5: Die Geometrie des Kristallhalters

einzelner Strahlen mit gegebenen Startkoordinaten, Startwinkeln und einer Startenergie von  $200\text{ meV}$  dieser Phasenraum realisiert (s. Anhang A). Der Startphasenraum hängt linear mit der Lichtfleckgröße zusammen.

Um einen weitgehend laminaren Elektronenstrahl aus den emittierten Elektronen zu

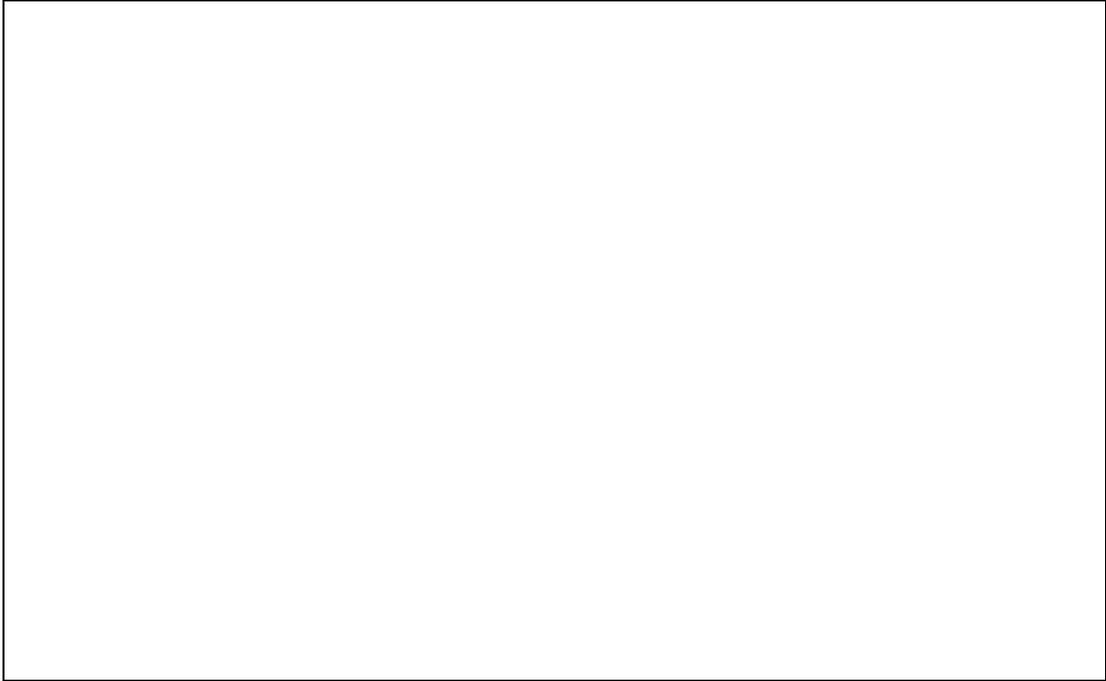


Abb. 5.6: *Potentialverlauf am Kristallhalter*

bilden, ist die Pierce–Anordnung [Hum90] mit einer gekrümmten Kathode eine verbreitete Methode, die hauptsächlich an Kanonen für Beschleuniger eingesetzt wird [Aul93]. Da es zunächst fraglich erschien, ob auch niedrige Kathodenpotentiale von nur  $-1.5\text{ kV}$  zu einer zufriedenstellenden Fokussierung des Strahls führen können, wurden die Einflüsse der verschiedenen Parameter einer Pierce–Anordnung auf den Strahl mit Hilfe des Herrmannsfeldt–Programmes untersucht. In der Abbildung 5.5 ist ein Schnitt durch eine solche Anordnung dargestellt.

- Die wichtigsten Parameter sind der Winkel  $\alpha$  und der Radius  $b$ .  $\alpha$  bestimmt wesentlich den Felddurchgriff. Bei kleinem Winkel  $\alpha$  ist der Felddurchgriff ebenfalls klein. Variiert man noch den Radius  $b$ , so erkennt man, daß mit einer Vergrößerung von  $b$  der Winkel  $\alpha$  verkleinert werden muß, um den Strahl zusammenzuhalten.
- Die Stufe S verformt die Feldlinien und kann daher einen zusätzlich fokussierenden Effekt bewirken.
- Von nur geringer Bedeutung sind die Breite  $a$  des Ringes und die Länge der Kathoden–Anodenstrecke.

Die Abbildung 5.6 zeigt den Feldverlauf in der Umgebung der optimierten Kathodengeometrie mit den Maßen aus der Abbildung 5.5.

Da der Abstand von der Kristalloberfläche bis zur Eintrittsblende in den Umlenker  $120\text{ mm}$  beträgt, benötigt man zur Vermeidung von Transmissionsverlusten eine Einzellinse, die den Strahl auf den Eingang des Umlenkens fokussiert. Im Abstand von  $z = 86.75\text{ mm}$  von der Kristalloberfläche wurde die Hauptebene einer Einzellinse positioniert.

Anhaltswerte für die anzulegende Spannung erhält man aus dem Nachschlagewerk von HARTING AND READ. Die Linse hat einen Durchmesser  $D$  von  $15\text{ mm}$  und der Abstand der einzelnen Elektroden beträgt  $G = 0.1 D$ . Aus dem Tabellenwerk erhält man ein Verhältnis von dem Potential an der äußeren Elektrode zu dem der mittleren von  $V_2/V_1 = 0.2$ , und für das anzulegende Potential ergibt sich  $V_2 = -1200\text{ V}$ .

Eine Simulation auf dem Rechner ergibt folgenden Zusammenhang zwischen  $V_2 \equiv V_{SL_1}$  und dem Strahlradius beim Eintritt in den Umlenker :

Spannung [ $-kV$ ]	0	0.5	1.0	1.1	1.2	<b>1.26</b>	1.3	1.4
Radius [ $mm$ ]	2.42	2.28	1.58	1.27	0.87	<b>0.73</b>	0.97	1.86

Die über die Simulation erhaltene Spannung von  $-1.26\text{ kV}$  stimmt annähernd mit der aus [Har76] ermittelten Spannung überein. Die Abweichungen kommen dadurch zustande, daß wir den Gültigkeitsbereich der Gaußschen Optik verlassen haben. In der Abbildung 5.7 (unten), in der die Eingangsoptik mit der auf Masse gehaltenen Einzel linse gezeigt wird, erkennt man, daß der Strahl eine erhebliche radiale Ausdehnung hat, so daß man nicht mehr von einem paraxialen Strahl sprechen kann. Das äußert sich in dem "Brennpunkt" bei  $z = 120\text{ mm}$ , der aufgrund sphärischer Aberrationen in der Brennebene eine Kreisscheibe mit einem Radius von  $0.73\text{ mm}$  bildet.

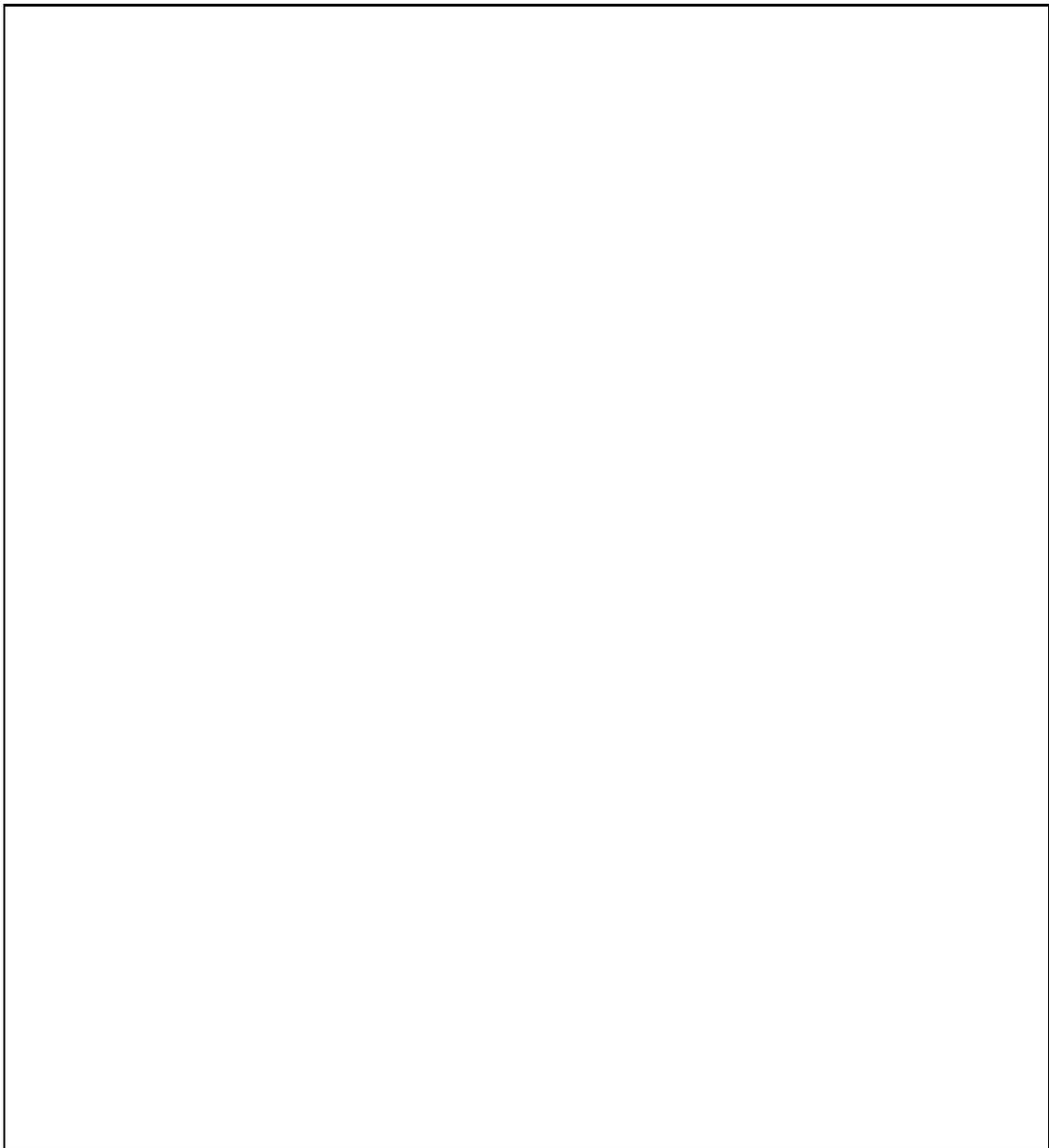
Die Eingangslinse  $SL_1$  (s. Abb. 5.2) wurde zum Zwecke der Korrektur des Einschubortes in den Umlenker als Wedler ausgeführt, d.h. sie besteht aus vier Elektroden mit unabhängig voneinander einzustellenden Potentialen.

In der Abbildung 5.7 (oben) ist die Simulation der Eingangsoptik mit der optimierten Linsenspannung dargestellt. Der Phasenraum des Strahls, ausgehend von dem Startphasenraum der Abbildung 5.4, nach Durchlaufen der Eingangsoptik ist in der Abbildung 5.8 zu sehen. Er dient als Startphasenraum der Elektronen für die Berechnung der Elektronenbahnen im Umlenker.

### 5.3.2 Der elektrostatische $90^\circ$ -Umlenker

Die Hauptschwierigkeit bei der Verwendung von konventionellen Kugel- oder Zylinderkondensatoren für unser spezielles Problem liegt darin, die Bohrung zum Lichtdurchtritt an der äußeren Elektrode so zu gestalten, daß der Feldverlauf im Inneren des Umlenkens möglichst wenig gestört wird. In dieser Arbeit wurde ein Umlenker konstruiert, der sphärische Äquipotentialflächen hat, obwohl seine Elektrodengeometrie keineswegs sphärisch ist. Diese spezielle Geometrie wurde von JOST nach der "trial and error"-Methode [Jos79A] mit Hilfe eines Widerstandsnetzwerkes gefunden. Die Vorteile des neuen Designs sind [Jos79B] :

- Die Elektroden weisen eine einfache Form auf, so daß die Herstellung erleichtert wird und mit größerer Genauigkeit möglich ist.
- Die Verwendung von Gitterelektroden wird ermöglicht, ohne das Feld im Inneren zu verändern.
- Mittels zweier Hilfselektroden ist eine zusätzliche Korrektur des Strahls möglich.
- Innerhalb gewisser Grenzen ist die Brennweite variabel, was z.B. zur Randfeldkorrektur genutzt werden kann.
- Durch Anlegen von asymmetrischen Spannungen  $V_h + \Delta V$ ,  $V_h - \Delta V$  an den Hilfselektroden kann der Strahl in der  $z$ -Richtung beeinflusst werden.



