



INSTITUT FÜR PHYSIK

JOHANNES-GUTENBERG-UNIVERSITÄT
MAINZ



Johannes Gutenberg (Kupferstich von Thuret)

Eine Quelle
longitudinalpolarisierter Elektronen
für das MAMI-Beschleunigersystem

Dissertation zur Erlangung des Grades
'Doktor der Naturwissenschaften'

am Fachbereich Physik
der Johannes-Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Kurt Aulenbacher
geboren in Birkenfeld

Mainz 1993

Erster Berichtstatter: Prof. Reichert
Zweiter Berichtstatter: Prof. v. Harrach
Dritter Berichtstatter: Prof. Baum
Datum der mündlichen Prüfung: 2. 5. 94

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Zum Aufbau dieser Arbeit	5
2	Experimente mit polarisierten Elektronen an MAMI	7
2.1	Polarisierte Elektronenensembles	7
2.2	Der elektrische Formfaktor des Neutrons	8
2.2.1	Formfaktoren in der elastischen, inklusiven Streuung	8
2.2.2	Verfügbare experimentelle Daten zum Neutronformfaktor	9
2.2.3	Der polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt	10
2.3	Die Experimente der A3-Kollaboration	12
2.3.1	Das Deuteriumexperiment ${}^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$	12
2.3.2	Das Helium-3-Experiment ${}^3He(\vec{e}, e'n)$	14
2.4	Experimentierprogramm mit polarisierten Elektronen	15
2.5	Hochenergetische, longitudinalpolarisierte Elektronen	16
2.5.1	Das MAMI-Beschleunigersystem	16
2.5.2	Konzept zur Erzeugung eines longitudinalpolarisierten Elektronenstrahls	17
3	Funktionsprinzipien einer polarisierten Quelle	21
3.1	Erzeugung polarisierter Elektronen	21
3.1.1	Polarisierung durch σ -Absorption in atomaren Systemen	21
3.1.2	Existierende atomare Quellen	22
3.1.3	Polarisierte Elektronenzustände in Festkörpern	23
3.1.4	Photoemission aus Halbleitern	27
3.2	Anforderungen an die polarisierte Elektronenquelle	28
3.2.1	Bemerkungen zur Betriebsstabilität	29
3.2.2	Bemerkungen zu Strahlpolarisation und -stromstärke	29
3.2.3	Bemerkungen zur Strahltransmission und -qualität	29
3.2.4	Anforderungen im Vergleich zu existierenden Anordnungen	32
4	Die Laserlichtquelle	35
4.1	Erzeugung der notwendigen Lichtleistung	35
4.1.1	Wahl des Lasersystems	35
4.1.2	Ar ⁺ -Ionenlaser	35
4.1.3	Der d.c.-Farbstofflaser	36
4.1.4	Wellenlängenselektion	37
4.2	Cavity dumping	39

4.2.1	Resonatormodifikation zur Akustooptischen Modulation (AOM)	39
4.2.2	Mechanismus der AOM	40
4.2.3	Diskussion der Pulseigenschaften	42
4.3	Lichtoptische Transportstrecke	42
4.3.1	Strahltransport im Lichtleiter	43
4.3.2	Betrieb des Lichtleiters	45
4.3.3	Transmission	47
4.3.4	Leistungsregulierung	48
4.4	Erzeugung der Zirkularpolarisation	49
4.4.1	Einbau der Pockelszelle	49
4.4.2	Vermessung der Zirkularpolarisation	50
4.4.3	Polaritätswechsel	51
5	Die 100-Kilovolt-Elektronenquelle	53
5.1	Konstruktionselemente der Quelle	53
5.1.1	Mechanischer Aufbau	53
5.1.2	Magnetische Eigenschaften der Quellenbauteile	57
5.1.3	Justierung der Quelle	58
5.2	Herstellung der NEA-Photokathode	59
5.2.1	Vorbereitung der Kristalle	59
5.2.2	Infrastruktur der Kristallpräparation	60
5.2.3	NEA-Herstellung	62
5.2.4	Vakuumerzeugung und -messung	63
5.3	Hochspannungsdesign	68
5.3.1	Isolierrohre	69
5.3.2	Hochspannungsabschirmungen	70
5.3.3	Lebensdauerprobleme durch Feldemission	70
5.3.4	Erklärungsversuch: Austrittsabsenkung durch Cäsium	72
5.3.5	Die Rolle von Verunreinigungen	74
5.3.6	Diskussion der Verbesserungsmöglichkeiten	75
5.3.7	Gradientenminimierung der Hochspannungselektroden	77
5.3.8	Verbesserungen nach der Optimierung der Feldgradienten	79
5.3.9	Beseitigung einer vorhandenen Feldemission	80
5.4	Elektronenoptik	80
5.4.1	Konzept für die Elektronenoptik der polarisierten Quelle	80
5.4.2	Die Emittanz	81
5.4.3	Die Eingangsemittanz	82
5.4.4	Elektronenoptik im raumladungsfreien Bereich	85
5.4.5	Raumladungseffekte	86
5.5	Experimentelle Untersuchungen des Elektronenstrahls	88
5.5.1	Die Quelle und das Strahlführungssystem	88
5.5.2	Transmissionsbestimmung	89
5.5.3	Vermessung der transversalen Emittanz	91
5.5.4	Abhängigkeit der Emittanz vom Anfangsstrahldurchmesser	93
5.5.5	Ortsabhängigkeit der Emittanz	94
5.5.6	Stromabhängigkeit der Emittanz	94
5.5.7	Abhängigkeit der Emittanz vom Präparationszustand des Kristalls	95

5.5.8	Der Einschub in den Beschleuniger	96
5.5.9	Elektronenpulserzeugung zur Strahldiagnose	98
5.6	Die Betriebsstabilität der Elektronenquelle	100
5.6.1	Diskussion der Betriebsstabilität ohne Elektronenstrom	100
5.6.2	Lastabhängigkeit der maximalen kontinuierlichen Betriebszeit	101
5.6.3	Lebensdauerermindernde Effekte	102
5.6.4	Betrieb mit Strahlfleckverschiebung	105
5.6.5	Regenerationsheizungen	105
5.6.6	Hypothese zur lokalen Quantenausbeuteverminderung	106
5.7	Konzept zur Produktion höchster Stromstärken	108
5.7.1	Die Doppelquelle	109
5.8	Zusammenfassung der Betriebsparameter	111
6	Untersuchungen der Strahlpolarisation	113
6.1	Grundlagen der Mott-Polarisationsmessung	113
6.1.1	Analysierstärke der Mottstreuung	114
6.2	Der Mottanalysator	115
6.2.1	Integration des Mottanalysators in den Spindrehler	115
6.2.2	Detektorgehäuse	117
6.2.3	Streuwinkeldefinition und mittlere, theoretische Analysierstärke	117
6.2.4	Detektoren und Zähllektronik	118
6.2.5	Steuerelektronik und Datenerfassung	120
6.3	Kalibrierung des Mottanalysators	122
6.3.1	Problematik der endlichen Energieauflösung und Foliendicke	122
6.3.2	Targetherstellung	124
6.3.3	Eliminierung apparativer Asymmetrien	126
6.3.4	Vorbereitende Asymmetriemessungen	126
6.3.5	Kalibration der Analysierstärke durch Extrapolation	128
6.3.6	Bestimmung der Polarisation	130
6.3.7	Qualitätsfaktor des Mottpolarimeters	131
6.3.8	Durchführung und Dauer einer Asymmetriemessung	132
6.4	Polarisationsmessungen	132
6.4.1	Polarisation als Funktion der Lichtwellenlänge	132
6.4.2	Polarisation als Funktion des Emissionsortes	132
6.4.3	Polarisation der verschiedenen eingesetzten Kristalle	132
6.5	Spinmanipulation	133
6.5.1	Das Møllerpolarimeter	134
6.5.2	Spindrehung	135
6.6	Schaltkorrelierte Asymmetrien	136
7	Pilotexperimente zum Neutron-Formfaktor	137
7.1	Der Spintransfer auf das Proton in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})$	137
7.2	Die G_E^N -Pilotexperimente	139
7.2.1	Messung des Spintransfers auf das Neutron ${}^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$	139
7.2.2	Messung der Asymmetrie in der Streuung am ${}^3\text{He}$	140
7.2.3	Zukünftige Strommengenanforderungen der A3-Experimente	140

8 Zusammenfassung	143
Danksagung	153
Inhaltsverzeichnis	153
Abbildungsverzeichnis	155
Tabellenverzeichnis	157

Kapitel 1

Einleitung

Einige der bisher ungeklärten Probleme aus der Kern- und Elementarteilchenphysik können durch exklusive Experimente in der Elektronenstreuung mit einem Impulsübertrag bis zu 1 GeV/c aufgeklärt werden. Viele solche Experimente sind erst durch die technische Realisierung von Elektronenbeschleunigern mit hohem Tastverhältnis möglich geworden, die die Vermessung der zutage tretenden Observablen durch Koinzidenzmessungen ermöglichen.

Der Dauerstrichelektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) ermöglicht Experimente im relevanten Impulsübertragsbereich mit dem maximal möglichen Tastverhältnis von 1 und stellt auf diese Weise die optimalen Bedingungen für Koinzidenzexperimente her [HER76].

Die Kontrolle der Polarisierung des Elektronenstrahls ist ein wichtiger Vorteil bei vielen Streuexperimenten, weil im spinabhängigen Anteil der Wirkungsquerschnitte meist Interferenzterme auftauchen, die das Produkt aus großen und kleinen Amplituden sind. Auf diese Weise wird die kleine Amplitude meßbar, da die große sie verstärkt. Beispielsweise wurde so in einem inklusiven Experiment am Mainzer 300 MeV Linearbeschleuniger der neutrale Strom in der paritätsverletzenden, quasielastischen Streuung am ${}^9\text{Be}$ nachgewiesen [HEI89]. Die Kombination der an MAMI durchführbaren Koinzidenzexperimente mit der Möglichkeit der spinabhängigen Vermessung der Wirkungsquerschnitte eröffnet auch in der rein elektromagnetischen Wechselwirkung den Zugang zu bisher unpräzise bekannten Observablen, von denen der elektrische Formfaktor des Neutrons eine der prominentesten ist.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Realisierung der Quelle spinpolarisierter Elektronen, die für solche Experimente benötigt wird.

1.1 Zum Aufbau dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine Quelle polarisierter Elektronen an MAMI zu installieren, die den gegenüber der älteren Generation von Quellen höheren Ansprüchen eines Dauerstrichbeschleunigers genügt.

Im folgenden Kapitel möchte ich einen Einblick in die theoretischen und experimentellen Hintergründe des Meßprogramms mit polarisierten Elektronen an MAMI geben. Dabei wird etwas ausführlicher auf das Experiment zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons eingegangen. Am Anfang von Kapitel 3 wird das hier verfolgte Konzept einer polarisierten Elektronenquelle, das auf der Photoemission aus Halbleitern beruht, erläutert. Danach werden die technischen Randbedingungen besprochen, die sich einerseits daraus

ergeben, daß die polarisierte Quelle an den Beschleuniger adaptiert werden muß und andererseits die Forderungen der Experimentatoren nach Strahlstrom und Polarisation erfüllt werden sollen. Kapitel 4 beschreibt Aufbau, Funktionsweise und Eigenschaften des für die Photoemission notwendigen Lasersystems. Im fünften Kapitel wird der zentrale Teil der Quelle behandelt, wobei besonderer Wert auf die erzielten Resultate zu Betriebsstabilität der Photokathode gelegt wird. Das Kapitel 6 behandelt die Untersuchung der wichtigsten Strahleigenschaft, der Polarisation. Im letzten Kapitel wird kurz über die Pilotexperimente zum elektrischen Formfaktor des Neutrons berichtet.

Kapitel 2

Experimente mit polarisierten Elektronen an MAMI

2.1 Polarisierte Elektronenensembles

Der quantenmechanische Operator, der zur Observablen 'Spin' gehört, wird in der kartesischen Basis und in Einheiten von $\hbar/2$ durch die Pauli Matrizen dargestellt. Der Erwartungswert des aus den drei Matrizen gebildeten Vektoroperators $\vec{\sigma}$ mit einer Spineigenfunktion:

$$\vec{P} = \langle \Psi | \vec{\sigma} | \Psi \rangle \quad (2.1)$$

wird Polarisation genannt. Dieser Vektor beschreibt die Richtung, bezüglich welcher die Messung der Spinkomponente immer nur einen der beiden möglichen Werte ergibt. Die Länge von \vec{P} muß daher (in Einheiten von $\hbar/2$) eins sein. Anschaulich gesprochen beschreibt der Vektor die Orientierung des magnetischen Moments des Elektrons im Raum.

Bei physikalischen Experimenten arbeitet man mit vielen Elektronen, die ein Ensemble bilden. Die Wellenfunktionen der Elektronen des Ensembles sind nicht notwendig alle im gleichen Eigenzustand und auch nicht in fester Phasenbeziehung zueinander. Gleichung 2.1 wird in diesem Fall durch die Einführung der Dichtematrix verallgemeinert, die dieser inkohärenten Überlagerung von Zuständen Rechnung trägt:

$$\rho = \sum_i w_i |\Psi_i\rangle \langle \Psi_i| \quad (2.2)$$

Die w_i sind die relativen Anteile der i-ten Wellenfunktion im Ensemble. Führt man die Bildung des Erwartungswerts für ein so definiertes Ensemble durch, so findet man:

$$\vec{P} = \text{Spur}(\rho \vec{\sigma}) \quad (2.3)$$

Die obige Definition der Polarisation gilt nur im Ruhesystem des Elektrons, da die Eigenfunktionen zu Polarisationskomponenten im Ruhesystem durch Dirac-Spinoren im Laborsystem beschrieben werden. Diese Spinoren sind nicht simultan Eigenfunktionen zu \mathbf{L} und \mathbf{S} , sondern nur zum Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} . Für die Polarisationskomponenten P_x und P_y , die in der Ebene senkrecht ('transversal') zum Impuls des Elektrons liegen, ergeben sich daher - wenn man den Spinoperator der Dirac Theorie anwendet - statt der Eigenwerte ± 1 die Werte $\pm 1/\gamma$ ($\gamma = E/m$).

Nur in dem Falle, daß die Polarisation parallel zum Impuls steht ('longitudinale Polarisation') ist $\sigma_z \Psi = \pm 1 \Psi$, weil die entsprechende Komponente l_z des Drehimpulses Null ist und somit σ_z alleine die Komponente j_z darstellt.

Bei einer exakten Berechnung der in der Elektronenstreuung relevanten Matrixelemente [DON86] stellt es sich heraus, daß die Auswirkung transversaler Spinkomponenten auf die Observablen um den Faktor $1/\gamma$ gegenüber der von longitudinalen Komponenten unterdrückt ist.

2.2 Der elektrische Formfaktor des Neutrons

2.2.1 Formfaktoren in der elastischen, inklusiven Streuung

Neutron und Proton unterscheiden sich von punktförmigen Dirac-Teilchen durch die Ausdehnung ihrer Ladungs- und Spinverteilung. Dies erzeugt eine Abweichung des beobachteten Wirkungsquerschnitts vom Dirac-Fall, was durch die elektrischen und magnetischen Formfaktoren beschrieben wird. Dabei ist eine funktionale Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag q^2 zu erwarten, da schon in der klassischen Quantenmechanik der Formfaktor die Fouriertransformierte $F(q)$ der Ladungsverteilung ist. Durch Berechnung des elastischen, inklusiven¹ Wirkungsquerschnitts am Nukleon in erster Bornscher Näherung folgt die Rosenbluthformel [ROS50]:

$$\begin{aligned} \frac{WQ^{(exp)}}{WQ^{(Dirac)}} &= \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \tan^2(\theta/2) & (2.4) \\ &= A(q^2) + B(q^2) \tan^2(\theta/2) \\ \text{wobei: } \tau &= \frac{q^2}{4M_N} \end{aligned}$$

Die Abhängigkeit von 2.4 vom Streuwinkel erlaubt die Extraktion beider Formfaktoren ('Rosenbluth-Separation'), da der Streuwinkel bei festem q^2 durch Variation der Beschleunigerenergie verändert werden kann. Die vermessene Abweichung des Wirkungsquerschnitts besitzt dann eine lineare Abhängigkeit von $\tan^2(\theta/2)$ und aus Steigung $B(q^2)$ und Achsenabschnitt $A(q^2)$ dieser Abhängigkeit lassen sich die Formfaktoren entnehmen. Auf diese Weise wurden die Formfaktoren G_M^P, G_E^P und G_M^N des Protons und des Neutrons relativ genau vermessen. Die q^2 -Abhängigkeiten aller drei Meßkurven lassen sich mit dem sogenannten 'Dipolfit' anpassen, der in der Tabelle 2.1 diesen Größen zugeordnet ist. Dazu wird lediglich der Parameter $k = 0.71 \text{ GeV}^2/c^2$ benötigt.

Im Grenzfall $q^2 \rightarrow 0$ müssen sich die beobachteten, statischen Momente von Neutron und Proton ergeben. Diese sind in Einheiten der Elementarladung bzw. des Kernmagneton in der linken Spalte der Tabelle 2.1 angegeben.

Das Neutron paßt nicht ganz in diesen 'Dipolfit'-Formalismus, da seine Ladung gleich Null ist. Daher vermutet man, daß beim Neutron der elektrische Formfaktor gegenüber dem magnetischen mit $\tau \cdot f(\tau)$ gewichtet werden muß, um die richtige Beschreibung der q^2 -Abhängigkeit zu erhalten [GAL71]. Dabei wird ein weiterer freier Parameter τ eingeführt. Wegen der vorhandenen Meßungenauigkeiten ergibt sich jedoch keine große Sicherheit über den wirklichen Verlauf der Kurve. Neben dem Wert für $q^2=0$ ist noch die Steigung der

¹Also ohne weitere Beobachtung des Nukleons.

Wert bei $q^2 = 0$	q^2 - Abhängigkeit	
$G_E^P(0) = 1$ $G_M^P(0) = 2.71$ $G_M^N(0) = -1.91$	$G(q^2) = \frac{G_0}{(1 + kq^2)^2}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{'Dipolfit'} \\ \text{'Galster-Fit'} \end{array} \right.$
$G_E^N(0) = 0$		

Tabelle 2.1: Tabelle zu den verfügbaren Daten über die Nukleon-Formfaktoren

Kurve in diesem Punkt gemessen worden, die dem mittleren quadratischen Ladungsradius entspricht. Dies geschah durch Streuung thermischer Neutronen an gebundenen Elektronen [KRO66].

Ein mikroskopisches Modell der elektromagnetischen Kernstruktur muß in der Lage sein, alle diese empirischen Fitkurven vorherzusagen. Die Bestimmung der Kurve $G_E^N(q^2)$ ist daher ein bedeutender experimenteller Input für die noch zu entwickelnde Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung im Inneren der Nukleonen.

2.2.2 Verfügbare experimentelle Daten zum Neutronformfaktor

Eine grundsätzliche Schwierigkeit bei der Rosenbluthseparation des elektrischen Formfaktors des Neutrons liegt darin begründet, daß dieser klein gegenüber dem magnetischen Formfaktor ist. Damit wird der Achsenabschnitt des Rosenbluthplots vom magnetischen Anteil (τG_M^2) dominiert.

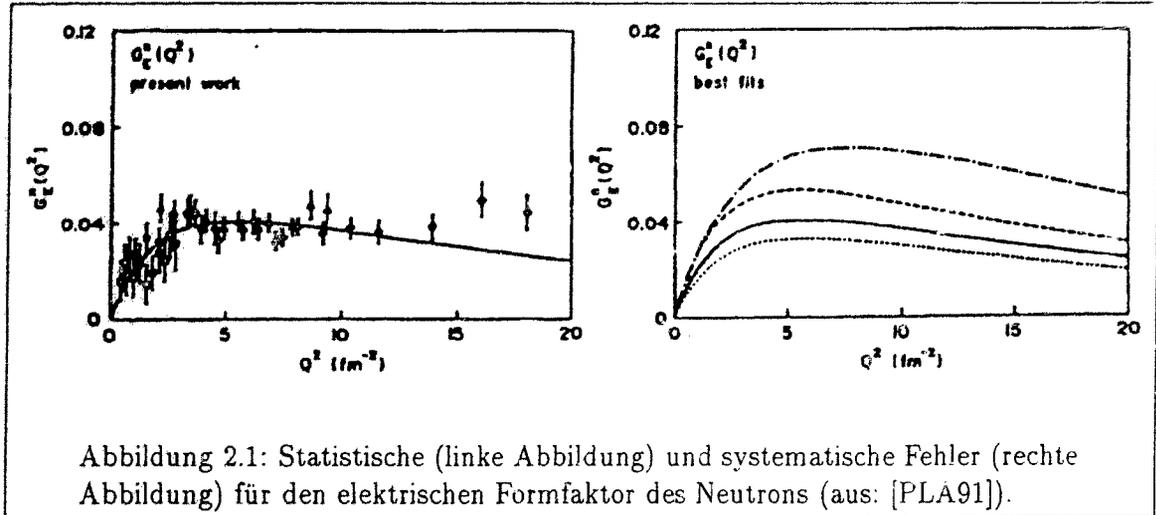
Das zweite Hindernis der Formfaktormessung ist, daß freie Neutronen nicht in nennenswerter Dichte verfügbar sind, so daß solche Messungen bislang immer am Deuterium vorgenommen worden sind.

Aus den so gewonnenen Daten über die Deuteron Formfaktoren (wegen $S=1$ beim Deuteron existieren drei Formfaktoren) läßt sich bei Kenntnis der Deuteriumwellenfunktion der Anteil der Formfaktoren des Protons eliminieren.

Trotz aller Schwierigkeiten haben daher sehr präzise Messungen des Deuteronformfaktors [PLA91] die statistische Genauigkeit so weit gesteigert, daß systematische Effekte eine bedeutendere Rolle spielen. Die Fehlerbalken im linken Teil der Abbildung 2.1 zeigen die erzielte Genauigkeit, wenn ein gegebenes Nukleon-Nukleon Potential zur Extraktion des Formfaktors verwendet wird. Dabei muß aus den Meßwerten für $A(q^2)$ durch 'Entfaltung' der Wellenfunktion des Deuteriums der Anteil des Protons am gemessenen Formfaktor herausgerechnet werden.

Diese 'Entfaltung' ist wegen der verschiedenen Kernpotentialmodelle, von denen derzeit keines bevorzugt verwendet werden kann, nicht eindeutig: Je nach eingesetztem Kernpotential differieren die extrahierten Werte für den Formfaktor um bis zu 50%, wie der rechte Teil der Abbildung zeigt.

Zum jetzigen Zeitpunkt ist eine präzisere Bestimmung des Formfaktors nur möglich, wenn eine andere Meßmethode verwendet wird, die von dieser Modellabhängigkeit befreit ist. Eine derartige Messung würde wahrscheinlich eine Aussage über die Richtigkeit der Kernmodelle erlauben.



2.2.3 Der polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt

Jeder Wirkungsquerschnitt läßt sich in einen polarisationsabhängigen und einen polarisationsunabhängigen Anteil aufspalten [DON86]:

$$W = \Sigma + h\Delta \quad (2.5)$$

Dabei ist h die Elektronenhelizität (Longitudinalpolarisation).

Die Auswirkungen aller Transversalkomponenten der Polarisation sind mit dem Faktor $1/\gamma$ gegenüber Δ unterdrückt und daher bei hochrelativistischen Energien verschwindend klein. Falls man die Kontrolle über das Vorzeichen 'h' der Elektronenhelizität besitzt, läßt sich die folgende Meßgröße bestimmen, die 'Asymmetrie' genannt wird:

$$A = \frac{W^{(h+)} - W^{(h-)}}{W^{(h+)} + W^{(h-)}} = h \cdot \frac{\Delta}{\Sigma} \quad (2.6)$$

Bei bekannter Helizität ist es möglich, aus der Asymmetrie die Größe des spinabhängigen Wirkungsquerschnitts zu bestimmen und auf diese Weise an bisher unzugängliche Informationen zu gelangen. Es versteht sich von selbst, daß im Experiment die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit möglichst großer Longitudinalpolarisation wichtig ist.

Eine Asymmetrie ist eine besonders bequeme Meßgröße, weil nur ein Verhältnis zweier Zählraten gemessen werden muß. Zeitliche Drifts der Meßapparaturen können durch rasche Helizitätswechsel unter Kontrolle gehalten werden.

Strukturfunktionen und Formfaktoren

In der Theorie werden die Wirkungsquerschnitte durch die longitudinalen und transversalen Strukturfunktionen dargestellt. Damit sind die transversalen und longitudinalen Projektionen des hadronischen Stroms auf die Richtung des Impulsübertrags gemeint. Der Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen und den Formfaktoren des Nukleons ist durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} \sqrt{4\pi}F_L &= (1 + \tau)G_E \\ \sqrt{4\pi}F_T &= -\sqrt{2\tau(1 + \tau)}G_M \end{aligned} \quad (2.7)$$

gegeben [DON86].

Die Zahl der möglichen Strukturfunktionen ist durch die verschiedenen Orientierungsmöglichkeiten von Targetspin und Strahlhelizität gegeben. In der inklusiven Streuung ohne Polarisationsfreiheitsgrade bleiben wegen der notwendigen Mittelung über die Spinfreiheitsgrade nur die Beiträge $\propto F_T^2$ und F_L^2 übrig. Das führt zu den oben beschriebenen Schwierigkeiten bei der Rosenbluthseparation.

Im Falle der exklusiven Streuung - d. h. bei Nachweis des rückgestoßenen Nukleons - erhöht sich die Zahl der Strukturfunktionen auf 5, wobei die fünfte nur im polarisationsabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnitts vorkommt.

Besitz: man zusätzlich die Kontrolle über die Polarisation des Nukleons relativ zum Impulsübertrag, so erhöht sich die Zahl der meßbaren Strukturfunktionen auf 6 [DON91].

Alle Strukturfunktionen erhalten multiplikative kinematische Faktoren, die in [DON86] angegeben sind.

In der elastischen und rein elektromagnetischen Streuung am Nukleon sind alle Strukturfunktionen Funktionen von G_E und G_M . In diesem Falle bringt die Inflation der Zahl von Strukturfunktionen scheinbar² keine neuen Informationen.

Interessant werden spezielle Strukturfunktionen durch den Umstand, daß die funktionale Abhängigkeit günstiger ist, um beispielsweise den elektrischen Formfaktor des Neutrons zu bestimmen. Für eine Orientierung des Nukleonspins senkrecht zum Impulsübertrag kommt es zur Interferenz zwischen der longitudinalen und transversalen Komponente (Strukturfunktion $F_{TL} \propto F_L \cdot F_T$, und damit $\propto G_E \cdot G_M$), die nur im spinabhängigen Wirkungsquerschnitt auftritt und daher durch Messung der Asymmetrie bestimmt werden kann.

Die Größe der Asymmetrie für eine beliebige Orientierung der Nukleonpolarisation mit parallelen und senkrechten Projektionen P^\perp und P^\parallel auf die Richtung des Impulsübertrags ist (nach [DON86]):

$$A(\vec{n}) = P_e \cdot \frac{-2\sqrt{(\tau(1+\tau))} \tan(\frac{\theta}{2}) P^\perp G_E G_M + 2\tau \sqrt{1+\tau + (1+\tau)^2 \tan^2(\frac{\theta}{2})} \tan(\frac{\theta}{2}) P^\parallel G_M^2}{G_E^2 + \tau G_M^2 \cdot [1 + 2(1+\tau) \tan^2(\frac{\theta}{2})]} \quad (2.8)$$

$$= P_e \cdot \frac{a(\tau, \theta) P^\perp G_E G_M + b(\tau, \theta) G_M^2 P^\parallel}{G_E^2 + c(\tau, \theta) G_M^2} = A^\perp + A^\parallel$$

Die Bestimmung der Asymmetrie A^\perp ergibt somit bei ansonsten bekannten Größen einen Wert für den elektrischen Formfaktor. Der Wert der Asymmetrie wird durch den magnetischen Formfaktor vergrößert, so daß sie leichter präzise zu vermessen ist; oft wird auch von einer 'Verstärkung' durch den magnetischen Formfaktor in diesem Interferenzterm gesprochen.

Aufgrund der Beobachtung beider Teilchen gehen die Formfaktoren des Nukleons - und damit im Falle der Beobachtung des Neutrons *nicht* die des Deuterons - ein, so daß die Messung modellunabhängiger³ wird.

²Die fünfte Strukturfunktion ist z.B. auf die Wechselwirkung des ausfliegenden Nukleons mit dem Restkern - die im Falle des Neutrons wegen der Verwendung von Deuteriumtargets immer vorliegt - empfindlich und erbringt so durchaus neue Information.

³Wegen Effekten wie z.B. der Endzustandswechselwirkung ist es nicht ganz richtig, eine Modellabhängigkeit völlig auszuschließen. Es wird aber angenommen, daß diese Effekte zumindest beim Deuteron die Genauigkeit der Ergebnisse nicht limitieren werden [ARE87].

Wenn keine Nukleonpolarisation verfügbar ist, ergibt sich eine Polarisation des rückgestoßenen Nukleons, jedoch keine Asymmetrie. Die Größe der Polarisation quer zum Impulsübertrag ist ebenfalls durch den Interferenzterm gegeben, und beträgt nach [ARN81]:

$$P_x = P_e \cdot \frac{-2\sqrt{\tau(1+\tau)}\tan(\frac{\theta}{2})G_M G_E}{G_E^2 + \tau G_M^2(1 + 2(1+\tau)\tan^2(\frac{\theta}{2}))} \quad (2.9)$$

Bis auf die durch die Nukleonpolarisation P_N ausgedrückte Abhängigkeit sind also die Asymmetrie A^\perp aus (2.8) und die Rückstoßpolarisation P_x identisch.

Daher tritt auch ein Polarisationsübertrag parallel zur Richtung von \mathbf{q} auf, der proportional zu G_M^2 ist.

Sowohl die Asymmetrie A^\perp als auch die Rückstoßpolarisation P_x sind daher empfindlich auf den elektrischen Formfaktor. Eine Vermessung von A oder P_x ermöglicht im Falle der Streuung am Neutron die gewünschte präzise und weitgehend modellunabhängige Extraktion von G_E^N .

2.3 Die Experimente der A3-Kollaboration

Die A3-Kollaboration des SFB 201 'Mittelenenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung' in Mainz versucht die genannten beiden Meßgrößen so genau zu bestimmen, daß der elektrische Formfaktor des Neutrons nach Durchführung der Experimente im Bereich zwischen 5 und 15 fm^{-2} auf etwa $\pm 10\%$ bekannt ist.

Dazu soll das in Abbildung 2.2 gezeigte Detektorsystem eingesetzt werden, das zum jetzigen Zeitpunkt zu großen Teilen fertiggestellt ist.

2.3.1 Das Deuteriumexperiment $^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$

Diese Reaktion erfordert eine Analyse der Rückstoßpolarisation des aus dem Deuteronauflbruch entstehenden Neutrons nach Gleichung 2.9. Nach der Streuung des polarisierten Elektronenstrahls an einem Flüssigdeuteriumtarget muß zunächst mit der Bleiglasdetektormatrix das elastische Elektronenstreuereignis erkannt werden.

Der Bleiglasdetektor besitzt eine genügend hohe Energieauflösung, um elastisch gestreute Elektronen z.B. von solchen zu unterscheiden, die durch Pion-Produktion einen Teil ihrer Energie verloren haben. Die Segmentierung des Detektors erlaubt eine relativ genaue Bestimmung der Richtung des gestreuten Elektrons und damit auch eine Definition des Impulsübertrags. Der in Abbildung 2.2 vor dem Elektronendetektor eingezeichnete Čerenkovdetektor ist zunächst für den Einsatz im Helium-Experiment (siehe unten) konzipiert worden, wo seine abbildenden Eigenschaften zur Unterdrückung der Streueignisse von den Targetfenstern ausgenutzt werden. Dies ist dort notwendig, da die Massenbelegung des ^3He -Gastargets geringer ist als die seiner Fenster. Es hat sich aber bereits herausgestellt, daß die untergrundreduzierenden Eigenschaften des Detektors auch im Deuteriumexperiment nützlich sein können.

Da die interessante Polarisationskomponente in der Streuebene und quer zum Impulsübertrag liegt, erwartet man bei einer Streuung des Neutrons - bei geeignetem Streupotential - eine oben/unten Asymmetrie des Neutronenflusses.

Die Identifikation der Neutronen geschieht in zwei aufeinanderfolgenden Wänden aus 1.8 und 3 Meter hohen Plastiksintillatoren. Die Information über die Einschlaghöhe in den

q^2 [fm^{-2}]	E_0 [MeV]	Θ_e	Θ_n	T_N [MeV]	P_x [%]	$d\sigma/dq^2$ [nbarn/ fm^{-2}]	ΔQ^2 fm^{-2}	Messzeit [h]
5	500	59 °	49°	106	12	15	4.1 - 5.9	50
5	850	32 °	61°	107	9	16	3.1 - 7.0	60
10	850	50°	48°	203	13	3	7.8 - 12.1	200
15	850	69°	37°	310	15	0.8	13.1 - 16.7	700

Tabelle 2.2: Strahlzeitabschätzung für das $D(\vec{e}, e'\vec{n})$ -Experiment. Vorausgesetzt ist das Vorhandensein eines Elektronenstrahls mit 40% Longitudinalpolarisation und einer Stromstärke von $5\mu A$

Detektor erhält man aus der Zeitdifferenz der Signale, die das Szintillationslicht in den oben und unten an den Plastikstäben angebrachten Photomultipliern auslöst. Dabei kann das Eintreffen der Signale relativ zum Zeitpunkt des Nachweises eines elastisch gestreuten Elektrons in der Bleiglasmatrix gemessen werden.

Die erste (Analysator-)Szintillatorwand dient nicht nur ('passiv') der Bereitstellung von streuendem Material - in diesem Fall $(CH)_n$ -Polymer⁴ -, weil wegen der flächenhaften Ausdehnung der ersten Wand zunächst keine Definition des Streuwinkels in der Neutronstreuung vorliegt. Erst durch die Ortung der Einschlaghöhe in erster und zweiter Wand kann diese Information gewonnen werden. Die seitliche Ortsinformation wird durch die streifenartige Segmentierung der Neutronendetektorwände erzielt.

Wegen des gleichzeitigen Nachweises des elastisch gestreuten Elektrons ist dieses Experiment also auf die Detektion einer Dreifachkoinzidenz angewiesen.

Diese ohnehin aufwendige Messung wird durch die relativ niedrige Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillatoren für Neutronenereignisse weiter erschwert.

Nur ein sehr sorgfältiger Experimentaufbau und die c.w.-Zeitstruktur des Strahls ermöglichen die Unterdrückung der Untergrundereignisse gegenüber den Neutronensignalen.

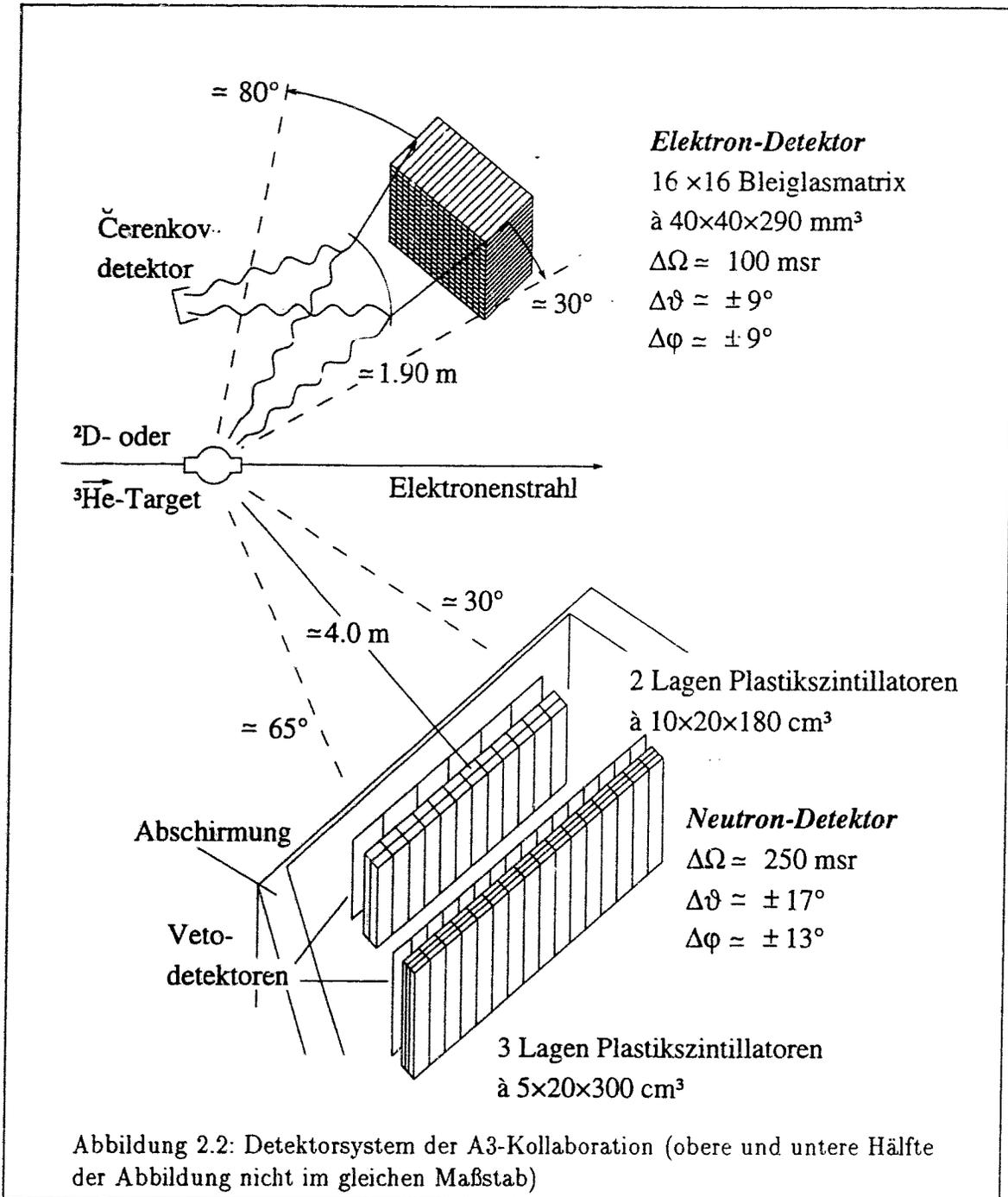
Bereits relativ frühzeitig wurde eine Abschätzung erstellt, die ergab, daß sich der elektrische Formfaktor mit drei Winkelstellungen des Gesamtdetektors im q^2 -Bereich von $5 fm^{-2}$ bis $15 fm^{-2}$ in Schritten von $0.5 fm^{-2}$ vermessen läßt, wobei 10% statistische Genauigkeit angestrebt wird [FIN89]. Dabei wurde von einer Stromstärke von 5 Mikroampere und einer Strahlpolarisation von 40% ausgegangen.