**Abb. 5.7:** *Elektronentrajektorien in der Eingangsoptik mit  $V_{SL_1} = -1.26 \text{ kV}$  (oben) und  $V_{SL_1} = 0 \text{ kV}$  (unten)*

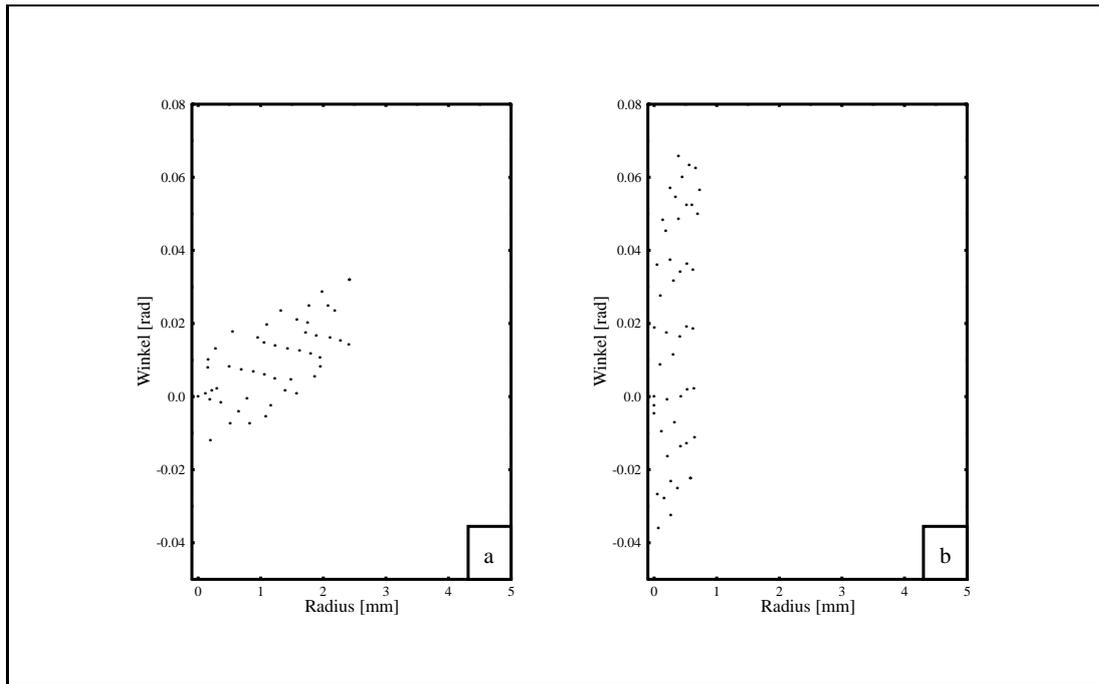


Abb. 5.8: Phasenraum beim Eintritt in den Umlenker mit  $V_{SL_1} = 0 \text{ kV}$  (a) und  $V_{SL_1} = -1.26 \text{ kV}$  (b)

Die Punkte in der Schemazeichnung 5.9 geben die Knoten des Widerstandsnetzwerkes an. Der Radius der Außenelektrode beträgt  $r_a = 32 \text{ mm}$ , derjenige der inneren Elektrode beträgt  $r_i = 20 \text{ mm}$ . Der Einschubort  $P_0$  der Elektronen liegt bei  $z_0 = 0 \text{ mm}$  und  $r_0 = 26 \text{ mm}$ , d.h. der Sollbahnradius beträgt  $r_0 = 26 \text{ mm}$ . Um  $P_0$  herum erkennt man in der Zeichnung einen markierten Bereich, in dem der Feldverlauf des SSC (**S**imulated **S**pherical **C**ondenser) sehr gut mit dem eines GSC (**G**enuine **S**pherical **C**ondenser) übereinstimmt. Die radiale Feldkomponente  $E_r$  stimmt in diesem Bereich bis auf eine relative Abweichung von 1% mit einem GSC überein. Die azimuthale Komponente hingegen weist Abweichungen bis zu 10% auf, die jedoch innerhalb gewisser Grenzen durch die Hilfspotentiale korrigiert werden können.

In der Abbildung 5.10 erkennt man, daß die äußere Elektrode mit Drähten bespannt ist. Diese Drähte aus VA-Stahl besitzen einen Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$  und sind jeweils im Abstand von  $1 \text{ mm}$  an der Elektrode angepunktet. Bei radialer Beleuchtung beträgt die Lichttransmission 95%, bei streifender Inzidenz rund 93%.

Die Eingangsblende hat einen Durchmesser von  $12 \text{ mm}$ , was dem Abstand der Elektroden entspricht und damit die größtmögliche sinnvolle Blendenöffnung darstellt. Die Öffnung der Austrittsblende beträgt  $8 \text{ mm}$  (s. Abb. 5.2). Der Abstand dieser Blenden von den Elektroden des Umlenkens beträgt jeweils  $1.5 \text{ mm}$ , so daß sich nach [Wol67] der effektive Umlenkwinkel zu ca.  $91.5^\circ$  ergibt.

Für die an die Elektroden anzulegende Spannung gilt :

$$V_i = U_0 \left( \frac{r_a}{r_i} \right) \quad (5.1)$$

$$V_a = U_0 \left( \frac{r_i}{r_a} \right) \quad (5.2)$$

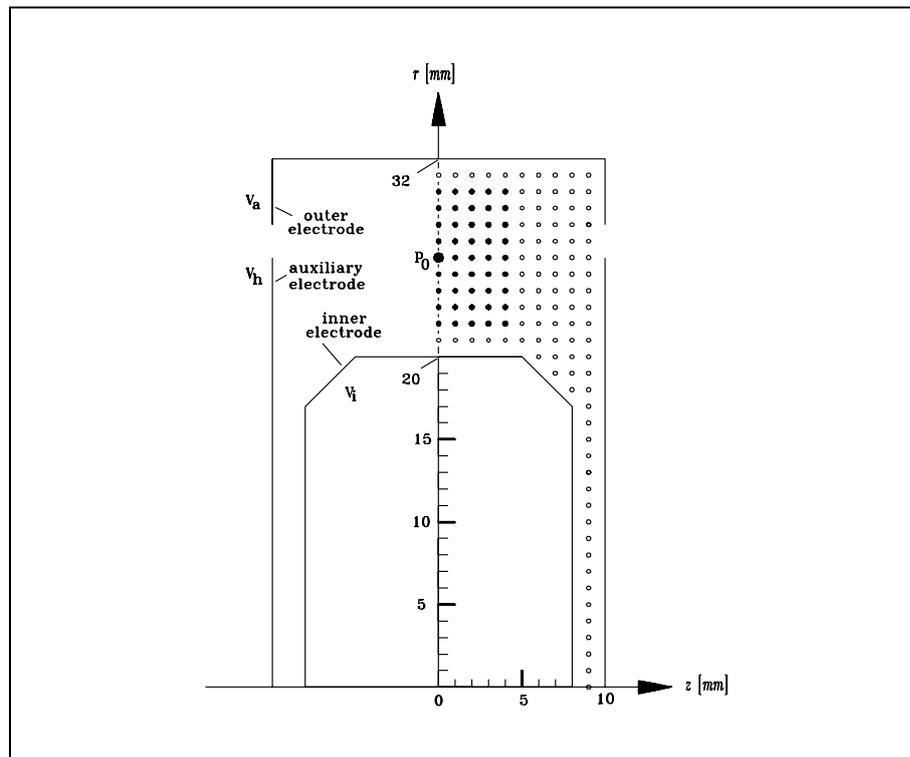


Abb. 5.9: schematische Zeichnung des neuen Umlenkers

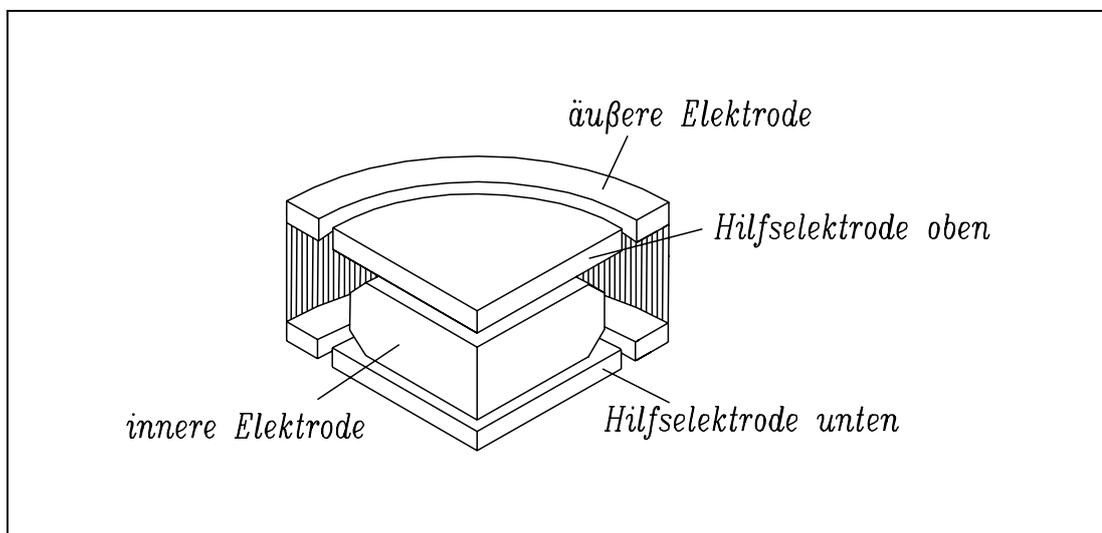


Abb. 5.10: isometrische Zeichnung des neuen Umlenkers

wobei  $eU_0$  die Energie der einfallenden Elektronen ist. Legt man das Potential der Sollbahn  $V(r_0)$  auf Masse, so ist jeweils das Kathodenpotential zu subtrahieren.

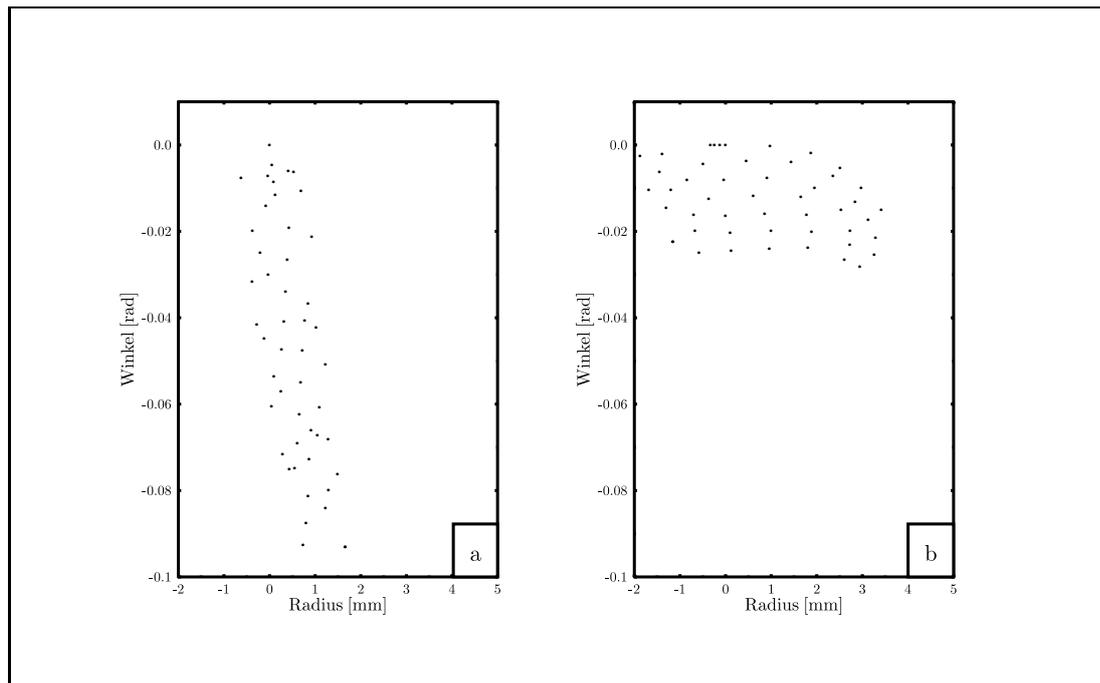


Abb. 5.11: Phasenraum des Strahls beim Austritt aus dem Umlenker mit  $V_{SL_1} = 0 \text{ kV}$  (a) und  $V_{SL_1} = -1.26 \text{ kV}$  (b)

Die sog. Spektrometerkonstante

$$C := \frac{V_i - V_a}{U_0} = \frac{r_a}{r_i} - \frac{r_i}{r_a} \quad (5.3)$$

ist allein abhängig von der Geometrie eines Kugelkondensators und gibt das Verhältnis der Spannungsdifferenz an den beiden Elektroden zu  $U_0$  an. In unserem Fall beträgt  $C = 0.975$  und damit  $V_i - V_a \equiv V_\Delta = 1462.5 \text{ V}$ .