Die Tabelle 2.2 zeigt die experimentellen Parameter.

Auch mit einer Messung der Asymmetrie mit der angestrebten statistischen Genauigkeit ist die Ermittlung der Neutronpolarisation noch nicht abgeschlossen, da die Analysierstärke des Polarimeters nur ungenau berechnet werden kann. Es muß daher an einem Neutronenstrahl definierter Polarisation kalibriert werden, der an einigen Beschleunigerzentren wie z.B. SATURNE zur Verfügung steht.

Näheres zum Detektorsystem, zur Datenerfassung und -reduktion in diesem komplizierten Experiment ist den Dissertationen von D. Eyl und A. Frey zu entnehmen [FRE93], [EYL93].

⁴Man möchte bevorzugt die Streuung am Proton des Polymers nachweisen, da diese eine hohe Analysierstärke besitzt.



2.3.2 Das Helium-3-Experiment ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$

Die Vermessung der Asymmetrie aus Gleichung 2.8 erfordert die Bereitstellung eines polarisierten Neutronentargets. Die einzige für ein solches Experiment derzeit realisierbare Lösung ist die Polarisierung des Neutrons im Helium-3 Atomkern. Der Spin-1/2 des Helium-3-Kerns wird fast völlig vom Neutron alleine getragen, weil sich die Spins der Protonen aufgrund der gefüllten S-Schale absättigen. Daher kann das Neutron in erster Näherung zunächst als 'freies' Teilchen betrachtet werden,

Natürlich ist durch die Anwesenheit der Protonen im Helium-3 die Interpretation der erziel-

ten Resultate gegenüber der Vermessung der Rückstoßpolarisation erschwert.

Die experimentellen Schwierigkeiten liegen bei diesem Experiment im wesentlichen in der Bereitstellung eines polarisierten Helium-3 Targets genügender Dichte begründet.

Zur Gewinnung der Kernspinpolarisation müssen die Atomhüllen der Helium-Atome polarisiert werden. Dies geschieht, indem metastabile 2^3S_1 -Zustände in einer Gasentladung erzeugt und mit einem leistungsstarken Laser ($P=5$ Watt, $\lambda=1083\text{nm}$) optisch gepumpt werden. Durch die Hyperfeinwechselwirkung stellt sich eine Kernspinpolarisation ein, die durch Austauschstöße auch dann beibehalten wird, nachdem das Helium-Atom wieder im Grundzustand vorliegt.

Da die Erzeugung der metastabilen Helium-Atome nur in einer Gasentladung gelingt, die einen Betriebsdruck von etwa 1 Torr erfordert, mußte ein Kompressor entwickelt werden, der die Verdichtung des polarisierten Gases auf Drücke von ca. 1 bar erlaubt. Eine besondere Schwierigkeit ist dabei, daß magnetische Wechselwirkung zu einer schnellen Abnahme (Relaxation) der Polarisation führt. Daher wurde eine Töpler-Pumpe entwickelt, deren Gehäuse und bewegliche Teile im wesentlichen aus Glas und aus Quecksilber bestehen. Dieses Pumpsystem vermindert die Relaxationen so weit, daß bei einem Druck von 1 bar noch 40% Kernspinpolarisation vorliegt [ECK92].

Die Messung der Asymmetrie ist an den koinzidenten Nachweis des Neutrons gebunden. Im wesentlichen kann dazu der gleiche Detektor wie für das Deuteriumexperiment benutzt werden, dessen Leistungsfähigkeit ja sogar für den Nachweis einer Dreifachkoinzidenz ausgelegt ist.

2.4 Experimentierprogramm mit polarisierten Elektronen

Neben den A3-Experimenten ist ein Experimentierprogramm mit polarisierten Elektronen geplant, an dem praktisch alle am Mainzer Mikrotron experimentierenden Kollaborationen teilnehmen:

- Paritätsverletzende Observablen können an MAMI nicht ohne polarisierten Elektronenstrahl vermessen werden. Solche Meßgrößen sind im MAMI-Energiebereich wegen der gegenüber der Masse des Z-Bosons kleinen Impulsüberträge ohne die Hilfe des helizitätsabhängigen Interferenzterms zwischen elektromagnetischer und schwacher Amplitude unmeßbar klein. Ein Paritätsexperiment der A4-Kollaboration soll die Paritätsverletzung in der elastischen Streuung am Proton vermessen und so Informationen über die Strangeness-Formfaktoren des Protons erbringen. Die Zielsetzung des Experiments ist, die Asymmetrie in der elastischen Streuung - es wird vermutet, daß sie einige 10^{-6} beträgt - mit einer statistischen Genauigkeit von 3% zu vermessen.

Daraus folgt (siehe [FIN92]), daß das Experiment nur dann in einem zeitlich durchführbaren Rahmen bleibt, wenn mit Elektronenstrahlen von mehr als 50 % Polarisation und Stromstärken gearbeitet wird, die in der Nähe der maximal für MAMI möglichen liegen. Damit gehen die Anforderungen noch weit über diejenigen der A3-Experimente hinaus.

- Die Durchführung von inelastischen Streuexperimenten ermöglicht ebenfalls die Vermessung sonst unzugänglicher Amplituden. Ein entsprechender Interferenzterm in der Pion-Elektroproduktion am Proton $p(\bar{e}, e'p)\pi^0$ erlaubt die Bestimmung des Verhältnisses der E2 und C2 Amplituden. Die A1-Kollaboration plant ein entsprechendes

Kollaboration	A1	A2	A3	A4
Experiment	$p(\bar{e}, e' \bar{p}) \pi^0$	$p(\bar{\gamma},)$	$D(\bar{e}, e' \bar{n}), {}^3He(e, e' n)$	$p(\bar{e}, e')$
Strahlstrom [μA]	?	<0.01	5-10	>50
geforderte Polarisierung	?	>50%	40%	>50 %
Meßzeit [h]	?	1000	typ. 200	> 500
Bemerkung	geplant	im Aufbau	Experiment begonnen	im Aufbau

Tabelle 2.3: Geplante Experimente mit polarisierten Elektronen an MAMI

Experiment.

- Weiterhin ist es an MAMI mit polarisierten Elektronen möglich, einen zirkularpolarisierten Strahl monochromatischer, hochenergetischer Photonen herzustellen. Dazu kann der Photonentagger der A2-Kollaboration benutzt werden, der die Energie von Bremsstrahlungsquanten durch die Vermessung der Energie des gebremsten Elektrons markiert. In der Nähe des Endpunkts des Bremsstrahlungsspektrums liegt der Helizitätsübertrag auf die Photonen nahe bei eins. Mit diesen zirkularpolarisierten Gammaquanten könnte die Abhängigkeit des Absorptionswirkungsquerschnitts von der Photonhelizität in der Streuung an polarisierten Protonen vermessen werden. Für diese Größe existiert seit langer Zeit ein Theorem, das als die 'Gerassimov-Drell-Hearn-Summenregel' bekannt ist ([DRE66], [GER65]) und so erstmals genau überprüft werden könnte. Wegen der Limitierung der maximalen Rate durch das Tagging-System zur Energiemarkierung der Photonen werden hier nur polarisierte Elektronenströme in der Größenordnung von nA gefordert, dabei muß wegen der ohnehin langen Meßzeiten aber auf den höchstmöglichen Polarisationsgrad Wert gelegt werden.

Die Tabelle 2.3 stellt die Experimente mit ihren Anforderungen an den polarisierten Strahl zusammen.

2.5 Hochenergetische, longitudinalpolarisierte Elektronen

2.5.1 Das MAMI-Beschleunigersystem

Abbildung 2.3 zeigt die Draufsicht auf das MAMI Beschleunigersystem. Die wesentlichen Bestandteile sind die drei kaskadierten Mikrotrone RTM1-RTM3. Die konventionelle, thermische Elektronenquelle befindet sich vor dem Injektorlinearbeschleuniger, der die Injektionsenergie von 3.5 MeV für das erste Mikrotron bereitstellt. Im Zwischenraum zwischen dieser Quelle und dem Beginn des Injektors ist genügend Raum vorhanden, um den polarisierten Elektronenstrahl bei Bedarf einzulenken. Nach dem Injektor folgen die drei Mikrotrone. Die erste Stufe beschleunigt von 3.5 auf 14 MeV, die zweite von 14 auf 180 MeV. Die letzte Stufe schließlich erreicht 855 MeV, wobei der Strahl auf 90 Bahnen rezirkuliert wird. Danach wird der Strahl auf die verschiedenen Experimentierhallen verteilt.

2.5.2 Konzept zur Erzeugung eines longitudinalpolarisierten Elektronenstrahls

Aufgrund der geringen Zahl von Rezirkulationen und des schnellen Energiegewinns sollte in MAMI die depolarisierende Wirkung von Resonanzen unterdrückt sein, so daß es nicht - wie in Speicherringen - notwendig ist, den Elektronenspin senkrecht zur ablenkenden Ebene des Beschleunigers einzuschließen. Jedoch läßt sich die Richtung des Spins nach der Beschleunigung nicht genau vorhersagen, da wegen der Abweichung des g -Faktors des Elektrons vom Wert 2 die Spin-Präzessionsfrequenz ω_s von der Impulspräzessionsfrequenz (Zyklotronfrequenz) ω_p abweicht. Die BMT-Gleichung [BAR59] sagt für die Bewegung des Elektrons senkrecht zum Magnetfeld - genau diese liegt bei der Rezirkulation der Elektronen in den Dipolmagneten der Mikrotrone vor - die Spinpräzessionsfrequenz

$$\omega_s = \omega_p \cdot \left(1 + \frac{(g-2)}{2} \gamma\right) \quad ; \quad \frac{g-2}{2} \approx \frac{\alpha}{2\pi} = 1.16 \cdot 10^{-3} \quad (2.10)$$

voraus. Der bei nichtrelativistischen Energien ($\gamma \approx 1$) unbedeutende Effekt führt bei der Beschleunigerendenergie (855 MeV entsprechen $\gamma \approx 1673$) zu einer gegenüber der Zyklotronfrequenz etwa dreifach höheren Spinpräzessionsfrequenz. Die kumulative Wirkung aller Rezirkulationsbögen auf der Beschleunigungsstrecke ergäbe höchstens zufälligerweise eine longitudinale Polarisationsrichtung am Ort des Experiments.

Abbildung 2.4 veranschaulicht das Konzept, mit dem eine Optimierung der longitudinalen Polarisationskomponente vorgenommen wird.

Zunächst ist es notwendig, mit einem Polarimeter das Verhältnis der longitudinalen zur transversalen Spinkomponente zu messen.

Unmittelbar vor dem Experiment befindet sich das Polarisationsmeßgerät für die hochenergetischen Elektronen, das Møllerpolarimeter, mit dem die Richtung des Polarisationsvektors vollständig bestimmt werden kann. Da keine weitere Ablenkung zwischen dem Polarimeter und dem Experiment erfolgt, liegt die gemessene Polarisationsrichtung auch am Target vor. Weil die Energiestabilität des Beschleunigers besser als $1 \cdot 10^{-4}$ ist, wird sich dieser Winkel nicht im Laufe eines Experimentes ändern. Nach der Messung des vorliegenden Winkels kann prinzipiell die Beschleunigerenergie um einige Promille verändert werden, so daß

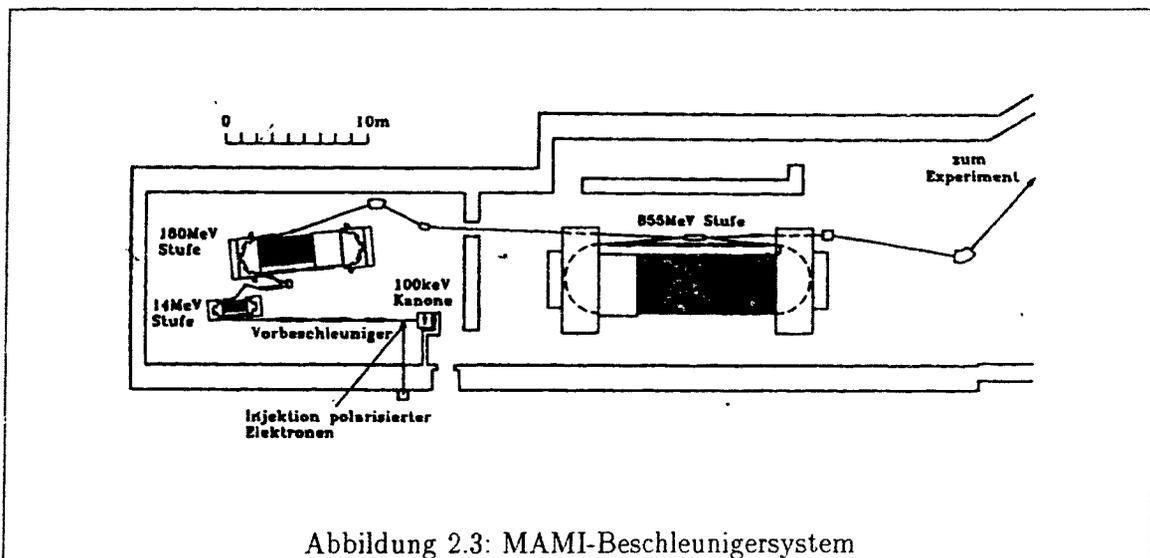


Abbildung 2.3: MAMI-Beschleunigersystem

18 KAPITEL 2. EXPERIMENTE MIT POLARISIERTEN ELEKTRONEN AN MAMI

die nun veränderte Summe der Spinpräzessionswinkel aller Rezirkulationsbahnen den gemessenen Winkel kompensiert. Dieses Verfahren ist relativ langsam und auch nur in der Beschleunigerebene anwendbar.

Eine flexiblere Methode besteht darin, die Winkelfehlstellung am Targetort durch eine entsprechende Spindrehung auf der Strahltransportstrecke zwischen Quelle und Injektion zu kompensieren. Es ist nur erforderlich, den zunächst aufgefundenen Winkel mit Hilfe eines geeigneten Spindrehers 'vorzuhalten'.

Obwohl wegen der geringen Strahlenergie an dieser Stelle nur kleine Feldstärken zur Spinrotation gebraucht werden, ist die Konstruktion eines Spindrehers nicht trivial, da die elektronenoptischen Eigenschaften der Transportstrecke sich nicht stark ändern dürfen, wenn eine Spinrotation erforderlich wird. Das Gerät soll außerdem eine Orientierung des Spins in eine *beliebige* Raumrichtung - also auch aus der Beschleunigerebene heraus - ermöglichen, da bei sogenannten 'out-of-plane' Experimenten diese zusätzliche Orientierung erforderlich wird.

Die Konstruktion des Spinrotators, die von K.H. Steffens [STE93a] vorgenommen wurde, war daher eine zentrale Aufgabe des Projektes. Im Kapitel 6 sind einige der mit dem Spinrotator erzielten Resultate beschrieben (siehe z.B. Abb. 6.16).

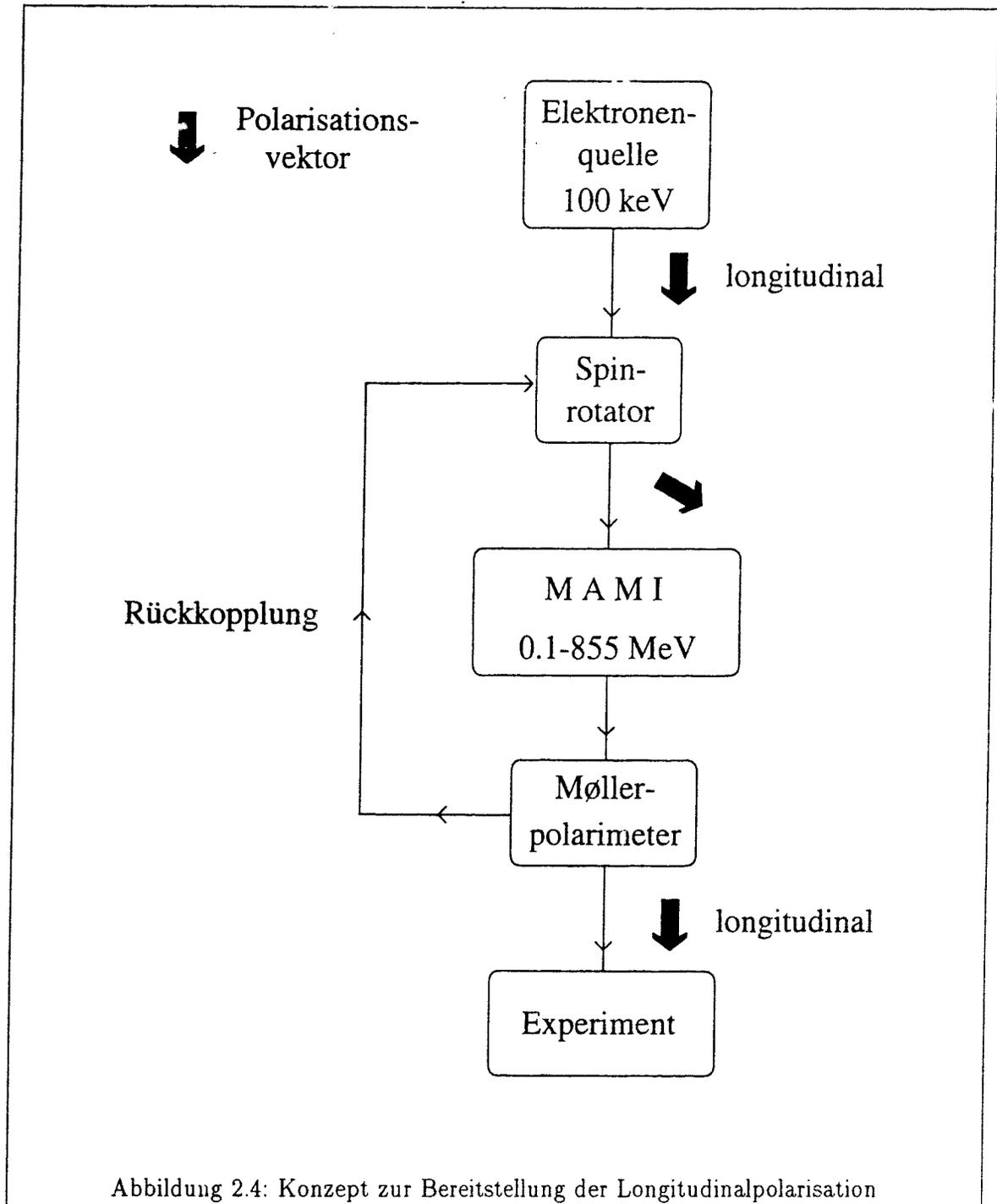


Abbildung 2.4: Konzept zur Bereitstellung der Longitudinalpolarisation

Kapitel 3

Funktionsprinzipien einer polarisierten Quelle

Die Trennung der beiden Spinzustände aus freien unpolarisierten Zuständen ist im Gegensatz zum Stern-Gerlach-Experiment an Atomen bei Elektronen unmöglich [MOT68]. Daher versucht man die gewünschten Spinzustände aus gebundenen Systemen zu extrahieren. Dies ist sogar mit Hilfe makroskopischer Felder möglich: Die spontane Polarisierung von Elektronen in Elektronenspeicherringen bei sehr hohen Energien (Sokolov-Ternov-Effekt, [TER62],[BLO90]) ist ein Resultat der Wechselwirkung mit der Beschleunigerstruktur, die die Elektronen festhält. Die Größe der verwendeten Apparate und die langen Zeitkonstanten der Aufpolarisation machen jedoch die Anwendung dieser Methode - außer bei den größten Elektronenspeicherringen wie LEP und HERA - unattraktiv. Daher muß man die Wechselwirkung des Spins mit atomaren Feldern ausnutzen, um handhabbare polarisierte Elektronenquellen für die Mittelenergiephysik zu erhalten.

3.1 Erzeugung polarisierter Elektronen

3.1.1 Polarisierung durch σ -Absorption in atomaren Systemen

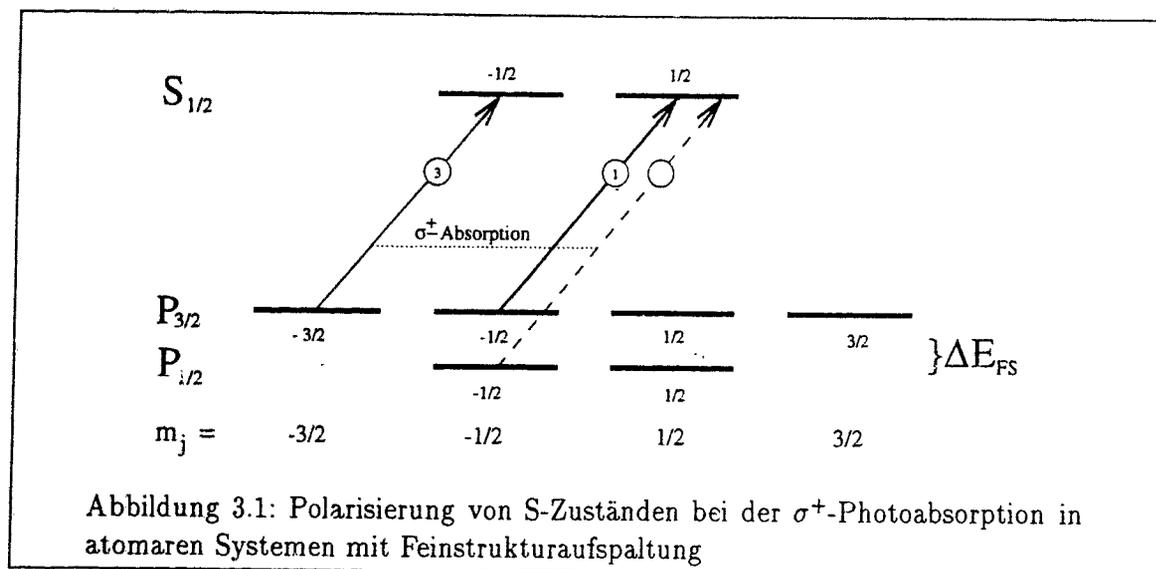
Die Absorption von zirkularpolarisiertem σ -Licht verändert die ursprüngliche Gleichverteilung in den Zeeman-Zuständen der Atome und ermöglicht so die Herstellung polarisierter Ensembles. Dies ist exemplarisch anhand der Abbildung 3.1 zu verstehen: Bei σ^+ -Absorption vom P-Grundzustand in den S-Zustand ($m_l = 0$) können nur die Anteile der Zustände zur Übergangsrate beitragen, die einen Anteil einer P-Wellenfunktion mit $m_l = -1$ enthalten, da der Dipoloperator nur die räumlichen Komponenten miteinander verknüpft¹ und $\Delta m_l = +1$ für σ^+ -Absorption ist.

Die Clebsch-Gordan-Zerlegung der beiden beteiligten $P_{3/2}$ -Zustände ist:

$$|3/2 - 1/2\rangle = \sqrt{2/3} \cdot |1 0\rangle |1/2 - 1/2\rangle + \sqrt{1/3} \cdot |1 - 1\rangle |1/2 1/2\rangle \quad (3.1)$$

$$|3/2 - 3/2\rangle = 1 \cdot |1 - 1\rangle |1/2 - 1/2\rangle$$

¹Durch die Orthogonalität der Spinfunktionen sind nur Übergänge mit gleichem m_s erlaubt.



Da die Übergangsrate dem Quadrat des Matrixelements proportional ist, verhalten sich die Raten der Übergänge 1 und 3 in Abb. 3.1 wie die Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten, also $R(3)/R(1) = 3:1$. Damit wird die Polarisation der S-Zustände:

$$P = \frac{N_{r,=1/2} - N_{m_s=-1/2}}{N_{m_s=1/2} + N_{m_s=-1/2}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -50\% \quad (3.2)$$

Mit σ^- -Licht ergibt sich der gleiche, jedoch positive Polarisationswert.

Das Wigner-Eckart-Theorem garantiert, daß die Unterschiede in den Übergangsraten nur von der Clebsch-Gordan-Zerlegung herrühren.

Es ergibt sich nur dann eine Polarisation, wenn der Übergang 2 in der Abbildung 3.1 von der Absorption ausgeschlossen werden kann, da dessen Anteil die Symmetrie in den Besetzungszahlen der S-Zustände wiederherstellt. Dies erfordert notwendig die Existenz einer Feinstrukturaufspaltung ΔE_{FS} , die größer sein muß als die Energieunschärfe des anregenden Lichts.

Geschieht die Absorption in nicht mehr gebundene S-Zustände (Photoionisation), so kann man aus den Elektronen einen polarisierten Strahl bilden.

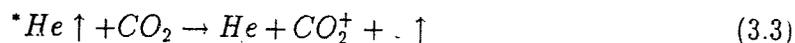
Im Vergleich zu Quellen, bei denen der Spin im Atom durch inhomogene Magnetfelder orientiert wird [ALG79] und dann die Photoionisation stattfindet, ist bei Verfahren, die durch σ^- -Photoabsorption polarisieren, der Helizitätswechsel wesentlich schneller möglich, da die Wechselgeschwindigkeit durch die Umschaltgeschwindigkeit für die Lichtpolarisation gegeben ist. Zudem ist die Beeinflussung der elektronenoptischen Parameter beim Helizitätswechsel sehr klein.

3.1.2 Existierende atomare Quellen

In der Praxis wird das besprochene Schema nicht verwendet, es findet jedoch seine Entsprechung bei der unten behandelten Polarisierung der Leitungsbandelektronen im GaAs. In der Realität benutzt man die (theoretisch kompliziertere) σ^- -Photoionisation von S-Zuständen in freie P-Zustände (Fano-Effekt, [FAN68], [HEI70], [DRA77]).

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, durch repetierende σ^- -Absorption/Re-emission ('cyc-tisches Pumpen') einen gebundenen metastabilen S-Zustand zu polarisieren, der dann ioni-

siert werden kann. Dies ist beispielsweise bei der Orientierung des Kernspins im ^3He , die im letzten Kapitel angesprochen wurde, der Fall. Richtet sich das Interesse nur auf die Elektronenpolarisation, so kann das Experiment auch mit normalem ^4He ausgeführt werden. Durch optisches Pumpen können die Elektronen im metastabilen 2^3S_1 -Zustand des ^4He polarisiert werden. Da der 2^3S_1 -Zustand energetisch etwa 20eV über dem Grundzustand liegt, steht in einer chemischen Reaktion mit einem anderen Gas (z.B. CO_2) genügend Energie zur Verfügung, um das polarisierte Elektron freizusetzen:



Auf diese Weise können zur Zeit bis zu $10\mu\text{A}$ Elektronenstrom mit 75% Elektronenpolarisation gewonnen werden. Damit ist dieses System derzeit die beste bekannte atomare, polarisierte Elektronenquelle für d.c.-Strahlen [GRA83].

Alle atomaren Quellen haben jedoch den Nachteil, daß die optischen Absorptions- und Pumpschemata nur in der verdünnten Gasphase - die Heliumquelle arbeitet z.B. bei 1 Torr - funktionieren, da sich sonst die Wechselwirkung der Atome untereinander störend auf den Prozeß auswirkt. Dies limitiert nicht nur die verfügbare Stromstärke, sondern auch den Wert der emittierten Stromstärke pro Flächeneinheit und Winkelintervall, die sogenannte Brillanz (engl. 'Brightness').

Die Brillanz ist der Atomdichte proportional, daher sollte eine Elektronenquelle mit potentiell hoher Brillanz durch Photoionisation eines Festkörpers realisierbar sein. Tatsächlich sind Festkörper-Photokathoden die Elektronenemitter mit der höchsten Brillanz [LEE85].

Im Vorgriff auf den nächsten Abschnitt kann hier gesagt werden, daß die Entwicklung der gepulsten GaAs-Festkörperkristallquelle wegen der um Größenordnungen höheren Peakströme die atomaren Quellen verdrängt hat. Im Gegensatz dazu ist im d.c.-Bereich diese Entscheidung noch nicht gefallen, denn die umfangreichen technologischen Probleme einer Festkörperquelle mit hoher Polarisation lassen die ^4He -Quelle auch heute noch nicht unattraktiv erscheinen. Daher läuft zur Zeit an anderen Laboratorien die Entwicklung einer solchen d.c.-Quelle für den Beschleunigereinsatz [ESA91].

Wegen der erforderlichen hohen Brillanz des Elektronenstrahls und der vorhandenen positiven Erfahrungen mit der gepulsten Quelle am Mainzer LINAC ist im Rahmen dieser Arbeit eine Quelle konstruiert worden, die auf der Photoemission aus Halbleiterkristallen beruht. Die entscheidende theoretische Frage ist zunächst, ob die obige Begründung für die Entstehung der Polarisation in der Photoabsorption auf Festkörper übertragen werden kann.

3.1.3 Polarisierte Elektronenzustände in Festkörpern

Um die oben durchgeführte Diskussion zu wiederholen, muß man die optischen Übergänge im 'Termschema' des Festkörpers analysieren, und daher die 'Quantenzahlen' finden, die hier relevant sind. Die Translationsinvarianz des Kristallgitters führt dazu, daß der Wellenzahlvektor k die Rolle einer 'Quantenzahl' erhält [BLO28]. Die 'Quantisierung' von k erfolgt in Einheiten der Größenordnung $1/\text{Kristallausdehnung}$ und ist für Kristalle endlicher Größe in der ersten Brillouinzone (Ausdehnung der Zone ca. $1/\text{Atomabstand}$) nicht von einer kontinuierlichen Variation zu unterscheiden. Das 'Termschema' $E(k)$ ist daher die Bandstruktur des Kristalls. Das Bild 3.2 zeigt auf der linken Seite die 'erste' Brillouinzone und rechts die Bandstruktur $E(k)$ des kubisch-flächenzentrierten GaAs-Kristalls.

Da die Brillouin-Zone ein dreidimensionales Objekt ist, ist die k -Achse der rechten Abbildung ein Polygonzug aus der Zone, der die Punkte mit ausgezeichneter Symmetrie enthält.

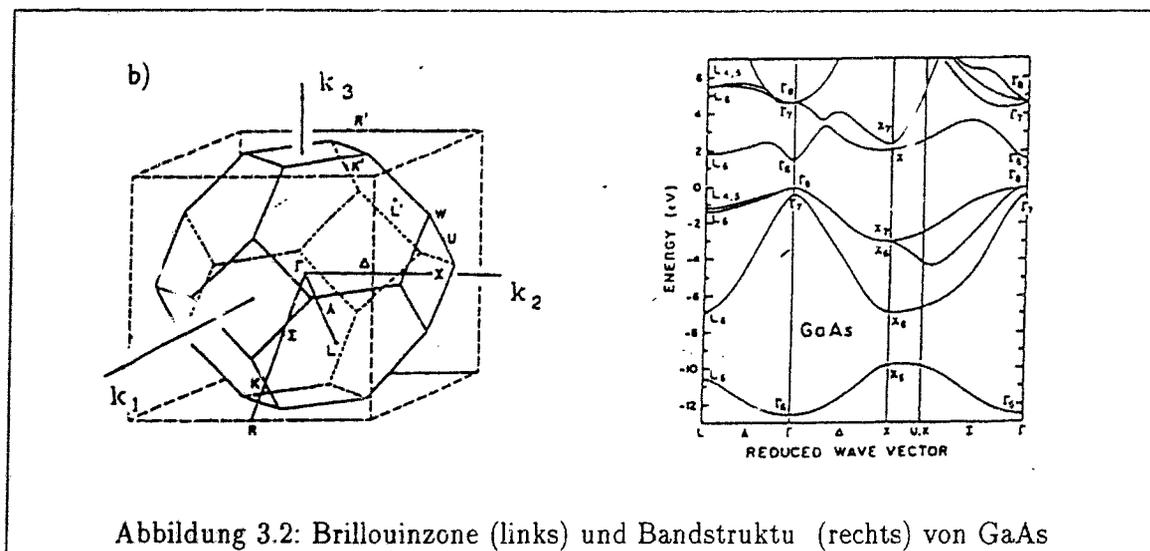


Abbildung 3.2: Brillouinzone (links) und Bandstruktur (rechts) von GaAs

Der Ansatz für eine Wellenfunktion im Zustand k ist: $\Psi_k = e^{ikx} \cdot u_k(x)$, wobei u_k gitterperiodisch ist. Wenn man diesen Ansatz in die Schrödingergleichung einsetzt, ergibt sich folgende Gleichung für die gitterperiodische $u_k(x)$ -Funktion [KIT88]:

$$\frac{1}{2m} \left((-i\hbar\nabla + \hbar k)^2 + V(x) \right) u_k(x) = E_k u_k(x) \quad (3.4)$$

Die Lösungen Ψ_k zu Impulsvektoren, die aus der ersten Zone herausragen, lassen sich in die erste Zone zurücktransformieren, die 'wahre' Lage des Impulsvektors äußert sich in der höheren Energie, weshalb für jede Brillouinzone außerhalb der ersten ein neues Energieband entsteht.

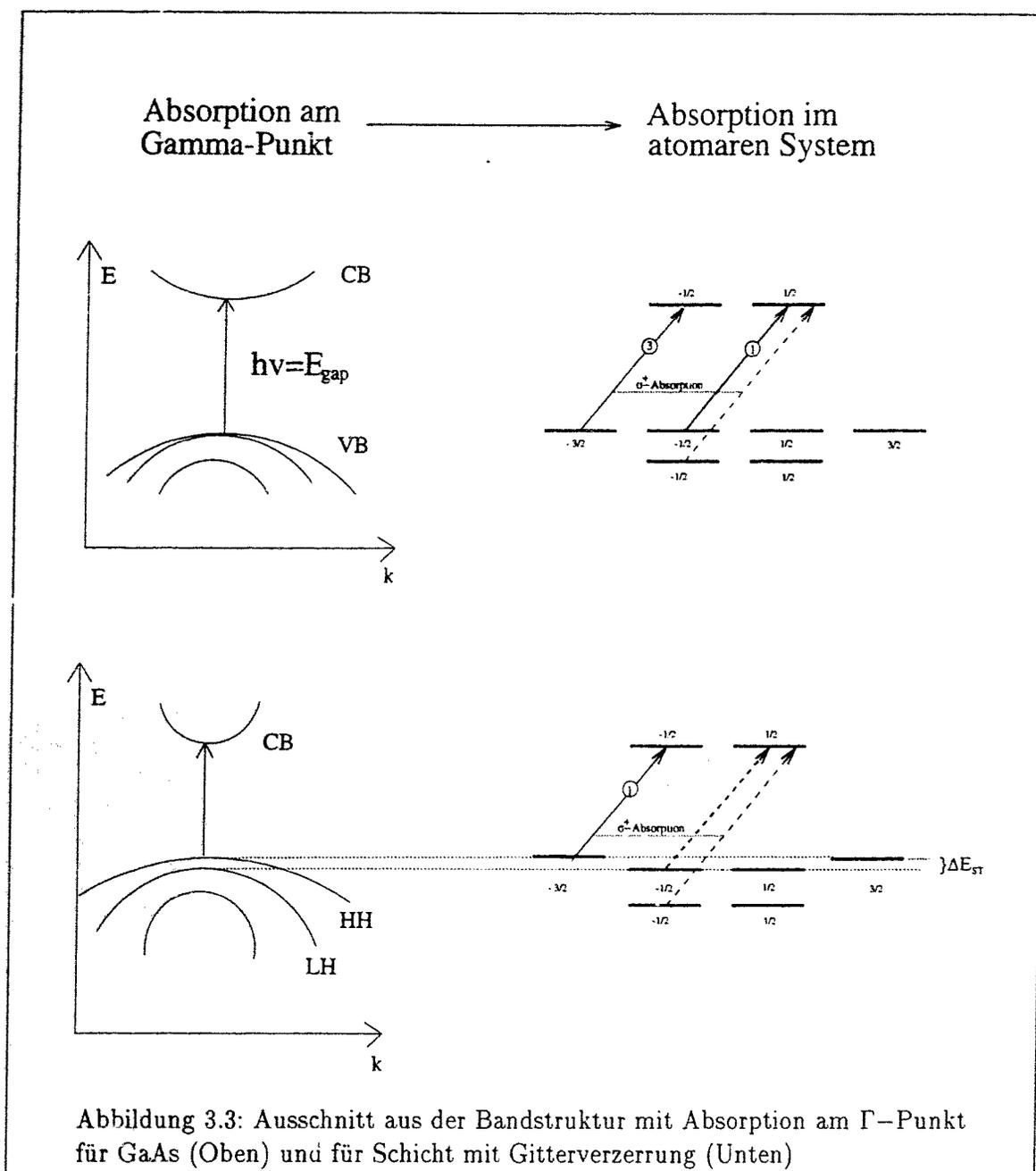
Die im Kristall verfügbaren Elektronen besetzen im Halbleiter die Bandstruktur, bis das Valenzband ganz gefüllt ist. (Die Valenzbandoberkante definiert in der Abbildung auch den Energienullpunkt.)