Variiert man das Hilfspotential  $V_h$  zwischen  $V_i$  und  $V_a$  und läßt man  $V_i$  und  $V_a$  konstant, so kann man damit den Feldindex  $n$  des radialen elektrischen Feldes in der Nähe der Sollbahn ändern.

Durch Verändern des Parameters  $p = (V_h - V_a)/(V_i - V_a)$ ,  $0 \leq p \leq 1$  kann man die Brennweite des SSC durchstimmen. Nach den Messungen von JOST gilt :

$p$	0.4	0.76
$n$	2	1

Als Eingangsdaten der longitudinal polarisierten Elektronen wurden die vom Herrmannsfeldt-Programm errechneten Werte nach Durchlaufen der Eingangsoptik (s. Abb. 5.8) verwendet. Der Phasenraum des Strahls beim Austritt aus dem Umlenker wurde mit Hilfe der Matrizen 4.59 und 4.60 berechnet und ist in der Abbildung 5.11 graphisch dargestellt.

### 5.3.3 Die Ausgangsoptik

Als Phasenraum des Strahls für die Simulation der Ausgangsoptik wurden die berechneten Werte aus der Abbildung 5.11 verwendet.

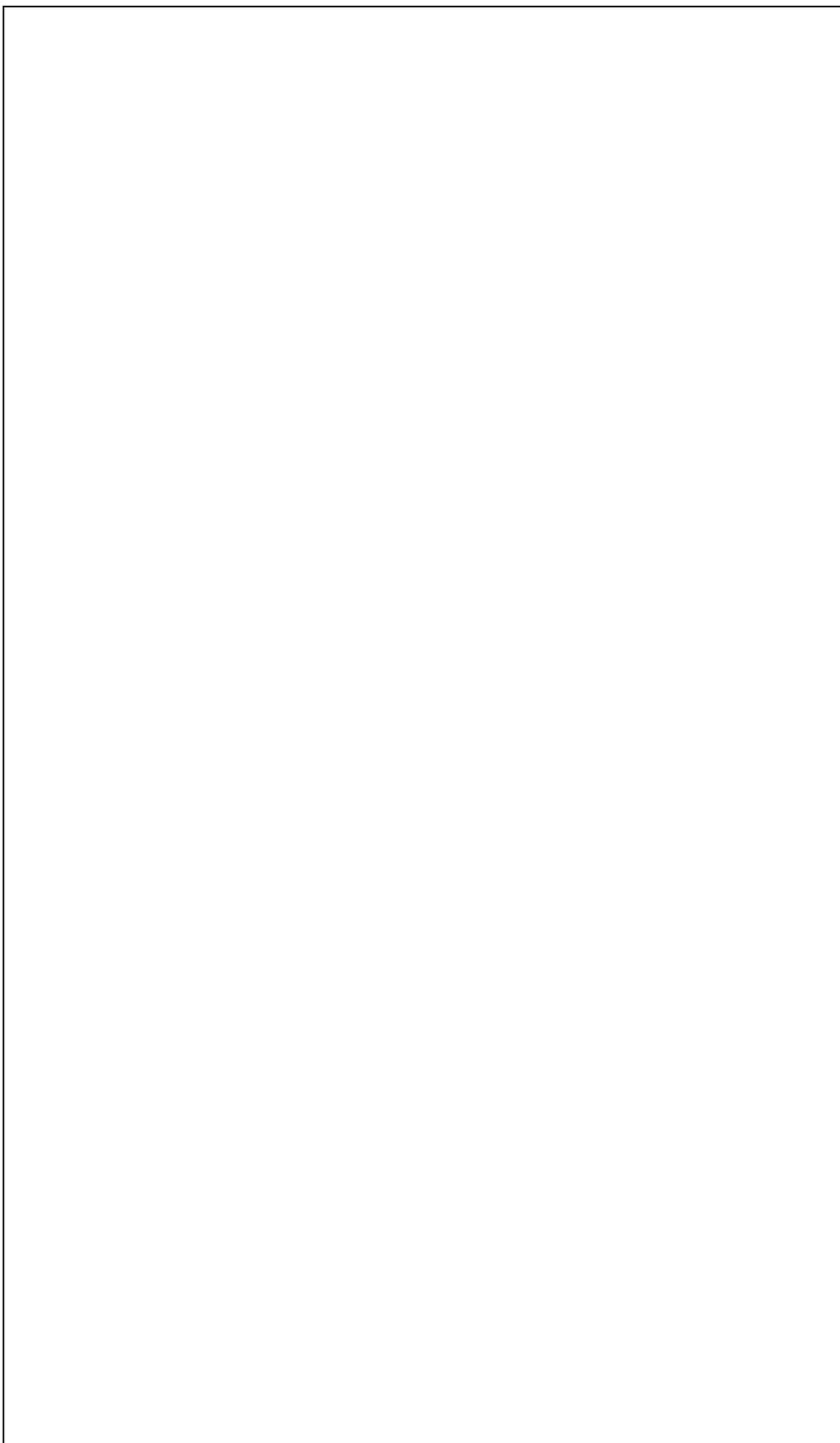


Abb. 5.12: *Elektronentrajektorien in der Ausgangsoptik mit  $V_{SL_1} = 0 \text{ kV}$  (a und b) und  $V_{SL_1} = -1.26 \text{ kV}$  (c)*

Von dem Austrittsspalt des SSC bis zum Mott–Detektor ist eine Strecke von ca. 340 mm zurückzulegen. Simulationen ergaben, daß mit den vorliegenden Strahlparametern mit nur einer Einzellinse kein befriedigender Einschub in den Mott–Detektor zu erreichen ist. Aus diesem Grunde wurden für die Ausgangsoptik zwei Einzellinsen angesetzt. Deren Durchmesser wurde im Vergleich zu  $SL_1$  auf  $D = 30\text{ mm}$  verdoppelt, da Simulationen zeigten, daß es sonst zu Transmissionseinbußen kommt.

Die Linsen wurden so konstruiert, daß die erste Einzellinse ein weitgehend paralleles Strahlenbündel formt und die zweite Einzellinse den Strahl auf den Eingang des Mott–Detektors fokussiert (s. dazu die Abbildung 5.12 (a)).

Anhaltswerte für die Abstände der Linsen und der Elektroden untereinander und die anzulegenden Potentiale wurden dem HARTING AND READ entnommen.

Mit Hilfe des Herrmannsfeldt–Programmes wurde diese Anordnung hinsichtlich der Strahlfleckgröße auf der Goldfolie des Mott–Detektors optimiert.

Da eine Entfernung von rund 340 mm zu simulieren ist und das Programm in achsialer Richtung nur 200 Gitterpunkte zuläßt, mußte der Maßstab verkleinert werden, so daß einem Maschenpunkt nun eine Entfernung von 2 mm entspricht. Ein Vergleich dieses Maßstabes mit dem üblichen ergab Abweichungen der Strahlparameter nach Durchlaufen einer Strecke von 200 mm von kleiner 0.1%, die jenseits der Fertigungs- und Justierungstoleranzen liegen und daher eine Verkleinerung des Maßstabes rechtfertigen. In den Abbildungen 5.12 (b und c) sind die Simulationen der gesamten Ausgangsoptik dargestellt. Im Gegensatz zu der Simulation 5.12 (c) wurde in den Simulationen 5.12 (a und b) die erste Einzellinse nicht betrieben. Die Simulation 5.12 (a) zeigt einen Ausschnitt der gesamten Ausgangsoptik.

Zur Korrektur des Strahls wurde  $SL_2$  als Wedler mit vier unabhängigen Potentialen ausgeführt (siehe hierzu die Abbildung 5.2).

Zwischen der letzten Einzellinse  $SL_3$  und dem Detektor wurde ein Ventil eingebaut, um ein Belüften des Mott–Detektors zu verhindern, falls die Hauptkammer der Apparatur geöffnet werden muß (s. Zeichnung 5.3). Das Ventil hat eine ovale Öffnung von 19 mm · 24 mm und wurde zusammen mit einem Distanzflansch mit einer Innenbohrung von 24 mm unmittelbar vor dem Mott–Detektor angeflanscht, um als Blende zu fungieren und den Halo des Strahls bzw. den Strahl selbst bei asymmetrischem Einschub hier abzustreifen. Simulationen von DOCKENDORF ergaben, daß selbst Strahlen mit einem Durchmesser von 30 mm noch auf die Goldfolie fokussiert werden.

Daher kann auf eine weitere fokussierende Linse unmittelbar vor dem Mott–Detektor, die den Durchmesser des Elektronenstrahls beim Eintritt in den Mott–Detektor verkleinert, verzichtet werden.

Alle 13 Versorgungsspannungen für die neue Elektronenoptik werden zentral an einer 14–poligen HV–Durchführung am Umlenktopf zugeführt.

## 5.4 Simulation des Mott–Detektors

Der Strahlverlauf zum Mottdetektor wurde jeweils im Anschluß an eine simulierte Konfiguration der Ausgangsoptik berechnet, um auf einen kleinen Strahlfleck auf der Goldfolie zu optimieren.

In Abbildung 5.13 ist der Phasenraum der Elektronen nach Durchlaufen der gesamten Elektronenoptik, ausgehend von dem Startphasenraum in Abbildung 5.4, beim Einschub in den Mott–Detektor dargestellt.

Um den Fokus zu beeinflussen, gibt es mehrere Möglichkeiten :

- Variation des Kathodenpotentials

- Potentialänderung an der äußeren Elektrode

Eine Variation des Streupotentials wird nicht in Betracht gezogen, da dies zu einer Verkleinerung der Sherman-Funktion führt.

Im Hinblick auf eine Verringerung des Strahlfleckdurchmessers auf der Goldfolie wurde das Kathodenpotential bereits von  $-600\text{ V}$  auf  $-1.5\text{ kV}$  erhöht, so daß die Einschußenergie der Elektronen von  $1500\text{ eV}$  als gegebene Größe betrachtet wird und nur das Potential an der äußeren Halbkugel variiert wird.

Simulationsrechnungen mit dem Herrmannsfeldt-Programm ergeben folgenden Zusammenhang zwischen dem Abstand des Brennpunktes von der Goldfolie und den verschiedenen Spannungen an der äußeren Halbkugel :

Spannung [kV]	-1.4	-1.0	-0.5	0	0.1	0.2	0.5
Abstand [mm]	57	38.5	25	14	13	11	5

Spannung [kV]	0.6	0.7	0.8	0.85	0.9	1.0	1.5
Abstand [mm]	3.5	2	1.5	$\pm 0$	-0.5	-2	-10

Der optimierte Betriebszustand liegt bei einem Potential von  $885\text{ V}$  an der Halbkugel. Die Abbildung 5.14 zeigt den Strahlverlauf im Inneren des Mott-Detektors. Zur Simulation wurden die Strahlparameter aus der Abbildung 5.13 (a) eingesetzt. Der Durchmesser des Strahls auf der Goldfolie beträgt ca.  $0.8\text{ mm}$ . Legt man die äußere Halbkugel auf Masse, so beträgt der Durchmesser des Elektronenstrahls auf dem Target ca.  $2\text{ mm}$ . Die wesentlichen Faktoren zur Erzielung eines kleinen Strahlflecks auf der Goldfolie sind demnach die Erhöhung des Kathodenpotentials und ein sauberer Einschuß in den Mott-Detektor.