Die Menge der Lösungen der Schrödingergleichung überdeckt für das Beispiel GaAs nicht alle Energiewerte, so daß (Energie-)Lücken zwischen den Bändern entstehen. Aus der Größe der Lücke (etwa 1,6 eV) folgt, daß GaAs ein Halbleiter ist.

Da sich der minimale energetische Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband in Abbildung 3.2 am gleichen Ort der Zone, bei $k=0$, einstellt, wird GaAs ein direkter Halbleiter genannt.

Unter diesen Umständen kann man Photoabsorption zwischen genau definierten Zuständen realisieren, wenn man gerade an der Absorptionskante arbeitet, d.h. die Photonenenergie so einstellt, daß sie der Energielücke entspricht.

Der Spinzustand der Elektronen nach der Absorption am Punkt $k=0$ kann durch Betrachtung der Schrödingergleichung 3.4 genauer analysiert werden: Für $k=0$ ist u_k selbst die Wellenfunktion Ψ_k , die Gleichung 3.4 hat dann eine Form, die der Schrödingergleichung in atomaren Systemen entspricht. Jedoch hat das Potential $V(x)$ **nicht** die kontinuierliche Rotationssymmetrie des Atoms. Denkbare Symmetrioperationen sind diejenigen, die die kubisch flächenzentrierte Anordnung der Atomkerne wieder in sich überführen. Diese Symmetrioperationen bilden eine Gruppe mit endlich vielen Elementen. Daher gibt es nur endlich viele (irreduzible) Darstellungen der Gruppe, die mit Γ_i bezeichnet werden. Der Punkt $k=0$ heißt daher Γ -Punkt, weil alle Wellenfunktionen dort eine Basisfunktion zu ei-



ner der 10 Darstellungen Γ_i sein müssen. Hier liegt ein Unterschied zum atomaren System vor, wo wegen der kontinuierlichen Symmetrie unendlich viele Basisfunktionen der Form Y_{lm} existieren. Die Basisfunktionen von Γ sind Polynome als Funktion der kartesischen Koordinaten [CAL74]. Im GaAs ist (ohne Spin-Bahn-Aufspaltung) der Valenzbandzustand von der Form Γ_{15} , diese Darstellung hat 3 linear unabhängige Basisfunktionen. Das Leitungsbandniveau ist als Basisfunktion zu Γ_1 eine Konstante und besitzt also wie ein S-Zustand keine Winkelabhängigkeit.

Obwohl die Γ_{15} -Wellenfunktionen nicht die Symmetrie der Y_{lm} haben², ist die symmetrie-

²Jede der Γ_{15} -Wellenfunktionen ist als *Linearkombination* der Y_{lm} darstellbar: z.B. $x = konst \cdot (Y_{11} - Y_{1-1})$

bedingte Entartung genauso groß wie bei P-Symmetrie (3-fach, bzw 6-fach mit Spin). Mit Einführung der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird die Entartung ebenfalls in Analogie zu den Atomzuständen aufgehoben: Aus den sechsfach entarteten Γ_{15} -Zuständen werden die vierfach entarteten Γ_8 - und die zweifach entarteten Γ_7 -Zustände. Daher findet man bei der Absorption am Γ -Punkt formell die gleichen Quantenzahlen wie bei der Abb. 3.1. Zudem zeigt die exakte Zerlegung der Zustände nach Spineigenfunktionen [MEI84], daß die Verhältnisse der Clebsch-Gordan-Koeffizienten auch die gleichen Übergangsraten wie im atomaren System ergeben.

Dies soll die Abbildung 3.3 symbolisieren, indem man vom vergrößerten Ausschnitt der Bandstruktur (links) zum zu Anfang des Kapitels erwähnten Schema der σ -Absorption im Atom übergeht.

Im Leitungsband findet man daher auch die gleichen Spinpopulationen wie in Gleichung 3.2, also sollten die durch σ -Absorption ins Leitungsband gehobenen Elektronen eine 50%ige Spinpolarisation aufweisen. Die Photonenenergie muß so eingestellt sein, daß keine Übergänge aus dem Γ_7 -Niveau stattfinden, das von Γ_8 durch die Feinstrukturenergie separiert ist, d. h. die Photonenenergie liegt zwischen E_{gap} und $E_{gap} + \Delta E_{FS}$. Bei GaAs beträgt diese Separation ca. 0.2 Elektronenvolt.

Noch höhere Polarisierungen lassen sich erreichen, wenn die Symmetrie des Kristalls vermindert ist: Im oberen Teil der Abbildung 3.3 ist zu sehen, daß zwei Bänder am Γ -Punkt energetisch entartet sind, entsprechend der Öffnung der parabelförmigen Energie-Quasiimpuls-Beziehung $E(k) = 1/(2M) \cdot (\hbar k)^2$ heißen diese Bänder 'Heavy-Hole-' und 'Light-Hole'-Bänder.

Wenn GaAs-Kristalle unter mechanischer Spannung ('Strain' oder 'Stress') stehen, wird die Kristallsymmetrie so verändert, daß, wie in Abbildung 3.3 unten rechts zu sehen ist, die beiden Bänder energetisch getrennt sind.

Man erreicht diesen Zustand, indem dünne Schichten auf einem Substrat mit einer anderen Gitterkonstanten aufgewachsen sind, so daß sich das Kristallgitter der Schicht anpassen muß. Das führt zu einer Verzerrung der Kristallgitterkonstanten und auf diese Weise zu einer energetischen Separation des Heavy-Hole- vom Light-Hole-Band. Die Schichtdicke eines verzerrten Kristalls darf nicht beliebig groß werden, da die Gitterverzerrung sonst verschwindet (Relaxation). Zur Zeit werden Schichten von etwa 0.1 Mikrometer Dicke verwendet. Typische Werte für die Kristallgitterverzerrung und die Energieaufspaltung sind $\delta a/a = 0.008$ und $\Delta E_{str} = 0.05 \text{ eV}^3$.

Die Photoabsorption aus dem Heavy-Hole-Band alleine entspricht einer Absorption bei einem vorliegenden 'Stark-Effekt' im atomaren System, bei dem die $|m_j|=3/2$ Niveaus gegenüber den $|m_j|=1/2$ Niveaus energetisch angehoben sind. Das Resultat im atomaren Bild ist daher, daß nur noch Übergang 1 in Abbildung 3.1 stattfinden kann. Daher ist mit 100%iger Spinpolarisation im Leitungsband zu rechnen. In diesem Zustand, der durch die seitliche Dehnung wegen des Substrats mit größerer Gitterkonstante als der Schicht entsteht, spricht man von 'Strain' oder 'strained layer'. Zur Zeit wird im Deutschen auch der Begriff 'gestreßte' Schicht verwendet, wobei 'Stress' allerdings streng genommen den Zustand beschreibt, bei dem durch seitlichen Druck die $m_j = 1/2$ -Niveaus energetisch höher als die $m_j = 3/2$ Niveaus liegen.

Erst in jüngster Zeit ist es technisch möglich, Kristalle mit genügend hoher Verzerrung herzustellen [NAK91],[MAR91]. Die erste Anwendung einer solchen Kathode an einem Be-

³Private Mitteilung von Prof. T. Nakanishi.

schleuniger ist im Frühjahr 1993 am SLAC⁴ gelungen [KLA93]. Es werden Polarisationswerte von mehr als 80% erzielt.

Wegen der zusätzlichen technologischen Probleme ist in dieser Arbeit kein Versuch unternommen worden, mit derartigen Kristallen zu operieren. Alle Resultate bezüglich der Elektronenspinpolarisation sind daher von vorneherein auf Werte von weniger als 50% beschränkt.

3.1.4 Photoemission aus Halbleitern

Nach der Photoabsorption nimmt das Elektron wegen der Möglichkeit der Energieabgabe über Phononstöße sehr schnell ($\leq 10^{-12}$ s) thermische Energien über dem Energieminimum des Leitungsbandes an.

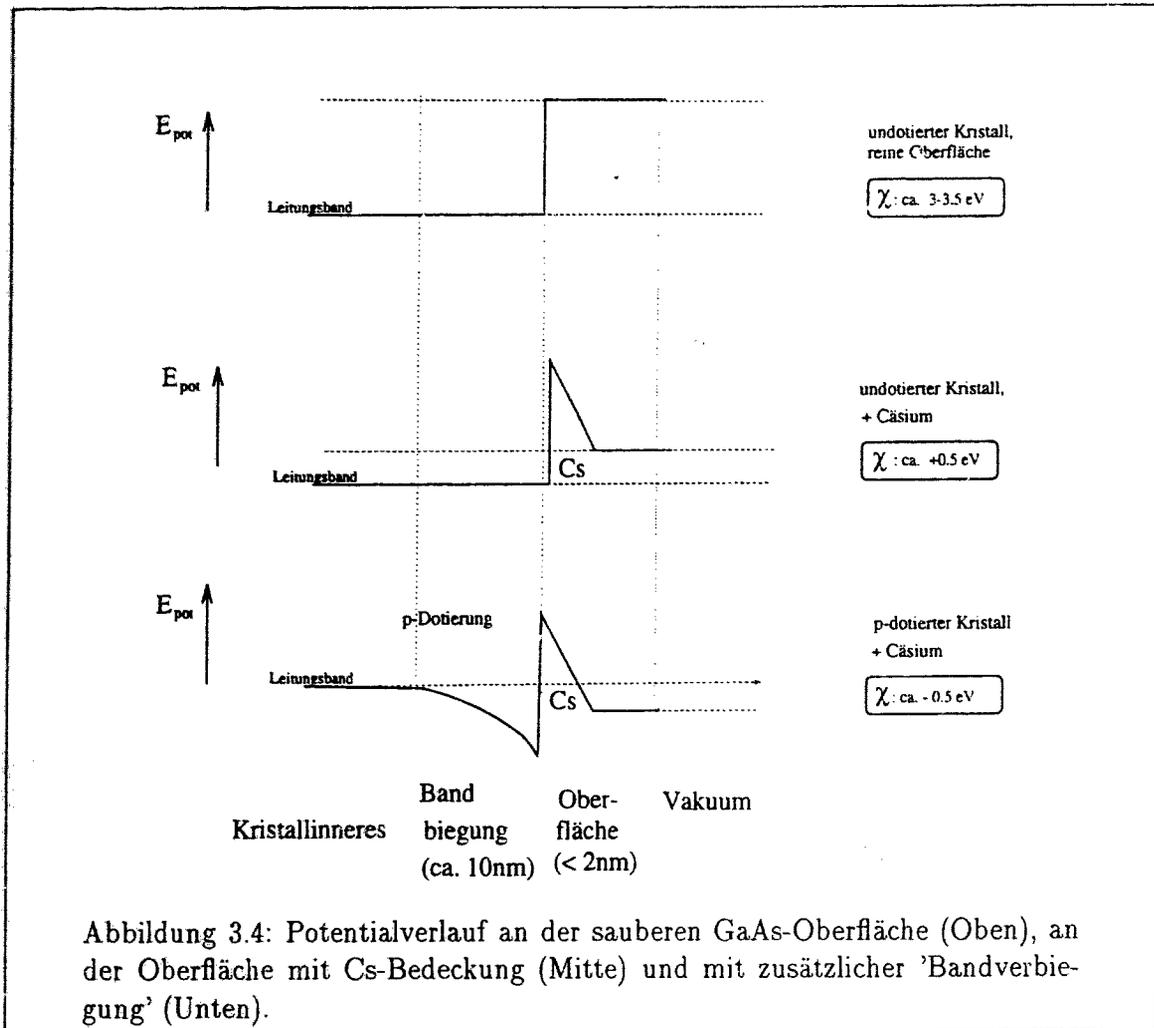
In diesem Zustand kann das Elektron in sehr reinem GaAs Weglängen von einigen μm diffundieren, bevor es rekombiniert. Daher erreichen die Elektronen mit großer Wahrscheinlichkeit die Oberfläche, weil die Photoabsorption typischerweise in Tiefen von $1\mu\text{m}$ stattfindet. Eine Photoemission ist jedoch nicht möglich, da die Bindungsenergie des Elektrons im Leitungsband relativ zum Vakuum ca. $E_b = -\chi_0 \approx -3.5$ eV (für GaAs) ist. Der negative Wert dieser Bindungsenergie wird als Elektronenaffinität χ_0 bezeichnet. Die Affinität kann verkleinert werden, wenn man polarisierbare Materialien auf die Kristalloberfläche aufbringt. Alkalimetalle und hier vor allem Cäsium sind geeignet. Das Valenzelektron des Cäsiums kann an die GaAs-Oberfläche abgegeben werden, und es entsteht auf diese Weise eine Dipolschicht. Der Potentialverlauf entspricht dann dem mittleren Teil der Abb. 3.4. Die beobachtete Affinität χ_{eff} ist dann deutlich kleiner, aber immer noch positiv. Es werden Werte von ca. 0.5eV erreicht [BEL70]. χ_{eff} wird noch kleiner, wenn die Potentialverhältnisse an der Oberfläche zusätzlich verändert sind, weil von vorneherein ein stark p-dotierter Kristall verwendet wurde: Es kommt zur sogenannten 'Bandbiegung' in einer um die 10nm tiefen Zone an der Oberfläche (siehe unteren Teil der Abb. 3.4). Für Elektronen aus dem Inneren des Kristalls ist dann $\chi_{eff} < 0$. In diesem Falle spricht man von Negativer Elektronen Affinität (NEA). Offensichtlich ist der Emissionsprozess sehr stark von der Struktur und der Beständigkeit der Oberflächenschicht abhängig, da die Elektronen durch die Potentialbarriere an der Oberfläche tunneln müssen. Sehr kleine Abweichungen der Potentialverhältnisse vom optimalen Zustand führen daher zu einer drastischen Reduktion der Tunnelwahrscheinlichkeit und damit zu einer Verminderung der Quantenausbeute. Aus diesem Grunde ist die Präparation des geeigneten Oberflächenzustands und seine Aufrechterhaltung im Betrieb das technische Kernproblem beim Aufbau einer polarisierten Elektronenquelle.

Für den Mischkristall $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$, der besonders tiefe Absenkungen der Austrittsarbeit erlaubt, findet man Werte von χ_{eff} von bis zu -0.7eV [GAS88]. $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ -Mischkristalle werden von uns aus diesem Grunde bevorzugt eingesetzt, weil die große negative Affinität einen stabileren NEA-Zustand und damit höhere Betriebssicherheit verspricht.

Die Quantenausbeute - die Zahl der emittierten Elektronen pro eingesetztem Photon - liegt im Energiebereich nahe der Absorptionsschwelle, wo hohe Polarisierungen erwartet werden können, typischerweise bei 1%, entsprechend etwa 5mA pro Watt eingestrahelter Lichtleistung.

Mitte der siebziger Jahre erkannte man, daß nach der im letzten Abschnitt durchgeführten Diskussion die photoemittierten Elektronen polarisiert sein sollten [PIE75],[GAR74]. Damit war eine polarisierte Elektronenquelle gefunden, die (abgesehen von ihrer inhärenten

⁴Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, USA



Limitierung auf 50% Polarisation) alle atomaren Quellen übertrifft. Die maximal möglichen Stromstärken im Pulsbetrieb liegen um Größenordnungen über denen von atomaren Quellen. Die Vorteile der schnellen Umschaltbarkeit der Elektronenpolarisation und der Nichtbeeinflussung des Elektronenstrahls durch den Umschaltprozeß sind wie bei einer atomaren Quelle gegeben.

Die oben erwähnten Dünnschicht-Photokathoden besitzen zur Zeit bestenfalls ein Zehntel der Quantenausbeute eines massiven Kristalls. Der Grund dafür ist, daß in der dünnen Schicht nur ein Bruchteil des Lichts absorbiert werden kann.

3.2 Anforderungen an die polarisierte Elektronenquelle

Die Forderung nach möglichst hoher Strahlpolarisation ist evident. Des weiteren muß die Anordnung Quelle/Beschleuniger in der Lage sein, die Elektronenstromstärke, die für ein Experiment gebraucht wird, am Target abzuliefern. Dies gilt natürlich für den gesamten Zeitraum, der nötig ist, um eine ausreichende Menge an Streueignissen zu sammeln.

3.2.1 Bemerkungen zur Betriebsstabilität

Die Problematik beim Betrieb einer Halbleiterphotokathode besteht nicht nur aus der Einrichtung der Betriebsparameter wie Polarisierung und Quantenausbeute, sondern vor allem in der Erzielung der Betriebsstabilität, die zur Produktion der zum Experiment gebrauchten Ladungsmenge benötigt wird. Im Einsatz werden der Kristall und die Cäsiumschicht an der Oberfläche verändert, das gilt vor allem beim Betrieb mit hohen Stromstärken. Diese 'Zerstörung' der Photokathode im Betrieb führt im allgemeinen zu einem Abfall der Quantenausbeute mit der Zeit, so daß ein Experiment nur dann durchgeführt werden kann, wenn die Zeitkonstante des Abfalls in der Größenordnung der Experimentierzeit liegt. Die Zeitkonstante des oft näherungsweise exponentiellen Abfalls wird im folgenden 'Lebensdauer' genannt. Die Betriebszeit der Elektronenquelle bei konstantem Strahlstrom kann mehrere Lebensdauern betragen, falls eine genügende (Laser-)Lichtleistungsreserve zur Verfügung steht. Als Kriterium dafür, ob ein vorgeschlagenes Experiment durchführbar ist, ergibt sich die aus der Lebensdauer und der verfügbaren Lichtleistungsreserve kalkulierbare maximale kontinuierliche Betriebszeit.

3.2.2 Bemerkungen zu Strahlpolarisation und -stromstärke

Ein Verlust an Polarisierung ist besonders schwer auszugleichen, weil die Meßgrößen Asymmetrien sind, deren relativer Fehler $\Delta A/A$ möglichst klein sein soll. Während ΔA (ohne Betrachtung anderer als statistischer Fehlerquellen) proportional zu $1/\sqrt{N}$ (N =Zahl der Zählereignisse) ist, ist A direkt proportional zur Polarisierung. Eine Verdoppelung der Polarisierung bewirkt daher eine Halbierung des relativen Fehlers. Bei bleibender Polarisierung kann man ein gleichwertiges Resultat auch durch eine Vervielfachung der Zählstatistik erreichen. Steht eine gegebene Meßzeit zur Verfügung, bedeutet das eine entsprechende Erhöhung der Stromstärke. Bei den meisten Experimenten besteht eine Limitierung der tolerablen Stromstärke durch die Untergrundverhältnisse oder durch die Verwendung von Kryotargets, so daß ein solcher Ausgleich nicht in Frage kommt. Die Anforderungen an die Photoemissionsquelle bestehen also darin, möglichst nahe an das theoretische Limit von 50% heranzukommen. Leider existieren Spinrelaxationsmechanismen [PIK84], die während der Diffusion der Elektronen an die Kristalloberfläche die im Vakuum gemessene Polarisierung signifikant verringern. Typischerweise werden Werte zwischen 30 und 45% erreicht. Das Bild 3.5 zeigt die typische Abhängigkeit der Polarisierung und der Quantenausbeute von der Lichtwellenlänge bei GaAsP-Kristallen [PLU93].

3.2.3 Bemerkungen zur Strahltransmission und -qualität

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß eine Photoemissionsquelle aufgrund der Lebensdauerproblematik nur eine begrenzte Ladungsmenge zur Verfügung stellen kann, ist es wichtig, die Transmission von der Quelle bis zum Targetort zu optimieren. Während es möglich ist, die Extraktion aus der Quelle und den Transport der Elektronen bis zum Beschleuniger mit beinahe 100% Transmission durchzuführen, ist die eigentliche Beschleunigung mit teilweise unvermeidbaren Verlusten verbunden:

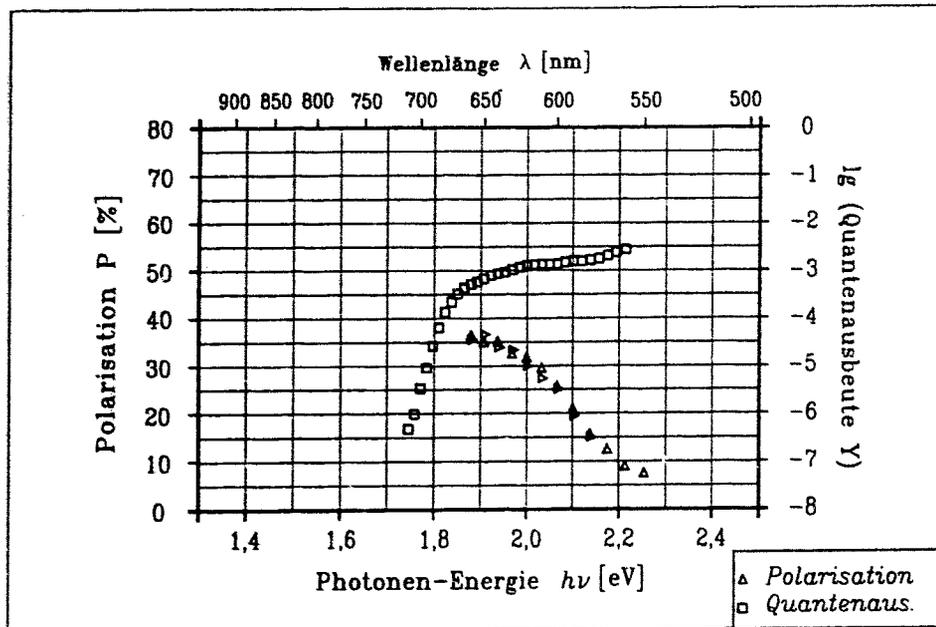


Abbildung 3.5: Quantenausbeute und Polarisation als Funktion der Wellenlänge bei einem $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ -Kristall (nach [PLU93]). Die Quantenausbeute für die besten Kristalle ist bei gleicher Polarisation und gleicher Wellenlängenabhängigkeit noch etwa zehnmals höher.

'Longitudinale' Transmissionslimits

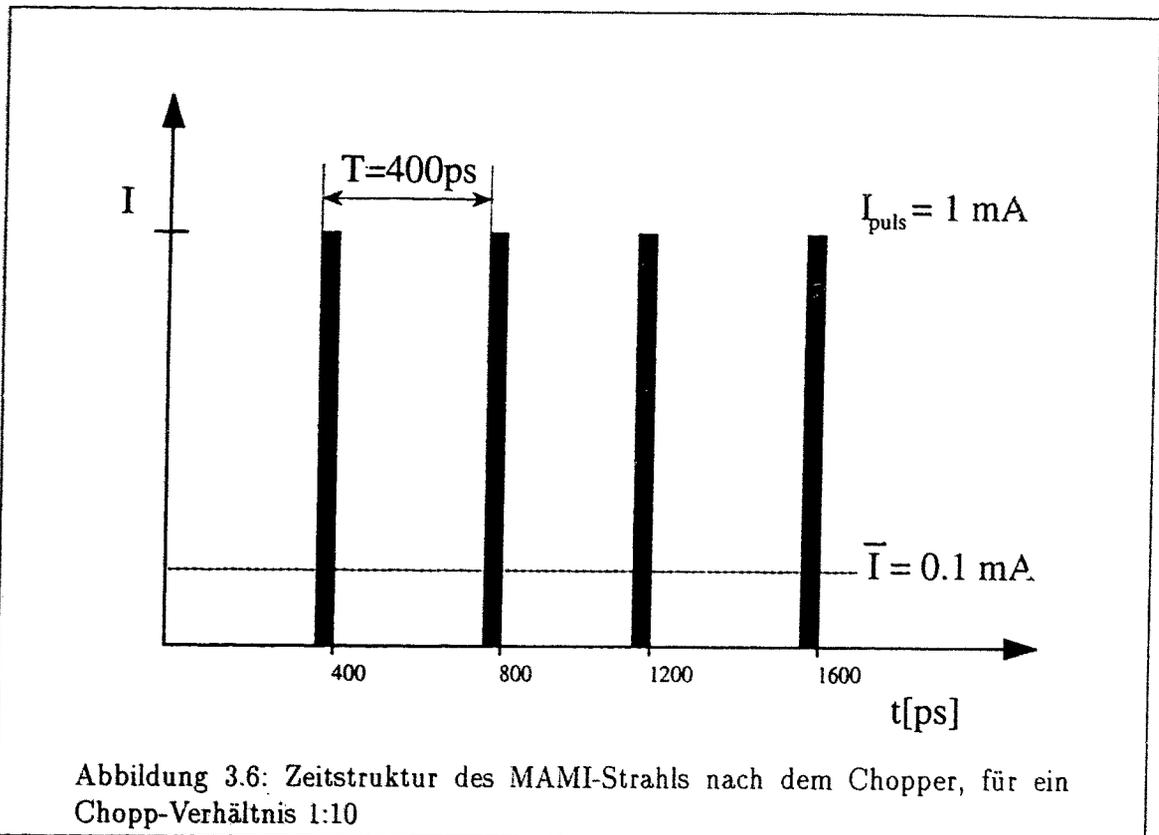
Jeder Hochfrequenzbeschleuniger kann während eines Teils der Hochfrequenzphase des elektrischen Feldes Elektronen beschleunigen, in anderen Phasenlagen wirkt das Feld nicht beschleunigend oder sogar bremsend.

Aus dieser Überlegung folgt, daß nur ein Teil $\Delta\phi$ der vollen H.f.-Phase von Elektronen besetzt werden kann und auch eine gewisse Energieschärfe vonnöten ist, damit die Elektronen im Laufe der Beschleunigung nicht aus dem zulässigen Phasenbereich herauswandern. Wenn man die Abweichungen der Elektronen von einer Sollage in der Phase und von der Sollenergie aufträgt, spricht man von longitudinaler Emittanz⁵.

Die optimale Strahlqualität wird in MAMI nur dann erreicht, wenn die in Abbildung 3.6 skizzierte, mit der Beschleunigungshochfrequenz synchronisierte, Zeitstruktur produziert wird. Diese Zeitstruktur wird im Betrieb durch das Zerhacken ('Choppen') eines Gleichstroms erzielt. Das Choppverhältnis ist das Verhältnis der Zeit, in der der Chopper den Strahl passieren läßt, zur Gesamtzeit. Das bei MAMI verwendbare Choppverhältnis liegt zwischen 1:10 und 1:5.

Die von den Experimentatoren beobachtete mittlere Stromstärke ist bei der Repetitionsrate von 2,5 GHz nicht von einem Gleichstrom zu unterscheiden und entspricht der von der Quelle gelieferten Stromstärke mal dem Chopp-Verhältnis. Die Transmission zum Target

⁵Longitudinal, weil die Phasenablage in eine Ortslage in Flugrichtung der Elektronen umgerechnet werden kann.



wird also von vorneherein auf den Wert des Choppverhältnisses limitiert.

Die produzierte Ladung könnte wesentlich effizienter ausgenutzt werden, wenn die von der Maschine benötigte Zeitstruktur direkt durch optische Modulation des Quellenstroms erzielt werden könnte. Leider sind keine kommerziellen Lasersysteme bekannt, die bei genügender Leistung die Anforderungen an Pulslänge (40 ps) und Repetitionsrate (2.5 GHz) simultan erfüllen könnten.

'Transversale' Transmissionslimits

Neben diesen longitudinalen Verlusten können auch Verluste durch das Abstreifen der Elektronen, z.B. an Engstellen des Vakuumsystems, entstehen. Um das zu vermeiden, ist ein möglichst kleiner Strahldurchmesser bei gleichzeitig kleiner Divergenz notwendig. Auch hier können - wie im longitudinalen Fall - die Abweichungen der am Strahl beteiligten Teilchen von der Sollrichtung (hier als Ortsablage und Winkel) aufgetragen werden. Da diese Größen quer zur Fortpflanzungsrichtung des Strahls gemessen werden, spricht man von transversaler Emittanz.

Nach dem Bauprinzip der ersten Beschleunigerstufen war zu erwarten, daß der Wert für die Größe des transversalen Phasenraums (sog. 'Akzeptanzvolumen') $1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ nicht überschreiten darf.

Die Teile der Strahlemittanz, die aus dem Akzeptanzvolumen herausragen, werden nicht zum Target transportiert. Es macht daher keinen Sinn, einen Strahl mit größerer Emittanz anzubieten, als der Beschleuniger zuläßt, weil die Transmission des Elektronenstrahls zum Experiment dann absinkt und entsprechend mehr Primärstrom produziert werden muß.

PARAMETER	LINAC (erreicht)	MAMI (Anforderung)
mittlerer Strom [μA]	25	100
Emittanz [$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$]	20	< 1
Brightness [$\mu\text{A}/[\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}]$]	1.25	100
Polarisation [%]	>40	>40
Quantenausbeute [%]	0.6 %	> 0.6%
kontinuierliche Betriebszeit [h]	>150	> 100
Zeitstruktur	50Hz, 4 μs	d.c. und 10kHz, 8ns
Polarisationsmodulation	50Hz	>1Hz
Strahlenergie	44keV	100 keV

Tabelle 3.1: Vergleich wichtiger Anforderungsparameter zwischen gepulster (LINAC-) und d.c.- (MAMI-) Quelle.

3.2.4 Anforderungen im Vergleich zu existierenden Anordnungen

MAMI ist der bisher einzige Dauerstrichbeschleuniger, der mit einer polarisierten Elektronenquelle versehen ist. Daher ergeben sich im Vergleich zu bisher erfolgreichen Quellen einige Unterschiede der erforderlichen Betriebsparameter. Als Vergleichsmaßstab kann die Quelle polarisierter Elektronen herangezogen werden, die am Mainzer Linearbeschleuniger zur Messung der Paritätsverletzung in der quasielastischen Streuung am Beryllium benutzt wurde (siehe Tabelle 3.1 oder [HAR90]). In beiden Anordnungen wird der Photoeffekt von Laserlicht an $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ -Oberflächen ausgenutzt, so daß die kristallspezifischen Parameter und die meisten Parameter, die die Lichtquelle betreffen, identisch sind.

Es ergeben sich die folgenden vier wesentlichen Unterschiede:

1. Der MAMI Strahl hat gegenüber dem mit 50 Hz gepulsten Strahl des LINAC eine c.w.-Zeitstruktur. Daher muß die Quelle anstatt eines gepulsten Stromes scheinbar nur einen Gleichstrom produzieren. Trotzdem werden Elektronenstrahlpulse zur Strahldiagnose benötigt:

Der Elektronenstrahl muß in den drei kaskadierten Microtrons von MAMI optimiert werden. Dazu ist ein schnelles Diagnosesystem vorhanden [HER80], das auf der Basis der Radiofrequenz-Induktion durch 8 Nanosekunden lange Elektronenpulse von etwa 1mA Pulshöhe arbeitet. Diese Pulse müssen durch optische Modulation der Laserleistung erzeugt werden. Der eigentliche Experimentierbetrieb läuft nach Abschaltung dieser Pulse wieder c.w..

2. Während der Übergang vom gepulsten zum d.c.-Betrieb relativ unproblematisch ist, ja den Betrieb des Lasersystems erleichtert, ist der große Unterschied zur früheren Quelle die weitaus höhere Strahlqualität. Zusammen mit der Forderung nach einem etwa vierfach höheren mittleren Strom ergibt sich, daß die Stromstärke pro Emittanzvolumen (auch 'Brillanz' oder 'Brightness' genannt) des polarisierten Strahls um beinahe das Hundertfache gesteigert werden muß.
3. Der Sprung von 44 Kiloelektronenvolt Strahlenergie auf 100 keV entspricht den Einschußenergien des LINAC und des Injektors von MAMI. Es zeigt sich, daß die Pro-

duktion des 100 keV-Strahls zusätzliche experimentelle Schwierigkeiten erzeugt (siehe Kapitel 5).

4. Während andere Quellen teilweise nur für ein einziges Experiment am Beschleuniger installiert wurden, muß wegen des vielfältigen Experimentierprogramms mit Betriebszeiten von bis zu 1000 Stunden pro Jahr gerechnet werden. Die Quelle muß daher als ständige Einrichtung an der Maschine verfügbar sein.

Kapitel 4

Die Laserlichtquelle

Das lichteptische System der polarisierten Elektronenquelle muß genügend Lichtleistung zur Produktion des Elektronenstroms aus der polarisierten Quelle liefern. Darüber hinaus wird die gesamte Elektronenstrommodulation mit optischen Mitteln vorgenommen. Das gilt auch für die Umkehrung der Zirkularpolarisation des Lichtes, die die Umkehr der Elektronenspinpolarisation ermöglicht.

4.1 Erzeugung der notwendigen Lichtleistung

4.1.1 Wahl des Lasersystems

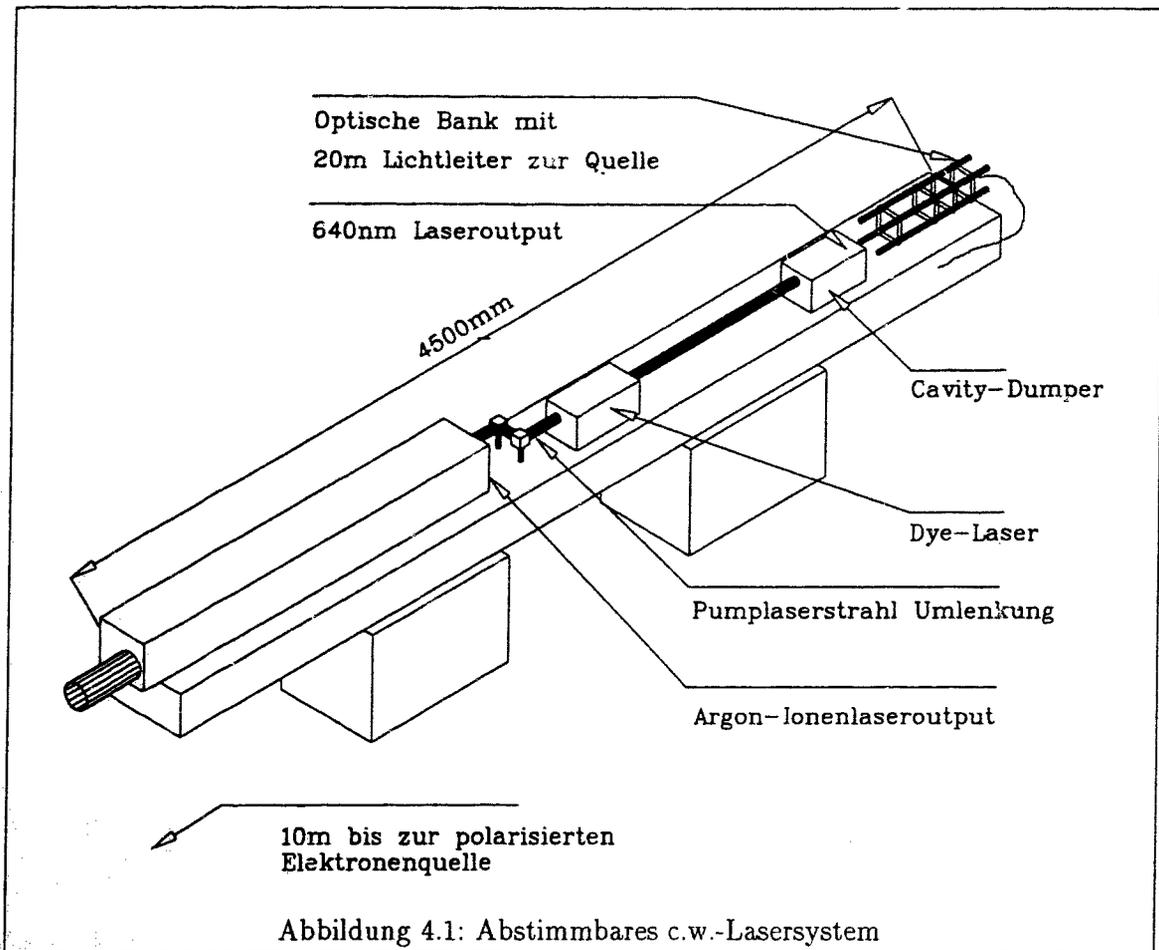
Die Erforschung der Halbleiterkristalle, die in der polarisierten Elektronenquelle eingesetzt werden, ist nicht abgeschlossen. Daher ist derzeit nicht genau bekannt, welche Photonenenergie für zukünftige Kristalle die richtige sein wird. Ein Anhaltspunkt ist durch die Tatsache gegeben, daß Emittoren mit negativer Elektronenaffinität im Infraroten nur mit Bandlücken von ca. 1.1 Elektronenvolt herstellbar sind. Auf der hochenergetischen Seite ist die maximale Photonenenergie durch die größte direkte Bandlücke in Halbleitern limitiert, denn in Kristallen mit indirekter Lücke tritt nur geringe Polarisation auf. Die größte direkte Bandlücke bei $GaAs_xP_{1-x}$ ist etwa 2 Elektronenvolt. Die von uns derzeit verwendeten Kristalle erfordern eine Energie von 1.9 Elektronenvolt, entsprechend 640 Nanometer Wellenlänge.

Mit einem Farbstofflaser ist man in der Lage, den gesamten potentiell erforderlichen Energiebereich abzudecken.