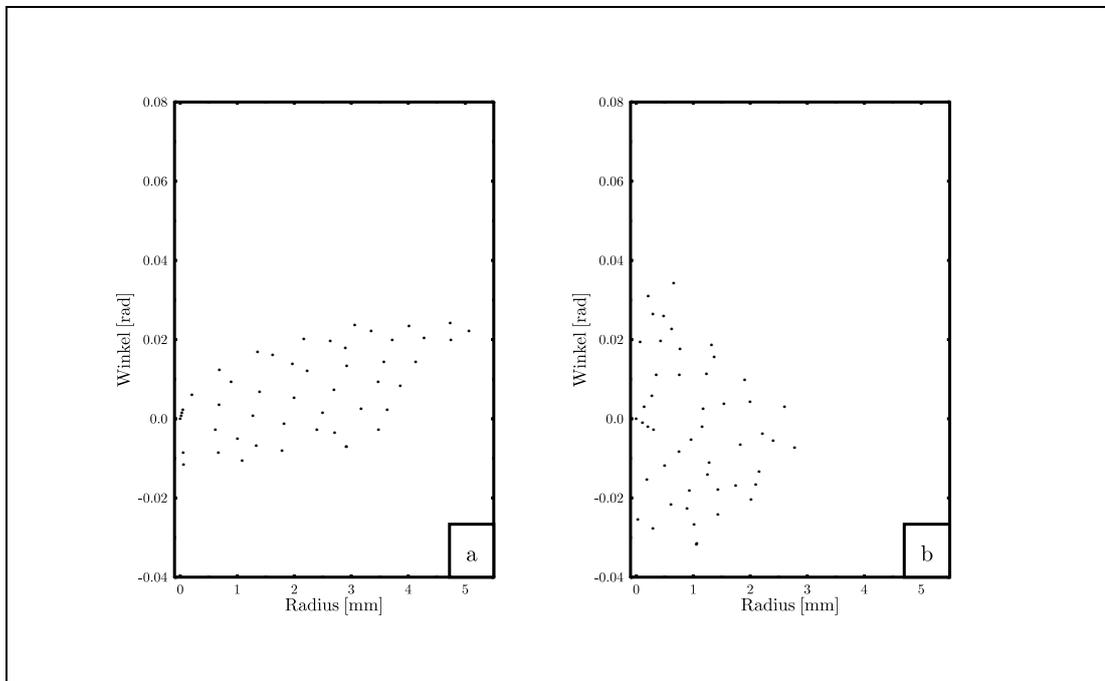


Abb. 5.13: Phasenraum des Elektronenstrahls beim Eintritt in den Mott-Detektor mit  $V_{SL_1} = -1.26\text{ kV}$  (a) und  $V_{SL_1} = 0\text{ kV}$  (b)

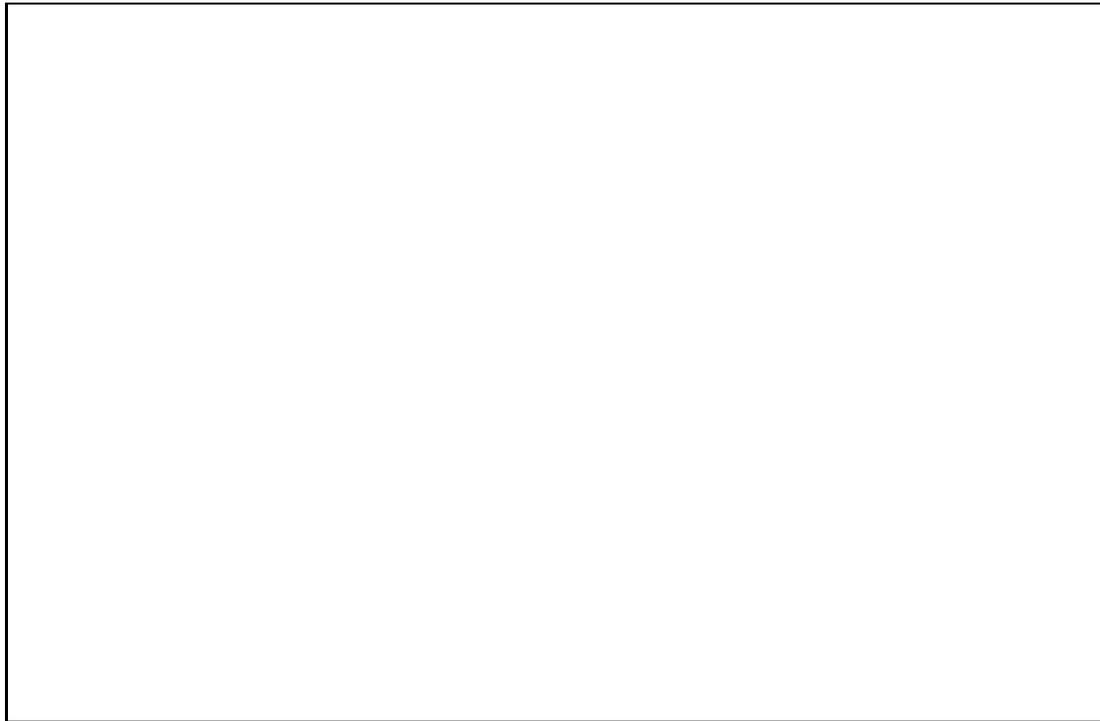


Abb. 5.14: Simulation des Strahlverlaufs im Mott-Detektor mit  $V_{\text{äüß.HK}} = 885 \text{ V}$

## 5.5 Eigenschaften der simulierten Elektronenoptik

Gemäß den Simulationen ergeben sich für die an die einzelnen optischen Elemente anzulegenden Spannungen beim Betrieb des Umlenkers als Kugelkondensator :

<b>Kathode</b>		-1500 V
<b>SL<sub>1</sub></b>		-1260 V
<b>SSC</b>	$V_i$	878 V
	$V_a$	-585 V
	$V_h^{\text{oben}}$	0 V
	$V_h^{\text{unten}}$	0 V
<b>SL<sub>2</sub></b>		-1400 V
<b>SL<sub>3</sub></b>		-900 V

Legt man die erste Einzellinse  $SL_1$  auf Masse, so betragen die an  $SL_2$  und  $SL_3$  anzulegenden Spannungen  $V_{SL_2} = -200 \text{ V}$  und  $V_{SL_3} = -900 \text{ V}$ . Der Einfluß der einzelnen Linsenspannungen auf die Transmission konnte durch die Simulationen folgendermaßen abgeschätzt werden :

- Ein Betrieb ohne  $SL_1$ , d.h. ein Einschub in den Umlenker nur mit Hilfe der fokussierenden Eigenschaften der Kathodengeometrie, führt zu keinem Rückgang der Transmission, wenn man den Umlenker in der Berechnung des Phasenraums des Strahls als idealen Kugelkondensator betrachtet.
- Eine Erhöhung des Potentials an  $SL_1$  über den simulierten Wert hinaus, führt zu großen Transmissionsverlusten bereits am Eingangspalt des Umlenkers.

- Innerhalb weiter Grenzen ist die Spannung von  $SL_2$  variabel. Sie hängt entscheidend von der Strahldivergenz und dem Strahldurchmesser am Austrittsspalt des Umlenkers ab.

Erhöht man  $V_{SL_2}$  zu stark, so wird der Strahl divergent und kann von  $SL_3$  nicht mehr vollständig zum Mott-Detektor transportiert werden.

- Empfindlich reagiert die Transmission auf die Spannungen der dritten Einzellinse  $V_{SL_3}$ . Zu kleine Spannungen fokussieren den Strahl nicht, zu große Spannungen verschieben den Fokus aufgrund ihrer erhöhten Brechkraft vom Mottdetektor weg.



## 6 Messungen und Diskussion

Zusammen mit dem neuen Umlenker und der Elektronenoptik wurde von DRESCHER eine Schleuse an der Apparatur angebracht, die ein schnelles Austauschen der Kristalle ermöglicht, ohne die gesamte Apparatur belüften und dann ausheizen zu müssen. Ein Manipulator, der über einen  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Trieb verfügt, erlaubt ein mikrometergenau- es Verschieben der Kathode. Die so einmal gefundenen Positionen sind exakt reproduzierbar. Über eine Drehdurchführung lassen sich die Winkelstellungen der Kristalle kontrollieren.

Im Rahmen der Umbaumaßnahmen wurden die alten Channeltrons im Mottanalysator vom Typ "Ceratron-E Electron Multipliers EMT-1081B" durch neue ersetzt, da sie aufgrund des häufigen Ausheizens an Empfindlichkeit stark verloren hatten.

Das folgende Kapitel zeichnet den Weg der Inbetriebnahme der nun in wesentlichen Komponenten veränderten Apparatur nach.

Zunächst wird die neue Elektronenoptik zum Gegenstand der Untersuchungen. Im nächsten Schritt erfolgt die Eichung des Mott-Detektors nach der Methode der Energieverlustextrapolation.

Abschließend muß dann gezeigt werden, daß die bekannten Polarisationswerte mit dem Referenzkristall erreicht werden.

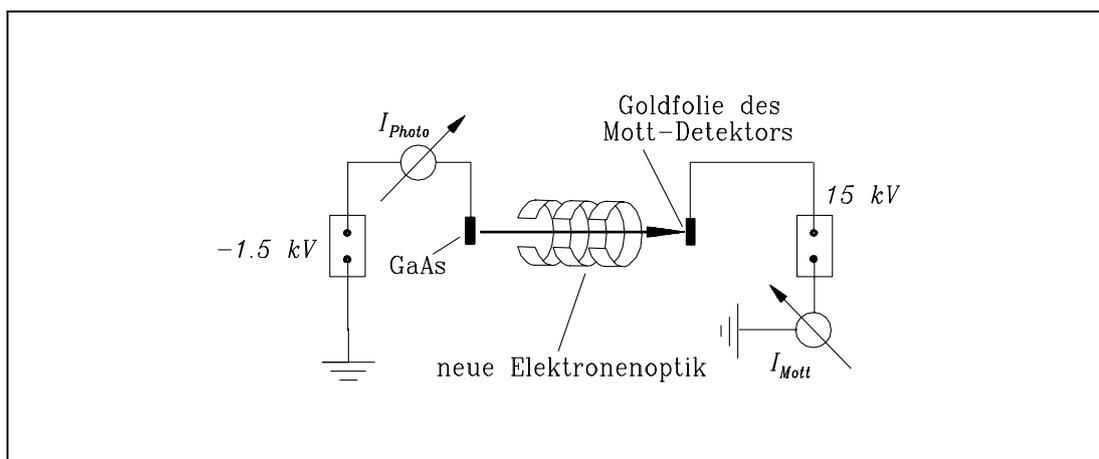


Abb. 6.1: Prinzip der Transmissionsmessungen

## 6.1 Experimentelle Tests der Elektronenoptik

### 6.1.1 Messung der Transmissionsprofile

Da zum Testen der Optik keine geeigneten Hilfsmittel wie Leuchtschirme oder Scanner zur Verfügung stehen, beschränken wir uns hier auf die Messung der Transmission. Ein präparierter GaAs-Kristall wird mit einem HeNe-Laser mit einer Lichtleistung von  $P_{\text{Licht}} \simeq 1.6 \text{ mW} \pm 0.2 \text{ mW}$  beleuchtet. Die Lichtfleckgröße auf der Kristalloberfläche beträgt ca.  $4 \text{ mm} \cdot 3.5 \text{ mm}$ .

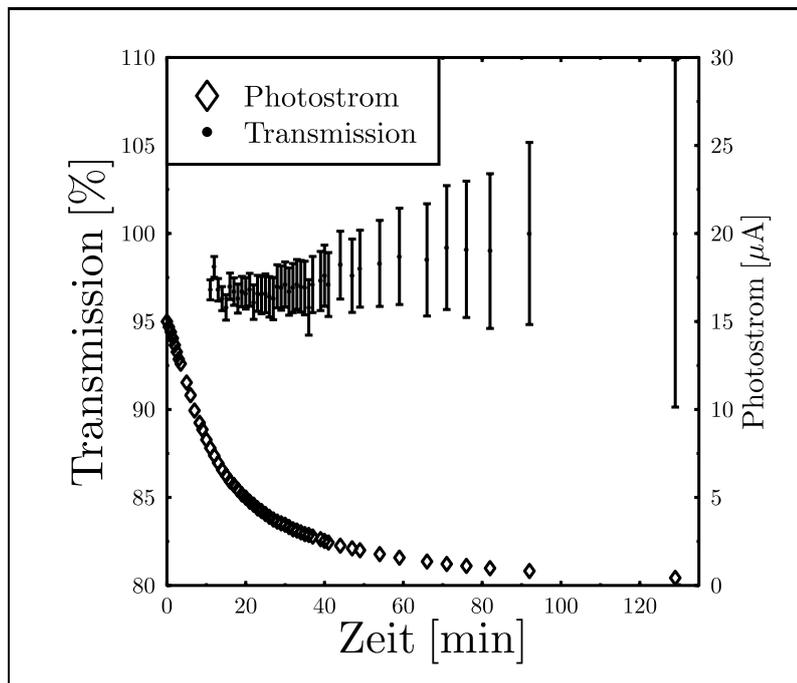


Abb. 6.2: Einfluß des Photostroms auf den Fehler der Transmission

Mit einem digitalen Multimeter (DMM) der Marke “Voltcraft M-4650 B” wird der Photostrom  $I_{\text{Photo}}$  gemessen, den das Netzgerät beim Beleuchten der Kathode liefern muß (s. Abb. 6.1). Ein zweites DMM vom gleichen Typ mißt den Strom  $I_{\text{Mott}}$ , der auf die Goldfolie auftrifft, und damit auch den Strom auf die innere Halbkugel des Mott-Detektors, da beide elektrisch leitend miteinander verbunden sind. Um HV-Überschläge zu vermeiden, wurde die Spannung der Goldfolie auf  $15 \text{ kV}$  reduziert.