Im d.c.-Betrieb ist eine hohe Strahlqualität und -Stabilität eines Farbstofflasers nur durch Pumpen desselben mit einem weiteren d.c.-Laser zu erzielen. Abb. 4.1 zeigt den Laser in seiner aktuellen Installation. Aufbau und Funktion sind in der Arbeit von Messinger [MES90] detailliert geschildert, daher wird an dieser Stelle nur eine zusammenfassende Darstellung der Komponenten gegeben.

4.1.2 Ar⁺-Ionenlaser

Das Argon⁺-Termschema und die Lebensdauern der atomaren Zustände erlauben eine Fülle von Laserübergängen im einfach ionisierten Argon. Die Ionisation und die Anregung der Argon-Ionen werden durch eine Gasentladung erzielt, die in der etwa 2 Meter langen Glaskeramikröhre gezündet wird. Wegen der hohen Stromdichten (100 – 200 A/cm²) und der großen



Länge des Entladungskanals gehören Argon-Laser¹ zu den stärksten d.c.-Lasersystemen im sichtbaren Spektralbereich. Außerdem ist die Wellenlänge der verfügbaren Linien (im Sichtbaren existieren gleichzeitig etwa 10 Linien zwischen 450 und 520 Nanometern) gut an das Absorptionsprofil der gängigen Laserfarbstoffe angepaßt. Der Resonatoraufbau des Ar⁺-Lasers besteht aus zwei Spiegeln, von denen der zum Farbstofflaser hingewandte eine Transmission von etwa 1% besitzt. Die ausgekoppelte Leistung beträgt bei optimaler Justage und im 'All-Lines'-Betriebsmodus mehr als 20 Watt. Die beiden Umlenkspiegel erlauben es, mit dem ausgekoppelten Strahl genau horizontal und in der richtigen Höhe auf den Farbstofflaser zu zielen.

4.1.3 Der d.c.-Farbstofflaser

Auch für die Farbstoffmoleküle gilt die notwendige Voraussetzung, daß eine Besetzungszahl-inversion vorliegen muß, um Laseraktion zu erhalten. Es ist nicht einfach, das im d.c.-Betrieb zu realisieren, weil die verfügbare Leistung (im Vergleich zu gepulsten Pumplichtquellen) gering ist. Die benötigte Energiedichte des Pumplichtes muß durch extreme Fokussierung erzielt werden, ein kurzbrennweitiger Hohlspiegel erzeugt daher einen Fokus von weniger als $20\mu\text{m}$ Durchmesser auf dem Farbstoff. Die Leistungsdichte in diesem Fokus beträgt einige Megawatt pro Quadratzentimeter. Normalerweise produziert das intensive Pumpen des

¹Hier: Spectra Physics 2030-15; Farbstofflaser: Spectra Physics 375B

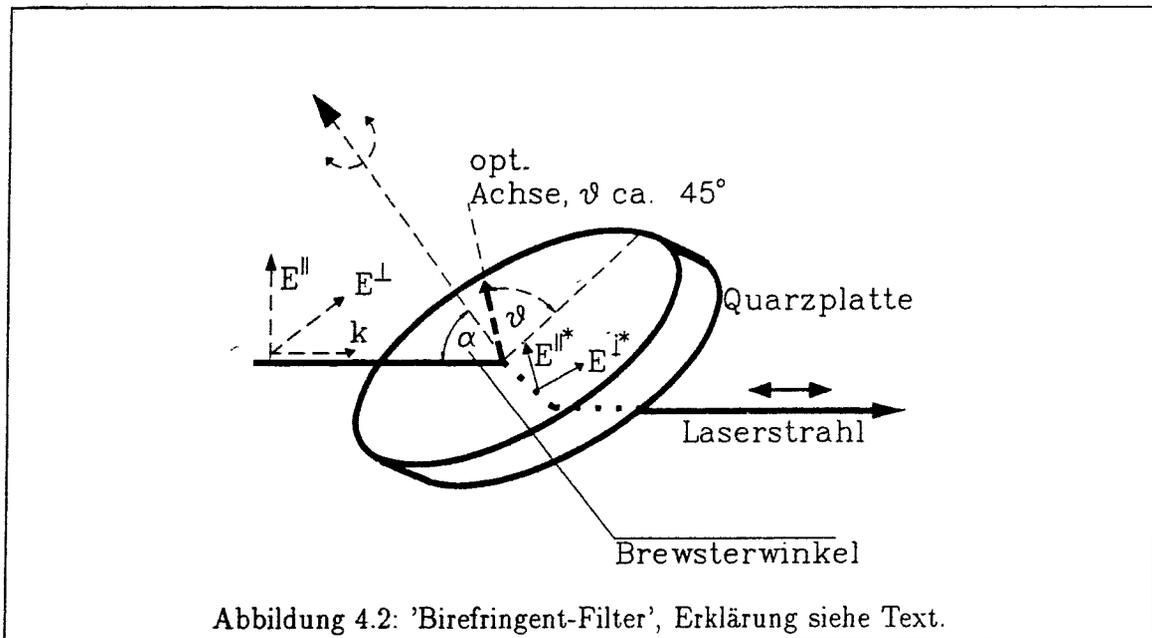


Abbildung 4.2: 'Birefringent-Filter', Erklärung siehe Text.

Farbstoffs eine gewisse Menge langlebiger Triplettzustände, die bereits nach kurzer Zeit die Laseraktion stoppen. Dem kann durch einen rapiden Austausch des Farbstoffs in der Wechselwirkungszone vorgebeugt werden: Der Farbstoff wird unter einem Druck von etwa 10 Bar durch eine 0.2 mm hohe Düse gepreßt. Der Farbstoff fliegt dann mit einer Geschwindigkeit von etwa 25 m/s quer zum Resonator durch den Pumpfokus, der Austausch des Farbstoffs in der Wechselwirkungszone dauert daher weniger als $1 \mu\text{s}$.

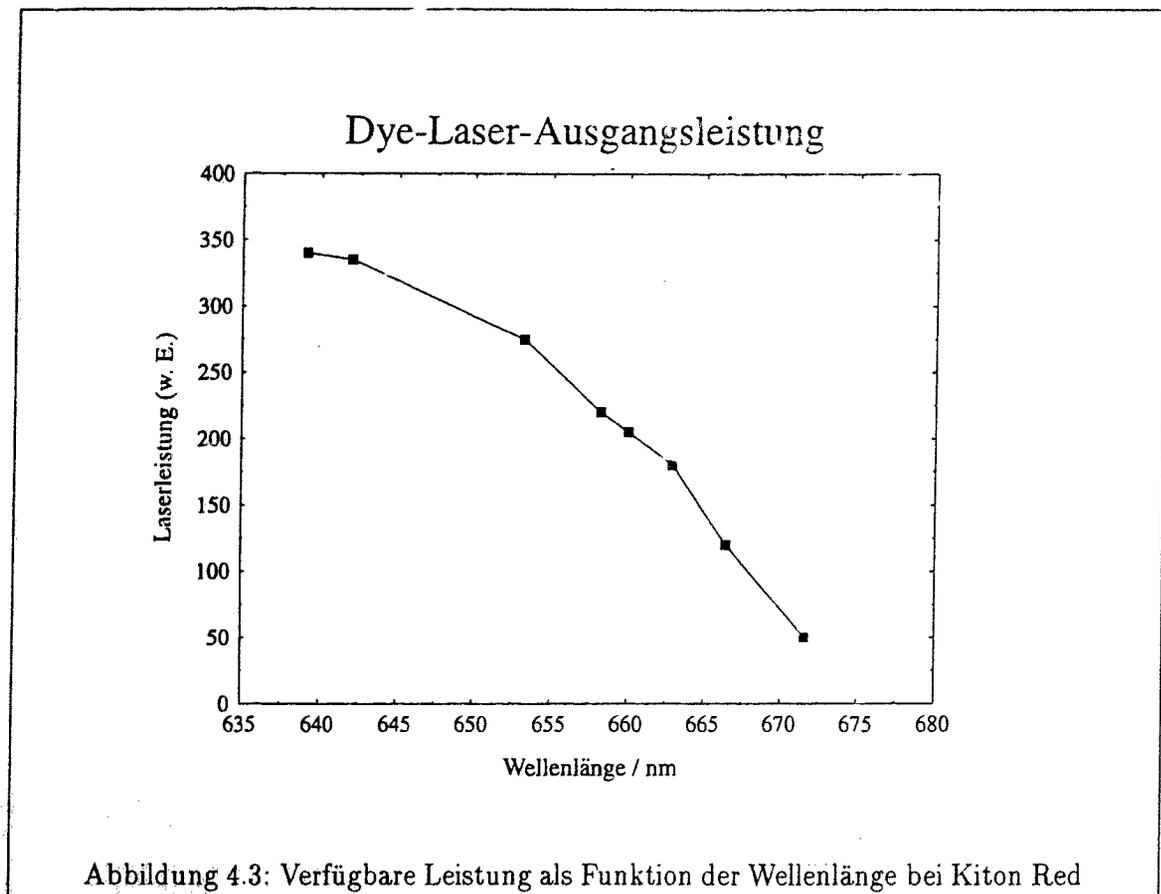
So wird eine hohe Betriebsstabilität erzielt. Der von uns verwendete Farbstoff Kiton Red erreicht eine Betriebszeit von mehr als 500 Betriebsstunden ohne gravierende Leistungsverluste. Dabei wird nur eine Menge von etwa 4.5 Gramm Farbstoff, die in etwa 1.5 Liter Äthylenglykol gelöst ist, benötigt. Die Konversionseffizienz des Pumpprozesses ist hoch, so daß sich eine d.c.-Leistung von mehr als einem Watt bei fünf Watt Pumpleistung erzielen läßt. Noch höhere Pumpleistungen sind im Sinne einer hohen Betriebsstabilität nicht sinnvoll.

4.1.4 Wellenlängenselektion

Die Anforderungen an die Frequenzschärfe des Lasers im Betrieb sind gering, eine spektrale Breite von 2 Nanometern genügt. Diese Qualität wird bereits von einem freilaufenden Farbstofflaser ohne frequenzselektive Elemente erreicht. Dennoch ist es wünschenswert, ein Abstimmelement im Resonator zu haben, um wellenlängenselektiv Phänomene wie die Polarisation des Elektronenstrahls untersuchen zu können.

In diesem System erfolgt die Wellenlängenselektion mit einer doppelbrechenden Quarzplatte, deren wellenlängenabhängige Phasenverzögerung ausgenutzt wird (siehe Abbildung 4.2): Die Quarzplatte wird so eingebaut, daß der Resonatormode im Brewsterwinkel α einfällt. Diese Einbaulage erzwingt eine Linearpolarisation der Laserstrahlung in der Einfallsebene des Modes (also in Richtung von E^{\parallel}), denn nur diese Komponente erleidet keine Reflexionsverluste aus dem Resonator hinaus.

Die optische Achse des Quarzes liegt parallel zur Plattenoberfläche und unter einem Winkel von nahezu 45° zur Einfallsebene, was bedeutet, daß bezüglich dieser Achse die er-



zwungene Polarisation des Modes wiederum in zwei (gleichstarke) parallele und senkrechte Polarisationsrichtungen $E^{\perp*}$, $E^{\parallel*}$ zerlegt werden kann. Durch die Brechung an der schräg stehenden Platte kommt es beim Durchtritt des Strahls zu einem Parallelversatz, der bei der Justage des Lasers berücksichtigt werden muß.

Durch die doppelbrechenden Eigenschaften der Quarzplatte haben die beiden Komponenten verschiedene Laufzeiten im Quarz, d.h. es kommt zu einer Phasenverschiebung der beiden Komponenten zueinander, die wellenlängenabhängig ist. Diese Phasenverschiebung führt zur Ausbildung von elliptisch polarisiertem Licht, so daß wiederum Reflexionsverluste an im Brewsterwinkel stehenden Flächen entstehen. Daher erreichen nur Wellenlängen die Laserschwelle, die einen Gangunterschied von $2n\pi$ der beiden Komponenten $E^{\perp*}$, $E^{\parallel*}$ besitzen, welcher wieder die ursprüngliche Richtung der Linearpolarisation ergibt.

Bei geeigneter Wahl der Dicke der Platte liegt eine solche Wellenlänge im Verstärkungsprofil des Lasers. Durch Veränderung des Winkels θ zwischen optischer Achse und der Einfallsebene verändert man die Phasenverschiebung für alle Wellenlängen, was bedeutet, daß eine andere Wellenlänge die richtige Multiplizität besitzt. Auf diese Weise kann ein weiter Teil des Verstärkungsprofils des Laserfarbstoffs selektiert werden. Bei Kiton Red ist eine Abstimmung zwischen 635 und 670 Nanometer ohne weiteres möglich, die maximale Leistung steht bei 640 Nanometern zur Verfügung (siehe Abb. 4.3).

Die Frequenzschärfe eines solchen 'Birefringent-' oder 'Lyot-Filters'² wird durch die Verwen-

²Der ursprüngliche, von Lyot entworfene Filter [LYO33] nutzt den Effekt der wellenlängenabhängigen Verzögerung aus, indem diese *außerhalb* eines Resonators zwischen gekreuzten Polarisatoren stattfindet.

derung mehrerer hintereinandergeschalteter Platten verbessert. Hier ist ein 2-Platten-System eingebaut, das eine Frequenzschärfe von 80GHz ($<0.1\text{nm}$) erzwingen soll.³

4.2 Cavity dumping

Das Maschinendesign von MAMI erfordert eine gewisse Flexibilität, was die zeitliche Modulation des Elektronenstroms angeht.

Zur Optimierung des Beschleunigers wird eine Pulsstruktur des Elektronenstrahls benötigt. Der Experimentierbetrieb erfordert wiederum einen reinen d.c.-Strahl. Das Lasersystem muß daher schnell zwischen beiden Betriebsmodi hin- und herschaltbar sein, ohne daß der Elektronenstrahl beeinflusst wird. Die Einrichtung eines d.c.-Lasersystems genügt daher im praktischen Beschleunigerbetrieb nicht.

Eine hohe Flexibilität der Zeitstruktur wird durch akustooptische Modulation der Leistungsdichte innerhalb des Resonators erzielt. Dabei wird Intensität durch Streuung an akustischen Wellen aus dem Resonator ausgekoppelt.

Es hat sich der englische Ausdruck 'Cavity dumping' für das Gerät und die technische Realisierung eingebürgert.

4.2.1 Resonatormodifikation zur Akustooptischen Modulation (AOM)

Die Modifikation umfaßt folgende Schritte: Man baut den Laserresonator nur aus vollreflektierenden Spiegeln auf, was im Gegensatz zu den üblichen Systemen steht, in denen die Laserleistung durch einen teildurchlässigen Reflektor ausgekoppelt wird. Da kein Licht den Resonator verlassen kann, nimmt die im Resonator gespeicherte Energie zu; die Energiedichte ist nur durch die vorkommenden Dämpfungen (z. B. Absorptionsverluste, Streuung, Justierfehler) limitiert.

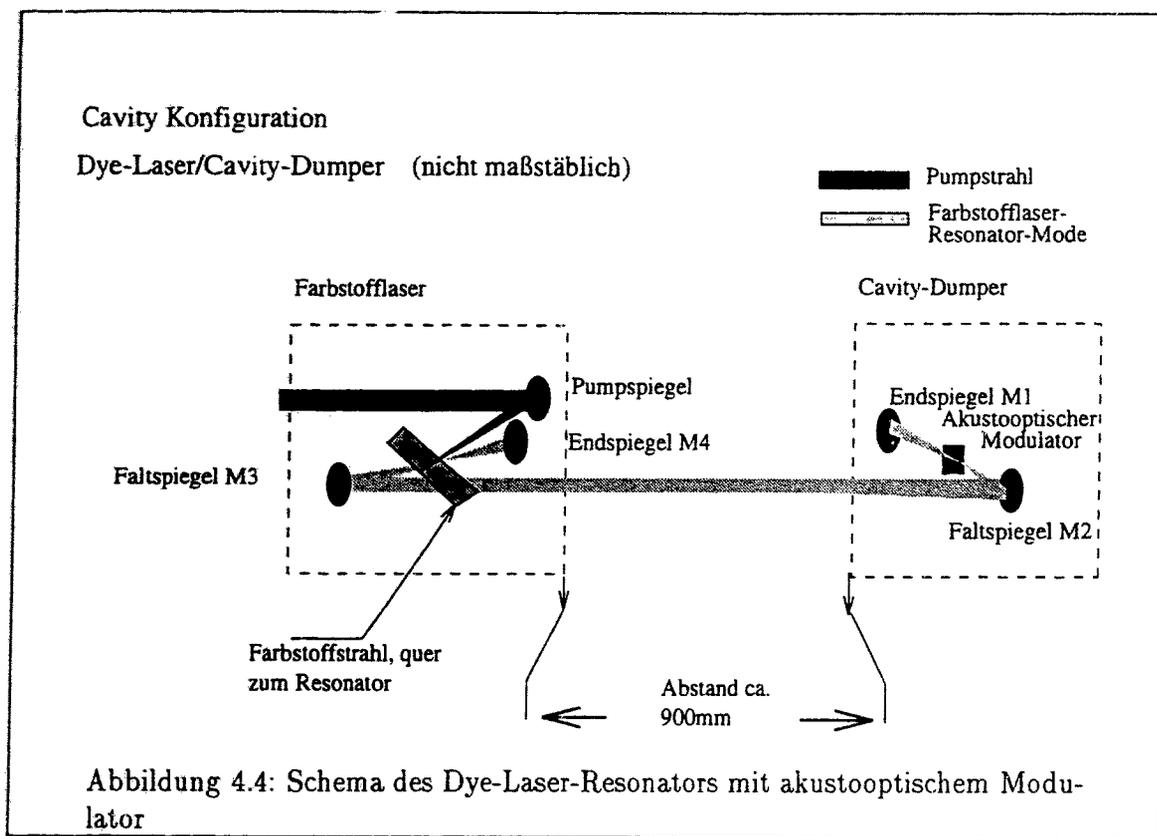
Dazu muß der Resonator des Dye-Lasers erweitert werden, wie es in der Abbildung 4.4 gezeigt ist:

Der Resonator, der jetzt aus den beiden Endspiegeln M1 und M4 und den beiden Faltspiegeln M2 und M3 besteht, besitzt 2 Fokalfunkte: erstens am Pumpfokus des Argonlasers, weil nur dort die Besetzungsinversion des Lasermediums verfügbar ist, und zweitens zwischen M2 und M1. Diese unter bestimmten Winkeln 'gefaltete' Konfiguration des Resonators kompensiert einerseits den Astigmatismus, der durch den Dye-Strahl in den Resonator eingeführt wird [KOG72]; andererseits kann im zweiten Fokus der akustooptische Modulatorkristall, der auch 'Bragg-Zelle' genannt wird, eingebaut werden.