Bei jeder Transmissionsmessung wurde die Elektronenoptik auf maximale Zählrate in den Channeltrons optimiert und der hierbei auftretende Mottstrom  $I_{\text{Mott}}$  gemessen. Ferner wurde die innere Halbschale gemäß den Computersimulationen auf  $+885 \text{ V}$  gelegt.

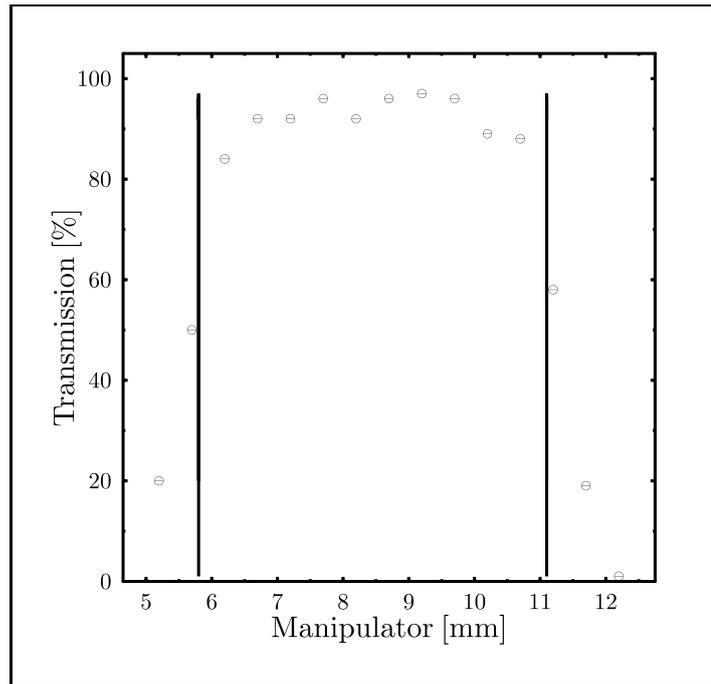


Abb. 6.3: Transmissionsprofil bei horizontaler Verschiebung der Kathode

Die Transmission  $T$  berechnet sich aus :

$$T = \frac{I_{Mott}}{I_{Photo}}$$

Bei gut justierter Kathode ergab sich immer ein Wert für  $T$ , der deutlich größer als 95 % war.

Um den Meßfehler bei der Bestimmung der Transmission zu verkleinern, wurde ein GaAs-Kristall für die Messungen verwendet, da er bei  $632.8 \text{ nm}$ , der Wellenlänge des HeNe-Lasers, eine hohe Quantenausbeute besitzt. In der Abbildung 6.2 erkennt man, daß die Lebensdauer der Photokathoden zunächst nur rund  $20 \text{ min}$  betrug, da das Vakuum nach dem ersten Ausheizen der Apparatur noch schlecht war. Aus diesem Grund mußte regelmäßig nachcäsiert werden.

Die statistischen Schwankungen in den Transmissionsmessungen belaufen sich auf rund 3 %, wobei die Messungen bei kleinem Photostrom mit einem größeren Fehler behaftet sind. Daher wurde aus mehreren Messungen bei hohen Photoströmen der Mittelwert gebildet.

Der systematische Fehler beruht in erster Linie darauf, daß man in  $I_{Mott}$  auch den Strom mitmißt, der auf die innere Halbkugel des Mott-Detektors trifft. Er wird den Fehler in Richtung kleinerer Transmissionswerte vergrößern. Gemäß den Computersimulationen ist jedoch zu erwarten, daß dieser Fehler sehr klein sein wird, da der Strahldurchmesser sehr gering ist. Nur bei asymmetrischem Einschub wird der Elektronenstrahl die innere Halbkugel berühren können. Eine weitere Quelle systematischer Fehler liegt in den Abweichungen der beiden Meßgeräte. Eine Überprüfung der Gleichheit beider DMMs im verwendeten Meßbereich von  $200 \mu A$  ergab Abweichungen von kleiner als einem Prozent.

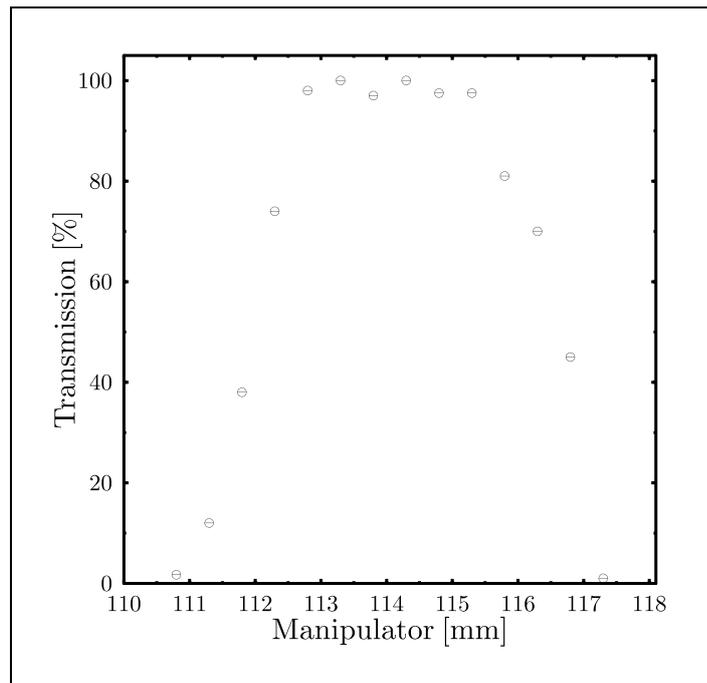


Abb. 6.4: *Transmissionsprofil bei vertikaler Verschiebung der Kathode*

In den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist die Transmission aufgetragen gegen eine Verschiebung der Kathode quer zur Symmetrieachse der Elektronenoptik. Auf der Abszisse ist die absolute Position des Manipulators in der entsprechenden Richtung aufgetragen. Auf eine Angabe des Fehlers, der bei jedem Meßwert ca. 4 % beträgt, wurde in den Darstellungen verzichtet.

In der Abbildung 6.3 liest man ab, daß die Transmission über einen Bereich von 5 mm konstant hoch ist. Die horizontale Verschiebung in Richtung steigender Werte bedeutet eine Verschiebung hin zum Mott-Detektor. Die beiden vertikalen Striche in der Abbildung zeigen die Positionen an, bei denen der Laserfleck bereits den Kathodenring berührt.

Das Transmissionsprofil bei vertikaler Verschiebung der Photokathode zeigt die Abbildung 6.4. Im direkten Vergleich mit Abbildung 6.3 erkennt man, daß der Bereich hoher Transmission von über 90 % hier kleiner ist. Der Grund dafür liegt in der Tatsache begründet, daß die sog. Doppelfokussierung eines GSC in dem SSC nur näherungsweise bis auf Abweichungen von ca. 10 % erfüllt ist und es daher, wie man es bei Driftstrecken erwartet, zu einer Strahlaufweitung kommt.

In der Abbildung 6.5 wurde die Kathode mit Hilfe des Manipulators in die Mitte der Optik gefahren, d. h. die Flächennormale auf der Kristalloberfläche und die Symmetrieachse der Eingangsoptik fallen zusammen. Anschließend wurde der Laserfleck auf die Kristallmitte justiert und die gesamte Elektronenoptik für diese Position auf das Zählratenmaximum optimiert.

Ohne die Linsenspannungen zu variieren, wurde dann der Laserfleck horizontal verschoben. In der Abbildung 6.5 ist die Verschiebung des Laserflecks gegen die Transmission aufgetragen.

Über einen weiten Bereich, unabhängig davon, von welcher Stelle die Elektronen emit-

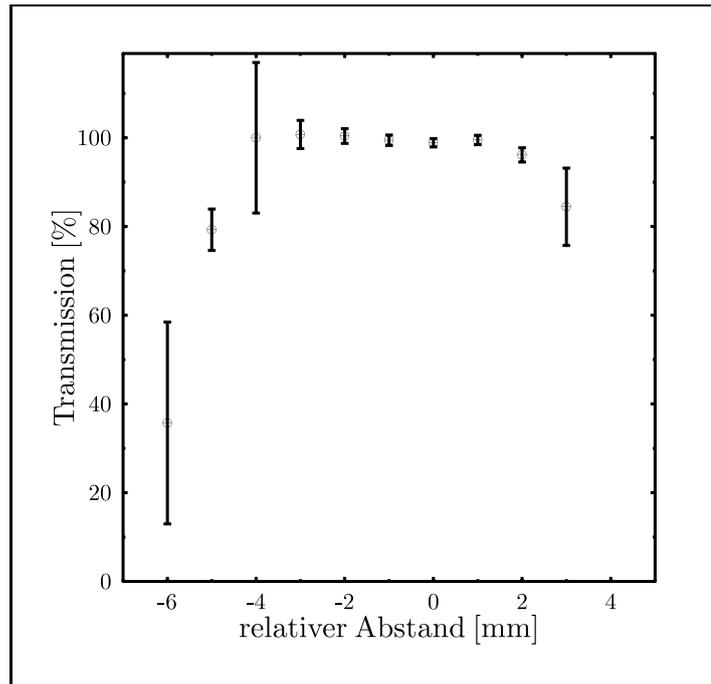


Abb. 6.5: *Transmissionsprofil bei Verschiebung des Laserflecks auf dem Kristall*

tiert werden, ist die Transmission innerhalb der Fehlergrenzen deutlich größer als 95 %. Damit ist gezeigt, daß die Position des Laserflecks für die elektronenoptischen Eigenschaften der Kathode in guter Näherung über einen weiten Bereich keine Rolle spielt, wie man es auch von einer Pierce-Anordnung mit gekrümmter Kathodengeometrie erwartet. Die Transmission ist empfindlich auf eine Schiefstellung der Kathode. Die folgende Tabelle, in der der Winkel der Drehdurchführung gegen die Transmission aufgelistet ist, zeigt dies. Die Elektronenoptik wurde bei jedem Winkel auf das Zählratenmaximum in den Channeltrons optimiert :

Winkel [°]	342	343	343.5	344	344.5	345
T [%]	2.2	67.4	100	95	94.7	53.1

Insgesamt erweist sich die neue Elektronenoptik als recht unempfindlich gegen leichte Dejustierungen der Kathode.

### 6.1.2 Messungen mit dem neuen Spinrotator

In den folgenden Messungen wurde der Umlenker vom Kugelkondensator zum Zylinderkondensator umgestimmt (s. auch Kapitel 5.3.2). Ferner wurde der Einfluß von  $SL_1$  auf die Transmission untersucht. Bei jeder Messung wurden die optischen Elemente, die nicht Gegenstand der Untersuchung waren, auf maximale Zählrate der Detektoren optimiert.

Mess.Nr.	i	ii	iii	iv
Bemerkung	-	$V_{SL_1} = 0$	-	$V_{SL_1} = 0$
SSC	Kugelk.	Kugelk.	Zylinderk.	Zylinderk.
T [%]	97	85	85	28

Bei Messung der (ii) wurde die erste Einzellinse auf Masse gelegt. Die Transmission verschlechterte sich gegenüber Messung (i) um 12 %. Der Grund hierfür liegt darin, daß nun ein Strahl mit größerer radialer Ausdehnung den Umlenker passieren muß. Der SSC hat jedoch nur näherungsweise doppelfokussierende Eigenschaften und das auch nur in einem begrenzten Bereich um die Sollbahn herum (s. Abb. 5.9). Erstaunlich ist dennoch die hohe Transmission von 85 %, wenn man bedenkt, daß die Elektronen nun eine "Freiflugstrecke" von 120 mm von der Kristalloberfläche zum Eingang in den SSC zurücklegen müssen. Damit ist ein weiterer experimenteller Beweis für die "selbstfokussierenden" Eigenschaften der gewählten Kathoden-Geometrie erbracht.

In den Messungen (iii) und (iv) wurde der Umlenker durch Variation der Potentiale seiner Elektroden zum Zylinderkondensator gestimmt. Erwartungsgemäß liegen die Transmissionswerte deutlich unter denen aus den Messungen (i) und (ii), da die optischen Eigenschaften eines Zylinderkondensators in der H-Ebene einer Driftstrecke äquivalent sind und es daher zu einer Strahlaufweitung kommt. Die Elektronen mit einem großen Abstand zur Sollbahn sind nicht mehr in der Lage, die Austrittsblende mit einem Durchmesser von 8 mm zu passieren.

Bei der Messung (iii) zeigte es sich beim Optimieren, daß hier die Wedlereigenschaft von  $SL_1$  eine ganz entscheidende Rolle für die Erzielung der immer noch recht hohen Transmissionswerte spielt.

Betreibt man den Umlenker als Kugelkondensator und fokussiert mit der ersten Einzellinse auf den Umlenker, so ist  $SL_2$  gemäß den Erwartungen aus den Simulationen (s. Kap. 5.5) in einem sehr weiten Bereich variabel, ohne daß sich die Transmission entscheidend verschlechtert. Ist die Kathode gut justiert und sind die Spannungen von  $SL_1$  auf das Zählratenmaximum optimiert, so scheint der Elektronenstrahl beim Austritt aus dem SSC weitgehend symmetrisch zu sein und keine größeren Strahlablagen zu besitzen. Ein Betrieb von  $SL_2$  als Wedler kann die Zählrate nicht mehr erhöhen.

## 6.2 Stabilität der Asymmetriemessungen

Um systematische Fehler bei der Polarisationsanalyse der emittierten Elektronen, die von der neuen Elektronenoptik herrühren, aufzudecken bzw. auszuschließen, ist es wichtig, die vom Mott-Detektor ermittelte Streuasymmetrie für verschiedene Strahlcharakteristika durch Ändern fokussierender Spannungen über einen weiten Bereich zu bestimmen.

Ausgangspunkt für genaue Untersuchungen waren die beiden folgenden Beobachtungen :

- Die gemessene Asymmetrie kann abfallen, sobald man den Winkel der Drehdurchführung verändert und die alten Linsenspannungen beibehält, auch wenn man die vermeintlich alte Winkelstellung wieder eingestellt hat.
- Ein willkürliches Verdrehen einer Wedlerspannung von  $SL_1$  um mehr als 10 % kann ebenfalls einen Abfall der gemessenen Asymmetrie zur Folge haben.

Auffallend war in beiden Fällen, daß die gemessene Asymmetrie um jeweils ca. 25 % abfiel.

Zunächst wurde die Abhängigkeit der gemessenen Strahlasymmetrie von der Fokussierung auf der Goldfolie untersucht. In der Abbildung 6.6 ist die gemessene Strahlpolarisation in Abhängigkeit von der Spannung an der äußeren Halbschale des Mott-Detektors

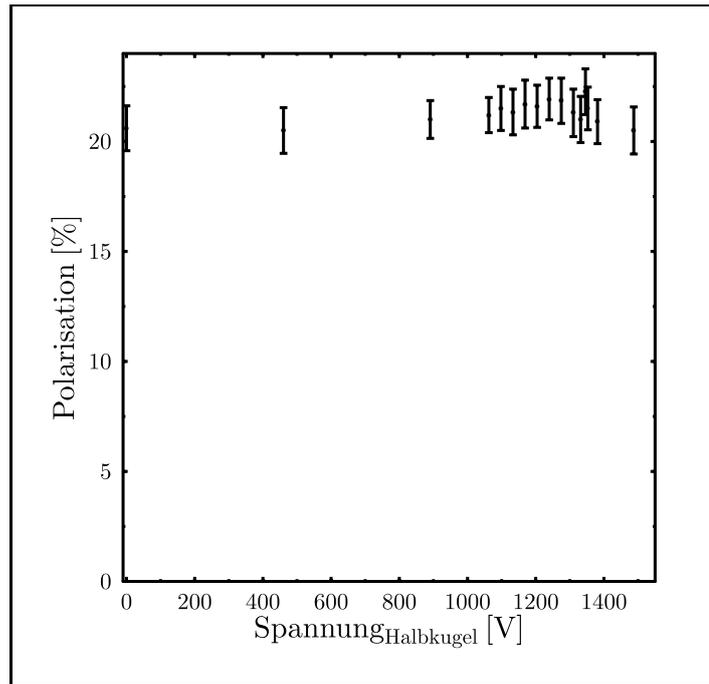


Abb. 6.6: Abhängigkeit der Asymmetrie von der Fokussierung auf der Goldfolie

aufgetragen. Innerhalb der statistischen Schwankungen ist keine Abhängigkeit festzustellen, was nach den Computersimulationen auch nicht zu erwarten war. Die Strahlflecksgröße auf dem Goldtarget des Mott-Detektors, welches einen Durchmesser von  $4\text{ mm}$  hat, beträgt maximal  $2\text{ mm}$ , falls die äußere Halbkugel geerdet ist, und verkleinert sich bis auf  $0.8\text{ mm}$ , falls der Strahl durch Anlegen einer positiven Spannung von  $+885\text{ V}$  optimal auf das Target fokussiert wird.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit der gemessenen Asymmetrie von der Position des Laserflecks auf der Kathode konnten ebenfalls keine statistisch signifikanten Änderungen der Asymmetrie gefunden werden, wie die folgende Tabelle zeigt :

	linker Rand	Kristallmitte	rechter Rand
A [%]	$6.75 \pm 0.20$	$6.53 \pm 0.20$	$6.82 \pm 0.22$

Bei jeder Messung wurde die Elektronenoptik auf die Zählrate in den Channeltrons optimiert.

Die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Winkelstellung des Kristallrades zeigt die Abbildung 6.7. Bei jeder Messung wurde die Elektronenoptik jeweils neu auf das Zählratenmaximum justiert. Die zeitliche Reihenfolge der Aufnahme der einzelnen Meßwerte korreliert mit den steigenden Asymmetriewerten. Darin spiegelt sich ein bekannter Effekt wider, nämlich daß die Polarisation eines frisch aktivierten Kristalls im Laufe der Zeit mit abfallender Quantenausbeute leicht ansteigen kann.

In dieser Abbildung sind die Transmissionswerte bei den einzelnen Winkelstellungen ebenfalls eingetragen, und man stellt fest, daß es keinen erkennbaren Zusammenhang zwischen der Transmission und gemessener Asymmetrie gibt. Bei Transmissionsverlusten stellt sich stets die Frage nach dem Ort, an welchem die Elektronen verloren gehen, und ob von dort evtl. erzeugte Sekundärelektronen den Mott-Detektor überhaupt erreichen können.

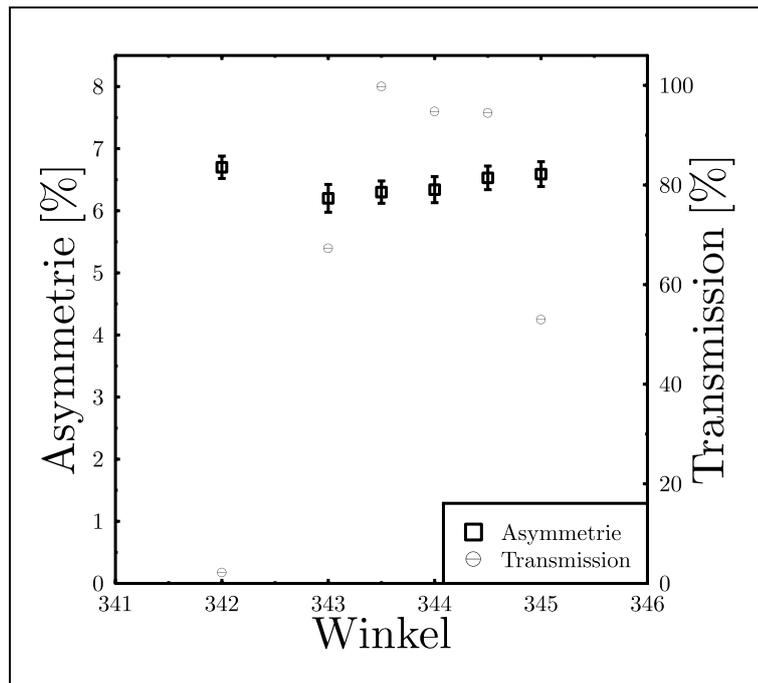


Abb. 6.7: Winkelabhängigkeit der Asymmetrie

In einem letzten Schritt werden die verschiedenen fokussierenden Spannungen variiert. Zunächst wurde der Umlenker vom Kugel- zum Zylinderkondensator umgestimmt. Anschließend wurden jeweils die einzelnen Linsen, ausgehend von den optimierten Spannungswerten, so weit verstimmt, daß der Strahl extrem aufgeweitet wurde. So wurde beispielsweise  $SL_3$  geerdet, so daß die Transmission unter ein Promille abfiel, eventuelle Sekundärelektronen auch wirklich unmittelbar vor dem Mott-Detektor erzeugt wurden und der Strahl eine Breite von maximal  $24\text{ mm}$ , begrenzt durch den letzten Distanzflansch, aufwies.

Es konnten jedoch ebenfalls keine statistisch signifikanten Änderungen der Asymmetrie gefunden werden.

Eine physikalisch exakte Analyse der zu Beginn dieses Abschnittes aufgeführten Beobachtungen ist aufgrund fehlender Strahldiagnosemöglichkeiten nicht möglich. Man kann jedoch schließen, daß der Strahl im ersten Fall durch die nicht exakt reproduzierbare Winkelstellung und im zweiten Fall durch die Änderung der Brechkraft der ersten Einzellinse nicht mehr mittig durch die Elektronenoptik transportiert wird und es somit eine gewisse Strahlablage aus der optimalen Position gibt. Bei der großen Länge der Ausgangsoptik von  $340\text{ mm}$  wäre eine Winkelablage von nur  $0.17^\circ$  beim Austritt aus dem Umlenker ausreichend, damit der Strahlfleck auf dem Target um  $1\text{ mm}$  aus dem Zentrum verschoben wird und damit bereits den Halter berührt.

Um diesen systematischen Fehler zu vermeiden, ist es ausreichend, wie obige Messungen und bis dato Hunderte von Polarisationsmessungen zeigen, stets die Spannungen der einzelnen optischen Elemente auf das Zählratenmaximum der Channeltrons zu optimieren.

## 6.3 Die Eichung des Mott–Detektors

Das Eichen eines Mott–Detektors ist gleichbedeutend mit der Bestimmung seiner Analysierstärke oder effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}$ . Es gibt eine Vielzahl verschiedener Eichmethoden, von denen die zwei gebräuchlichsten im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

Der Wert der theoretischen Shermanfunktion  $S_{th}$  wird unter der Annahme rein elastischer Streuung an einzelnen Atomen numerisch ermittelt.

### 6.3.1 Das Eichverfahren

Um einen Mott–Detektor aus sich selbst heraus zu eichen, gibt es zum einen die Foliendickenextrapolation, bei der man die gemessene Asymmetrie  $A_{mess}$  auf die Foliendicke  $t = 0$  hin extrapoliert und so die theoretische Annahme der Einfachstreuung erfüllt. Diese Methode kann an unserem Detektor keine Verwendung finden, da keine Folien zur Verfügung stehen, die bei einer Streuenergie von  $38\text{ keV}$  hinreichend dünn sind.

Nach der Methode der Energieverlustextrapolation wird bei konstanter Strahlpolarisation mit Hilfe einer Spannung  $V_r$  an den Eingangsblenden der Channeltrons der maximal zugelassene Energieverlust  $\Delta E [eV] = 1500 - V_r + V_{korrr.}$  variiert, wobei  $V_{korrr.}$  einen noch zu ermittelnden Korrekturwert darstellt. Durch Verringerung des zugelassenen Energieverlustes wird man zunehmend mehr Elektronen detektieren, die weniger inelastischen Prozessen innerhalb der Goldfolie ausgesetzt waren.

Trägt man den maximal zugelassenen Energieverlust gegen die gemessene Asymmetrie auf, so kann man auf  $\Delta E = 0$  hin extrapolieren, was die Asymmetrie bei rein elastischer Streuung ergibt.

Die effektive Shermanfunktion einer Goldfolie ergibt sich aus

$$S_{eff} = \frac{S_{th} \cdot A_{mess}}{A_0}$$

wobei  $S_{th}(\vartheta = 118^\circ) = 0.336$  für die hier verwendete Streuenergie von  $38\text{ keV}$  an Gold ist.

### 6.3.2 Systematische Fehler der Eichmethoden

Bei einer Foliendickenextrapolation mit schlechter Energieauflösung oder einer Energieverlustextrapolation mit einem Target endlicher Dicke ist jeweils nur eine der beiden Bedingungen, die als Grundlage bei der Berechnung der theoretischen Shermanfunktion dienen, erfüllt.

Erst in dem Grenzfall, daß  $t$  und  $\Delta E$  gleichzeitig Null erreichen, ist die rein elastische Einfachstreuung experimentell gegeben.

Die Absolutgenauigkeit einer Mott–Eichung ist von verschiedenen Faktoren abhängig :

- Genauigkeit, mit der die theoretische Shermanfunktion  $S_{th}$  bestimmt werden kann.
- systematische Fehler, bedingt durch die Extrapolationsmethode.
- statistische Fehler aufgrund endlicher Zählereignisse, insbesondere bei hohem Energieverlust.
- systematische Ungenauigkeiten durch Apparaturfehler, wie beispielsweise geometrische Asymmetrien oder Strahlinhomogenitäten.

### 6.3.3 Instrumentelle Asymmetrien

In der experimentellen Praxis mißt man aufgrund sog. apparativer Asymmetrien selbst bei Streuung eines unpolarisierten Strahls eine von Null verschiedene Asymmetrie.

Diese instrumentellen Asymmetrien entstehen durch bauliche Ungenauigkeiten des Mott-Detektors, unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten der Channeltrons mit anschließender Zähl Elektronik oder durch asymmetrischen Einschub der Elektronen in den Detektor.

Die aufgrund einer bestimmten Strahlpolarisation hervorgerufene Asymmetrie ist daher nicht einfach durch (Gleichung 3.5)

$$A_{mess} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}$$

gegeben. Durch Umkehren des Polarisationsvektors der Elektronen lassen sich auf einfache Weise die apparativen Asymmetrien eliminieren [Bel87].

Gerade bei der Verwendung von Photokathoden läßt sich durch Umkehrung der Lichtpolarisation von  $\sigma^-$  nach  $\sigma^+$  die Richtung des Polarisationsvektors der Elektronen umkehren.

Die durch eine Strahlpolarisation  $P$  hervorgerufene Asymmetrie  $A_{mess}$  ergibt sich dann aus

$$A_{mess} = P S_{eff} = \frac{1 - Q}{1 + Q} \quad \text{mit} \quad Q = \sqrt{\frac{N_L^+ \cdot N_R^-}{N_L^- \cdot N_R^+}}$$

wobei  $N_L^+$ ,  $N_R^+$ ,  $N_L^-$  und  $N_R^-$  die Zählraten bei Einstrahlung von  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ - Licht sind.

### 6.3.4 Bestimmung des Untergrundes

Durch Stöße der Elektronen mit dem Restgas entstehen Ionen, die ebenfalls von den Channeltrons nachgewiesen werden können und somit einen Untergrund erzeugen. Dieser Untergrund muß von den Zählraten subtrahiert werden. Gerade bei kleinen Zählraten, wie sie bei hohen Energieverlusten auftreten, würden diese unerwünschten Ereignisse die gemessene Asymmetrie stark verfälschen.

Positive Ionen, die innerhalb der inneren Halbkugel des Mott-Detektors erzeugt werden, können durch die Austrittslöcher auf die Channeltrons hin beschleunigt werden. Zur experimentellen Bestimmung des Ionenuntergrundes werden die Blenden der Channeltrons auf so negatives Potential gelegt, daß kein Elektron mehr gegen das Feld anlaufen kann. Die nun gezählten Ereignisse stammen von den positiven Ionen, wobei das Rauschen des Nachweissystems und die Zählereignisse aufgrund des Streulichts im Labor abzuziehen sind.

### 6.3.5 Aufnahme der Gegenspannungskurven

Die Raumwinkelakzeptanz der Detektoren wurde von DOCKENDORF durch Vergrößerung der Blendenöffnungen vor den Channeltrons von  $0.5 \text{ mm}$  auf  $10 \text{ mm}$  erhöht, um die Empfindlichkeit des Mott-Detektors zu steigern.

Durch die vergrößerte Blendenöffnung kommt es zu einem Durchgriff des elektrischen Feldes der Channeltrons, so daß zunächst eine Gegenspannungskurve zur Bestimmung derjenigen Spannung  $U_{\Delta E=0}$ , für die  $\Delta E = 0$  ist, aufgenommen werden muß.

In der Abbildung 6.8 erkennt man, daß die Spannungen  $U_{\Delta E=0}$  für die beiden Detektoren um 20 V voneinander abweichen. Diese unterschiedlichen Gegenspannungsverläufe lassen sich durch geometrische Asymmetrien der Channeltrons und der Blenden erklären.

Die tatsächliche einzustellende Gegenspannung für den Energieverlust  $\Delta E = 0$  ist um  $V_{kor.}^1 = 150 V$  bzw. um  $V_{kor.}^2 = 130 V$  negativer als das Kathodenpotential selbst.

### 6.3.6 Eichung des Mott-Detektors

Die Abbildung 6.9 zeigt die Daten einer Eichung des eingesetzten Mott-Detektors nach dem oben diskutierten Verfahren der Energieverlustextrapolation. Als Photokathode wurde ein sogenannter DBR-Kristall (**d**istributed **b**ragg **r**eflector) aus Japan [Tak93] mit einer GaAs-Schicht (strained layer) verwendet. Die Goldfolie im Mott-Detektor hatte eine Dicke von 200 nm, die Streuenergie betrug 38 kV.

Für die eingezeichnete Regressionsgerade wurden nur Meßwerte zu Energieverlusten unter 300 eV berücksichtigt [Gay92]. Der auf den Energieverlust Null extrapolierte Asymmetriewert ist

$$A_0 = 22.11 \%$$

Mit der theoretischen Shermanfunktion von  $S_{th} = 0.336$  erhält man hieraus die Spinpolarisation der Elektronen zu

$$P = \frac{A_0}{0.336} = 65.8 \%$$

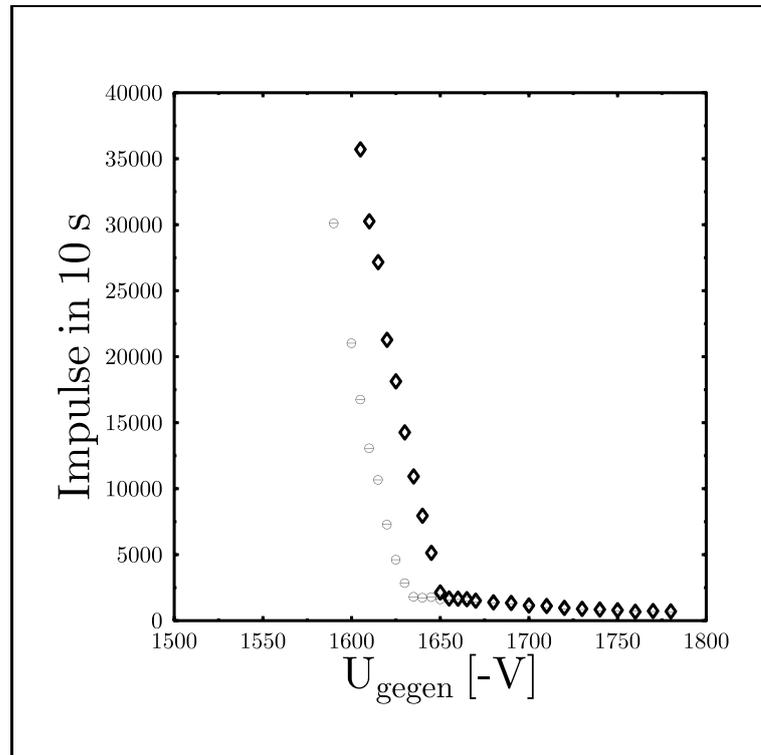


Abb. 6.8: Abhängigkeit der Zählrate von der Spannung an den Channeltroneingangsblenden

Aus dem Asymmetriewert bei einem Energieverlust von  $600\text{ eV}$

$$A_{600} = 13.49\%$$

erhält man eine effektive Analysierstärke des Mott-Detektors von

$$S_{eff} = 0.205 \pm 0.013$$

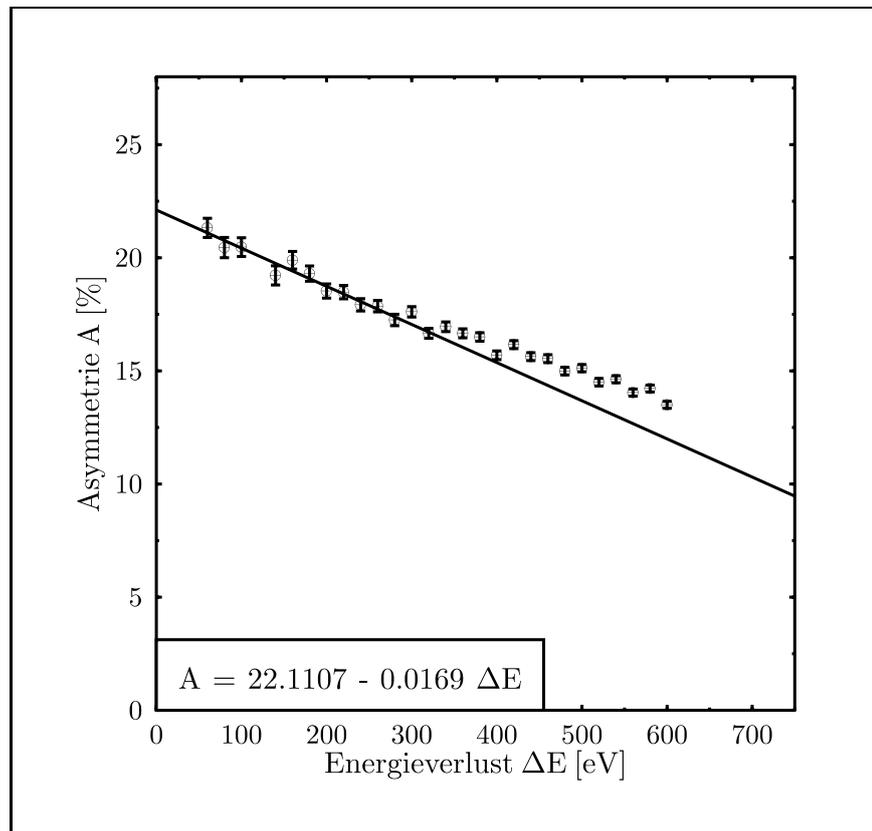


Abb. 6.9: Eichung des Mott-Detektors mit einem DBR-Kristall

In dem angegebenen Fehler sind systematische Fehler nicht enthalten. Systematische Fehler könnten von der Verwendung einer zu dicken Targetfolie im Mott-Detektor herrühren [Gay92]. Um hierüber Aufschluß zu gewinnen, müßte man dünnere Targets in den Analysator einbauen, was aber nicht Gegenstand dieser Arbeit war.

## 6.4 Polarisationsmessungen

In der Abbildung 6.10 sind zwei Polarisations- und Quantenausbeutespektren eines GaAsP-Kristalls mit der Bezeichnung A2, der in der Apparatur als Referenzkristall eingebaut ist und schon mehrmals vermessen wurde, dargestellt.

Die Meßdaten vom 20.9.1993 wurden von PLÜTZER [Plü94] mit der Apparatur vor dem Umbau aufgenommen, die auf den 11.11.1994 datierte Messung wurde mit der verbesserten Anordnung durchgeführt.

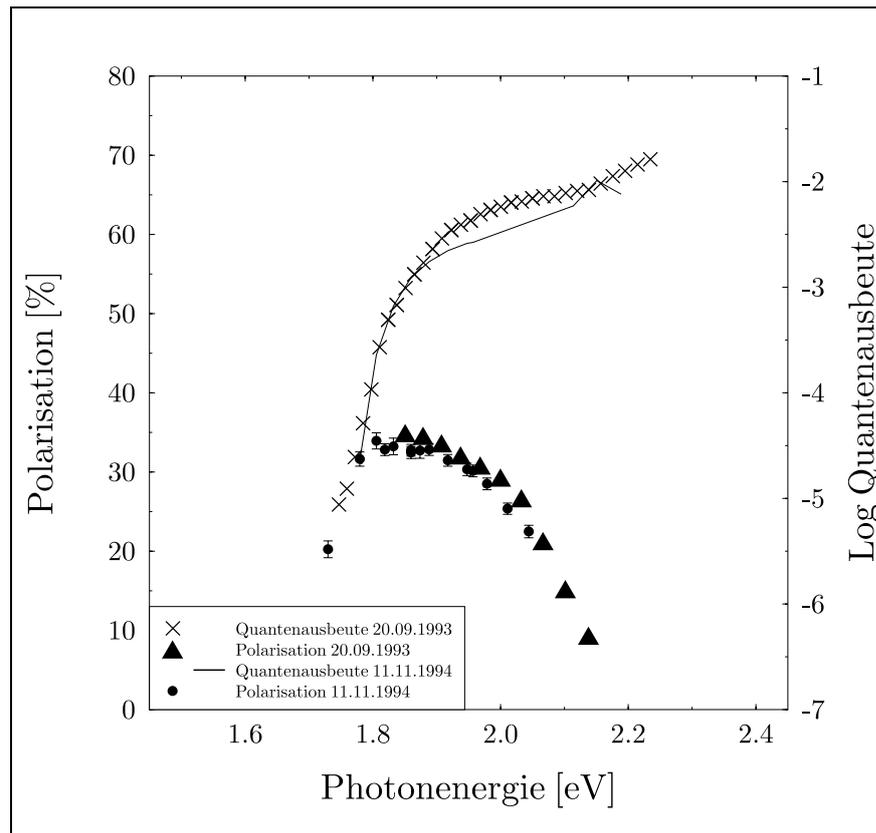


Abb. 6.10: Polarisations- und Quantenausbeutespektren mit dem Referenzkristall A2

Die beiden Datensätze stimmen gut miteinander überein. Man erkennt deutlich die erzielte Verbesserung in der Empfindlichkeit der Apparatur. Vor dem Umbau konnten Polarisationsmessungen in dem hier relevanten Wellenlängenbereich nur bis zu Quantenausbeuten von einigen  $10^{-3}$  durchgeführt werden, jetzt bis hinunter zu  $10^{-5}$ . Die Empfindlichkeit konnte somit um mehr als zwei Größenordnungen gesteigert werden. Zurückzuführen ist dieser Gewinn auf eine Steigerung der elektronenoptischen Transmission von 10% auf fast 100% und eine Vergrößerung der Lichttransmission durch die äußere Elektrode des Umlenkens um mehr als einen Faktor 10.



## 7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Konstruktion einer Elektronenoptik, welche die von der Kristalloberfläche einer Photokathode emittierten Elektronen bis zu einem Mott–Detektor transportiert. Das zentrale Element ist ein elektrostatischer Spinrotator.

Es konnte gezeigt werden, daß die Empfindlichkeit der Apparatur um den Faktor 100 gesteigert wurde, so daß Polarisationspektren auch von Kristallmaterialien mit geringer Quantenausbeute aufgenommen werden können.

Die elektronenoptische Transmission liegt bei gut justierter Kathode deutlich über 95 %, so daß hier im Vergleich zu der bisher verwendeten Elektronenoptik eine Steigerung um den Faktor 10 erreicht werden konnte.

Desweiteren konnte durch die “offene” Bauweise der äußeren Elektrode des neuen Umlenkens die Lichttransmission um mehr als einen Faktor 10 erhöht werden.

Der gesamte Umgang mit der neuen Anordnung, d.h. die Justage der Lichtoptik und die Optimierung der einzelnen Linsenspannungen der Elektronenoptik, gestaltet sich in der experimentellen Praxis als unproblematisch und, verglichen mit dem alten Aufbau, wesentlich vereinfacht, da die neue Elektronenoptik unempfindlich ist gegen kleine Dejustierungen der Kathode.

Die über die Simulationsrechnungen mit dem Herrmannsfeldt–Programm ermittelten Spannungen an den einzelnen Elementen der Elektronenoptik stimmen mit den im Experiment ermittelten Spannungswerten, vorausgesetzt die Kathode ist gut justiert, überein.

Daher ist es wichtig, daß man bei der Optimierung der Linsenspannungen auf maximale Zählrate in den Detektoren von den über die Simulationsrechnungen ermittelten Spannungswerten (Kapitel 5.5) ausgeht. Andernfalls besteht die Gefahr, daß man auf ein lokales Transmissionsmaximum optimiert und somit Zählrate “verschenkt”.

Eine Eichung des Mott–Detektors nach der Methode der Energieverlustextrapolation wurde durchgeführt und die systematischen Fehler bei dieser Methode der Eichung wurden angesprochen.

Die gemessenen Asymmetrien sind gut reproduzierbar und es wurde gezeigt, daß im Rahmen der Fehler die wohlbekanntesten Polarisationswerte mit dem Referenzkristall erreicht werden konnten.



# Anhang A Datenfile zur Simulation der Eingangsoptik

```
Kristall -1.5kV, Mittelelektrode -1.26kV, input_1.dat
$INPUT1 RLIM=45, ZLIM=124, POTN=5, POT=0,1500,1500,1500,240,
  MI=19, MAXIT=75$
s,s,s,s,s,s,s
1,0,2
1,5,2
1,5,3
1,6,3
1,7,5.5
1,8,5.5
1,8,0
1,12,0
4,45,0
4,45,40
4,17.5,40
4,17.5,59.75
4,9.5,59.75
4,7.5,59.75
4,7.5,81.75
4,9.5,81.75
5,9.5,83.25
5,7.5,83.25
5,7.5,96.75
5,9.5,96.75
4,9.5,98.25
4,7.5,98.25
4,7.5,123.75
0,0,123.75
1,0,2
$INPUT5 UNIT=0.001, MAXRAY=49, INDEX=2, SY=7, SX=7, NS=7$
1, 0.0 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
2, 0.0 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
3, 0.0 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
4, 0.0 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
5, 0.0 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
6, 0.0 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
7, 0.0 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
8, 0.4 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
9, 0.4 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
10, 0.4 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
```

```
11, 0.4 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
12, 0.4 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
13, 0.4 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
14, 0.4 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
15, 0.8 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
16, 0.8 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
17, 0.8 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
18, 0.8 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
19, 0.8 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
20, 0.8 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
21, 0.8 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
22, 1.2 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
23, 1.2 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
24, 1.2 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
25, 1.2 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
26, 1.2 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
27, 1.2 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
28, 1.2 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
29, 1.6 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
30, 1.6 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
31, 1.6 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
32, 1.6 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
33, 1.6 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
34, 1.6 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
35, 1.6 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
36, 2.0 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
37, 2.0 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
38, 2.0 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
39, 2.0 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
40, 2.0 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
41, 2.0 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
42, 2.4 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
43, 2.4 , 2, 0.2, 0.0, 0.1E-12, 0, 0
44, 2.4 , 2, 0.2, 0.4, 0.1E-12, 0, 0
45, 2.4 , 2, 0.2,-0.4, 0.1E-12, 0, 0
46, 2.4 , 2, 0.2, 0.8, 0.1E-12, 0, 0
47, 2.4 , 2, 0.2,-0.8, 0.1E-12, 0, 0
48, 2.4 , 2, 0.2, 1.2, 0.1E-12, 0, 0
49, 2.4 , 2, 0.2,-1.2, 0.1E-12, 0, 0
50,0,0,0,0,0,0,0,0
```

# Anhang B Datenfile zur Simulation der Ausgangsoptik

```
Outputoptik, SL1 auf Masse,V1=-1300,V2=-1000
$INPUT1 RLIM=20,ZLIM=200,POTN=5,POT=1500,200,0,600,1500,
  MI=19,MAXIT=75$
s,s,s,s,s,s,s,S
0,0,0
1,15,0
1,15,26.5
1,17,26.5
2,17,29.5
2,15,29.5
2,15,53.5
2,17,53.5
1,17,56.5
1,15,56.5
1,15,121.5
1,17,121.5
4,17,124.5
4,15,124.5
4,15,148.5
4,17,148.5
5,17,151.5
5,15,151.5
5,15,156.5
5,17,156.5
5,17,200
0,0,200
0,0,0
$INPUT5 UNIT=0.001, MAXRAY=49, INDEX=2, SY=2, SX=2, NS=7$
```



# Anhang C Datenfile zur Simulation des Mott-Detektors

```
Mott.dat, Kugelmott nach Gasteyer, 0.85kV, 38kV
$INPUT1 MAXIT=75, RLIM=100, ZLIM=200, POTN=5,
  POT=0,850,38000,0,0,0, MI=19$
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
0, 0, 0
1, 20, 0
1, 100, 0
1, 100, 200
2, 78, 200
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
2, 0, 135, 156
2, 32, 63.5
2, 20.5, 20
2, 17.5, 20
2, 30, 66
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
2,0,135,-150
2,75,200
3,37.5,200
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
3,0,135,75
3,19.6,103
3,4,103
3,4,104
3,15.2,104
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s,s
3,0,135,-69
3,34.44,133
3,5.5,133
3,5.5,134
3,34.5,134
3,34.5,135
3,0,135
3,34.5,135
3,34.5,200
4,0,200
```

0,0,0

\$INPUT5 UNIT=0.001, MAXRAY=49, INDEX=2, SX=10,SY=10, NS=7\$

# Literaturverzeichnis

- [Ada71] A. ADAMS and H. READ  
J. Phys. E: Sci. Instrum. **5** (1971) 150
- [Aul88] K. AULENBACHER  
Diplomarbeit  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1988
- [Aul93] K. AULENBACHER  
Dissertation  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1994
- [Bel87] U. BELZ  
Diplomarbeit  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1987
- [Doc93] C. DOCKENDORF  
Staatsexamensarbeit  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1993
- [Dre95] P. DRESCHER  
Dissertation (in Vorbereitung)  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1995
- [Fis95] H. FISCHER  
Dissertation  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1995
- [Gas88] W. GASTEYER  
Dissertation  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1988
- [Gay92] GAY ET AL. and DUNNING  
Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 114
- [Gri72] P. GRIVET  
“Electron Optics”  
Pergamon Press, Oxford; 1972
- [Her79] W.B. HERRMANNSFELDT  
“An Electron Trajectory Program”  
SLAC–Report 166, Stanford; 1979
- [Har76] E. HARTING and F. READ  
“Electrostatic Lenses”  
Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam; 1976

- [Hed91] D.W.O. HEDDLE  
“ Electrostatic lens systems”  
IOP Publishing Ltd, Bristol; 1991
- [Hop87] H. HOPSTER and D.L. ABRAHAM  
Rev. Sci. Instrum. **59** (1) (1988) 49
- [Hum90] S. HUMPHRIES, JR.  
“ Charged Particle Beams ”  
John Wiley & Sons, Inc.; 1990
- [Jos79A] K. JOST  
J. Phys. E: Sci. Instrum. **12** (1979) 1001
- [Jos79B] K. JOST  
J. Phys. E: Sci. Instrum. **12** (1979) 1006
- [Kes85] J. KESSLER  
“Polarized Electrons”  
Springer Verlag; Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo 1985
- [Mat61] H. MATSUDA  
J. Phys. E: Sci. Instrum. **32** (1961) 850
- [Mey94] M. MEYERHOFF ET AL.  
Phys. Lett. B **327** (1994) 201
- [Nef93] A. NEFF  
Diplomarbeit  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1993
- [Pac47] D.C. DE PACKH  
Rev. Sci. Instrum. **18** (1947) 789
- [Pic39] J. PICHT  
“Einführung in die Elektronenoptik”  
Barth, Leipzig; 1939
- [Pie49] J.R. PIERCE  
“ Theory and Design of Electron Beams”  
Van Nostrand, Princeton, NJ; 1949
- [Pie75] D. T. PIERCE, F. MEIER and P. ZÜRCHER  
Phys. Lett. A **51** (1975) 465
- [Plü94] S. PLÜTZER  
Dissertation  
Universität Mainz, Institut für Physik, 1994
- [Pur38] M. PURCELL  
“ The Focusing of Charged Particles by a Spherical Condenser”  
Phys. Rev. **54** (1938) 818
- [Rod86] D.C. RODWAY and M.B. ALLENSON  
J. Phys. D: Appl. Phys. **19** (1986) 1353

- [Sch84] W. SCHÄFER  
Wissenschaftliche Prüfungsarbeit für das Lehramt an Gymnasien  
Universität Mainz, Institut für Physik; 1984
- [Sep67A] A. SEPTIER  
“Focusing Of Charged Particles”  
Volume 1  
Academic Press; New York; 1967
- [Sep67B] A. SEPTIER  
“Focusing Of Charged Particles”  
Volume 2  
Academic Press; New York; 1967
- [Tak93] S. TAKASHI ET AL.  
Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 1837
- [Wol65] H. WOLLNIK and H. EWALD  
Nucl. Instr. Meth. **36** (1965) 93
- [Wol67] H. WOLLNIK  
“Electrostatic Prisms”  
pp 163–202 in :  
A. SEPTIER  
“Focusing of charged particles”  
Volume 2  
Academic Press; New York; 1967



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. E. Reichert für die herausfordernde Aufgabenstellung und sein großes Interesse an meiner Arbeit bedanken.

Dank gebührt allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe “Atomare Stoßprozesse” für das angenehme Arbeitsklima.

Speziell bei Stefan Plützer und Peter Drescher möchte ich mich für die vielen Diskussionen und Anregungen, insgesamt die gute Betreuung und die gemeinsam im Labor verbrachten Stunden, bedanken.

Stefan Plützer sei für die Bereitstellung zahlreicher Abbildungen und Zeichnungen herzlich gedankt.

Für das kritische Korrigieren dieser Arbeit möchte ich mich bei Peter Drescher und Michael Schemies bedanken.

Der Gruppe von Herrn Schreiber von der mechanischen Werkstatt des Instituts für Physik gilt mein besonderer Dank für die exakte Fertigung der zahlreichen Einzelteile.