Die enorme Längenvergrößerung des Resonators (von ca. 0.4 auf 1.9 Meter) ermöglicht eine Synchronisierung der Resonatorumlaufzeit $\tau = 2L/c \approx 12 \text{ ns}$ mit der Repetitionsfrequenz eines Mode-gelockten Pumpasers, was die Erzeugung extrem kurzer Pulse im Picosekundenbereich erlaubt. Diese Technik wird von uns nicht eingesetzt, jedoch ist die Resonator-konfiguration vom Hersteller vorgegeben.

Um eine gute spektrale Auflösung zu erhalten, müssen dann mehrere Platten mit in geometrischer Progression steigender Verzögerung verwendet werden. Im vorliegenden Fall werden die nichtlinearen Verstärkungseigenschaften des Laserresonators ausgenutzt, was das Verfahren wesentlich vereinfacht.

³Herstellerangabe Spectra Physics GmbH



4.2.2 Mechanismus der AOM

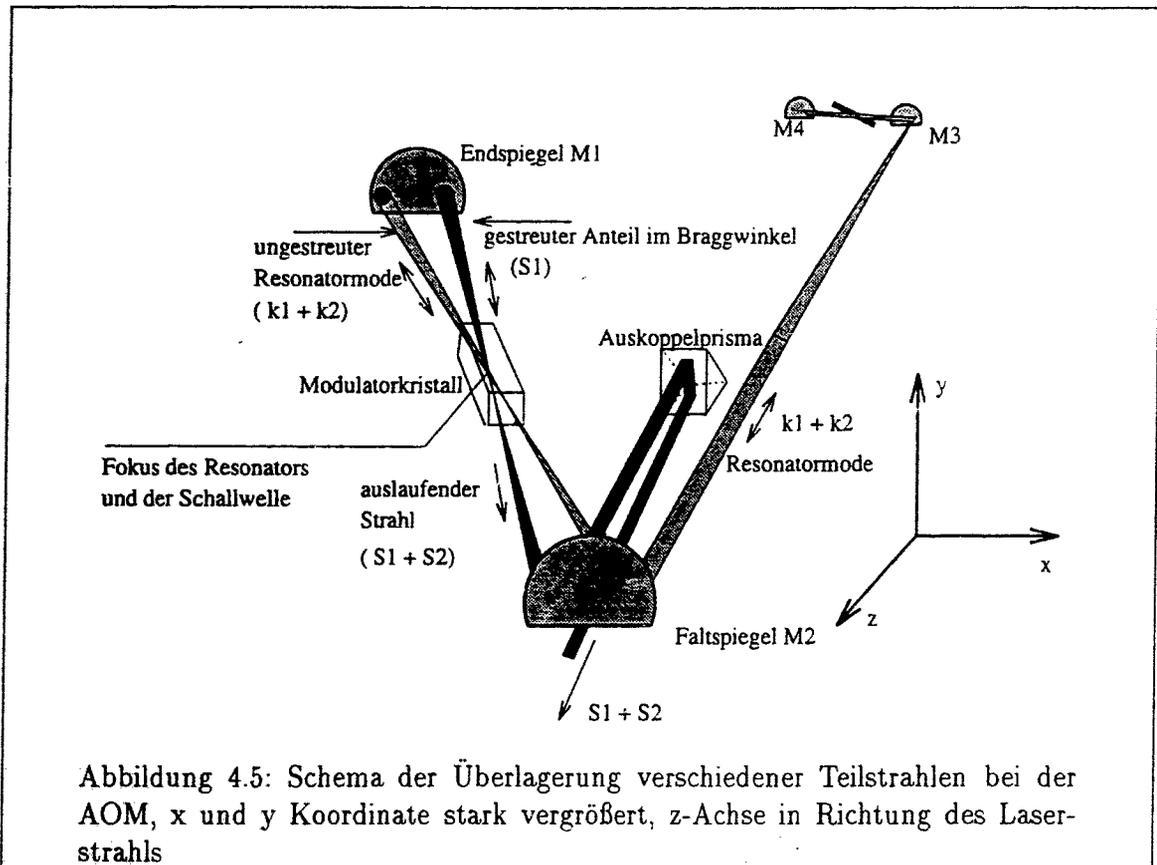
Mit Hilfe eines piezoelektrischen Umwandlers ('Transducer') kann die Radiofrequenzleistung eines externen Senders in die mechanische Energie einer in der Bragg-Zelle laufenden Ultraschallwelle umgeformt werden. Die momentane Dichtemodulation des Kristalls durch die Ultraschallwelle kann als sinusförmiges Gitter betrachtet werden, bei dem der Brechungsindex des Materials moduliert ist. Die Orts- und Zeitabhängigkeit dieses Gitters entspricht einer laufenden Welle.

Die Wechselwirkung des Resonatormodes mit der Ultraschallwelle liefert ein Beugungsmuster. Für eine harmonische Modulation des Brechungsindex erwartet man neben dem ungebeugten Strahl nur ein Intensitätsmaximum, da die Winkelverteilung der Streumaxima die Fourierzerlegung der streuenden 'Gitterfunktion' darstellt [BOR33]. Die Interferenzbedingung entspricht der Bragg-Bedingung in der Röntgenbeugung, das Intensitätsmaximum wird daher 'Bragg-Reflex' genannt.

Wegen der Streuung an der laufenden Ultraschallwelle erleiden die gebeugten Strahlen eine Dopplerverschiebung. Die Berechnung der Größe der Dopplerverschiebung unter Berücksichtigung der Interferenzbedingung ergibt, daß in erster Ordnung die Frequenzverschiebung des Lichtes gleich der Ultraschallfrequenz ist (für eine genauere Diskussion siehe z.B. [HOF92]). Das gestreute Licht ist vom Mode räumlich separiert, es wird durch ein kleines Prisma aus dem Resonatoraufbau ausgekoppelt. Die Abbildung 4.5 zeigt die Anordnung der beteiligten Komponenten.

Die aus dem Resonator auslaufende Welle muß als Überlagerung von zwei Teilstrahlen verstanden werden, was anhand der Abbildung 4.5 näher erläutert werden kann:

Der Resonatormode ist als stehende Welle die Überlagerung einer hin- und rücklaufenden



Welle. Diese Komponenten erleiden die Frequenzverschiebung bei der Streuung mit umgekehrten Vorzeichen.

Die auf den Endspiegel zulaufende Komponente k_1 liefert den ersten gestreuten Teilstrahl S_1 . Dieser fällt nach der Streuung auf den Endspiegel und wird in den Fokus zurückreflektiert. Dann repräsentiert der Strahl S_1 eine vom Endspiegel weglaufende Welle. Entweder findet jetzt im Fokus keine Streuung statt (dann verläßt der Strahl S_1 den Resonator), oder der Strahl wird in den Mode zurückgestreut. Wegen der gegenüber der ersten Streuung umgekehrten Richtung des Strahls wird im letztgenannten Fall die ursprüngliche Dopplerverschiebung wieder aufgehoben.

Der zweite Teilstrahl S_2 mit der negativen Dopplerverschiebung von S_1 resultiert aus der Streuung der vom Endspiegel weglaufenden Komponente k_2 . Bei idealem Aufbau können beide Teilstrahlen räumlich zur Deckung gebracht werden.

Die Überlagerung der beiden gleich intensiven, kohärenten Teilstrahlen S_1 und S_2 liefert ein Schwebungssignal:

$$A(t) = 2A \cos\left(\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right)t\right) \cdot \cos((\omega_1 - \omega_2)t)$$

$$A(t) \approx 2A \cos(\omega t) \cdot \cos(2\Omega t) \quad (4.1)$$

Ω = Ultraschallfrequenz.

Es ist daher zu erwarten, daß das Cavity-Dumper-Signal eine zeitliche Modulation aufweist, die dem Zweifachen der Dopplerverschiebung und somit dem Zweifachen der an die Bragg-Zelle angelegten Radiofrequenz entspricht (siehe Abb.: 4.6).

4.2.3 Diskussion der Pulseigenschaften

Aus dem Resonator wird nur dann Licht ausgekoppelt, wenn Radiofrequenzleistung in den Bragg-Kristall eingespeist wird. Da der Resonator in der Zeit vor Anlegen der R.f. Energie gespeichert hat, erreicht die Leistung in Lichtpulsen, deren Länge kurz im Vergleich zu dem Zeitraum ist, der zur vollständigen Entleerung des Resonators führt, einen wesentlich höheren Wert, als man es aufgrund der verfügbaren c.w.-Leistung erwarten könnte.

Man kann daher 3 verschiedene Regimes der Operation mit dem Cavity Dumper realisieren:

- c.w.-Betrieb:

Die R.f.-Leistung wird ständig angelegt. Der Output ist c.w. und mit $2\Omega = 760\text{MHz}$ moduliert (Oszillographenbild in Abb.: 4.6a). Die mittlere Leistung in diesem Modus kann 70% der d.c. Leistung eines mit der gleichen Leistung gepumpten d.c.-Farbstofflasers erreichen [MAY70]. Daher wurde eine Maximalleistung im c.w. Betrieb von 0.9 Watt erzielt [MES90].

- Puls-Betrieb:

Wenn die R.f.-Leistung gepulst wird, entstehen gaußförmige Signale von 8ns Halbwertsbreite, die 760 MHz-Struktur bleibt bestehen. (Abb:4.6b).

Diesen einzelnen Puls kann man mit hoher Frequenz repetieren, nur muß der Resonator in den Pausen zwischen den Pulsen genügend aufgefüllt werden. Es können Repetitionsfrequenzen von bis zu 10 Megahertz erzeugt werden (Abb.: 4.6c), die maximale Pulshöhe steht bei Frequenzen kleiner als 800 Kilohertz zur Verfügung, da bei höheren Repetitionsraten die Energiedichte im Resonator durch das Auskoppeln der Leistung bereits absinkt.

- Betrieb mit langen Pulsen:

Dem c.w.-Output kann seinerseits wieder eine eigene Zeitstruktur aufgeprägt werden (Abb.: 4.6d). Solche langen 'c.w.-Pulse' haben an ihrer linken Flanke die starke Leistungsüberhöhung des Einzelpulses, dann fällt die Leistung wegen der Entleerung des Resonators exponentiell innerhalb etwa einer Mikrosekunde gegen den c.w.-Wert hin ab.

Von den möglichen Zeitstrukturen werden zunächst nur das c.w.-Regime und ein die 8 Nanosekunden-Pulse mit 10kHz repetierender Betriebszustand benötigt.

4.3 Lichtoptische Transportstrecke

Im aktuellen Aufbau ist der Laserbetriebsraum von der polarisierten Elektronenquelle durch einen weiteren Laborraum getrennt. Ein Transport der Laserstrahlung über eine Luftstrecke erfordert minimal 4, besser aber 6 Neunzig-Grad-Umlenkungen des Lichtwegs mit Spiegeln oder Prismen. Die Lageschwankungen des Strahlflecks auf der Kathode könnten wegen der großen Hebel erheblich sein.

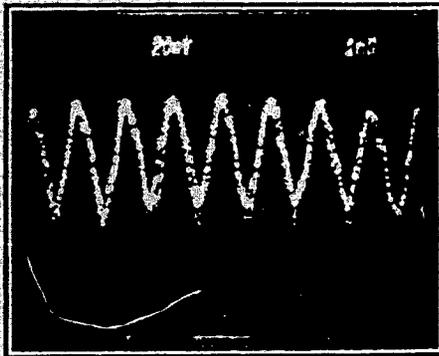


Abbildung 4.6.a: c.w. Betrieb. Horizontale Ablenkung 1ns/Div. Mittlere Leistung etwa 0.5 Watt.

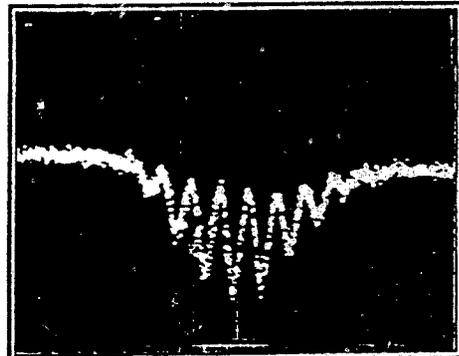


Abb: 4.6.b: Substruktur des Pulses. Horizontale Ablenkung 2ns/Div. Halbwertsbreite des Pulses etwa 8ns.

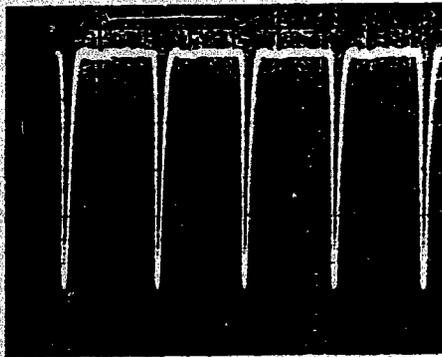


Abbildung 4.6.c: 10Mhz Repetitionsrate. Horizontale Ablenkung 50ns/Div. Die Signalhöhe entspricht mehr als 10 Watt Pulsleistung.

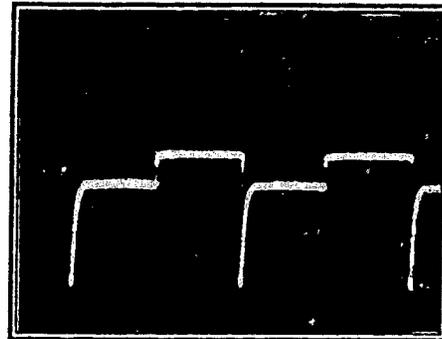


Abbildung 4.6.d: Lange Ansteuerungszeiten des Modulators. Länge des Pulses etwa 100 Mikroskunden.

Abbildung 4.6: Verschiedene Moden des Pulsbetriebs

Die mit dieser Lösung verbundenen Schwierigkeiten machen den Transport des Strahls mit einem Lichtleiter attraktiv.

4.3.1 Strahltransport im Lichtleiter

Ein Lichtleiter besteht aus einer Kernfaser mit Brechungsindex n_1 und einer Randfaser, die einen niedrigeren Brechungsindex n_2 als der Kern aufweist. Diese Anordnung wird Stufenindexfaser genannt. Es werden auch Fasern mit radial variablem Brechungsindex, sogenannte Gradientenfaser, verwendet.

Tritt der Lichtstrahl mit einer kleinen Divergenz in die Kernfaser ein, so ist der Einfallswinkel bezüglich der radialen Achse so groß, daß aufgrund der Brechung am optisch dünneren Randmedium Totalreflexion eintritt.

Im Lichtleiter sind nur solche Reflexionswinkel erlaubt, bei denen die zweifach reflektierten

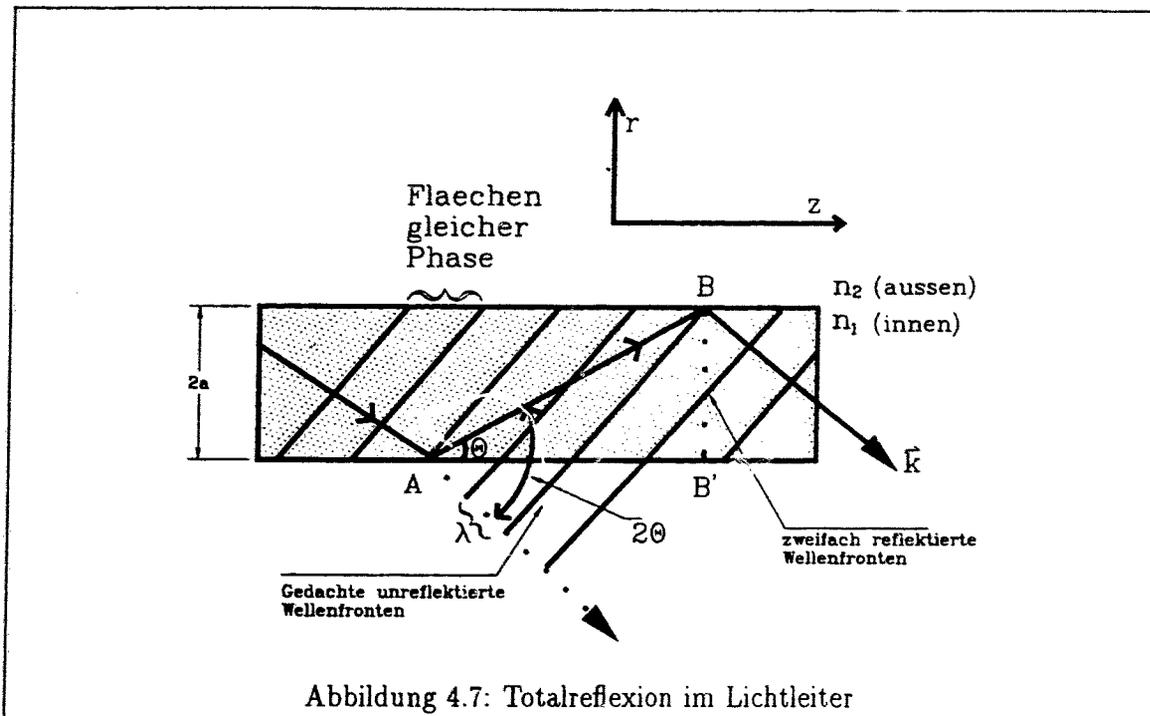


Abbildung 4.7: Totalreflexion im Lichtleiter

Wellenfronten einen Gangunterschied von $k \cdot \lambda$, $k \in N$ gegen die gedachte, nicht reflektierte Wellenfront haben [ROS77].

In der ebenen Geometrie der Abbildung 4.7 - bei der ein senkrecht zur Zeichenebene unendlich ausgedehnter Lichtleiter angenommen ist - kann man erkennen, daß simultan

$$\cos(2\Theta) = \frac{k \cdot \lambda}{AB}, \quad \text{und} \quad \overline{AB} \sin(\Theta) = 2a$$

sein muß. Dabei ist $2a$ der Durchmesser des Lichtleiters.

Beide Formeln zusammengefaßt ergeben eine Bedingung an den Winkel Θ :

$$\sin^2(\Theta) + k \cdot \lambda \sin(\Theta) / 4a - \frac{1}{2} = 0 \quad (4.2)$$

Im Lichtleiter nehmen so viele Moden am Lichttransport teil, wie es Lösungen von 4.2 gibt. Für die technisch realisierten, runden Lichtleiter gelten ähnliche Beziehungen. Da das erlaubte Winkelintervall auf den Bereich bis zum Verschwinden der Totalreflexion begrenzt ist, ergibt sich eine Abhängigkeit von den beteiligten Brechungsindizes. Die Zahl der Lösungen ist:

$$M \approx \frac{40a^2 \cdot n_1^2 \Delta}{\lambda_0^2}, \quad \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (4.3)$$

Existieren mehrere Moden, so wird eine vor dem Einkoppeln vorhandene Polarisation des Lichtes durch den Lichtleiter zerstört, weil die Überlagerung der Moden, die mit verschiedener Geschwindigkeit laufen, nach einer gewissen Laufstrecke keine definierte Phasenbeziehung mehr ergibt. Daher ist das Licht nach dem Austritt aus einer Multimodefaser weitgehend unpolarisiert (siehe z.B. [SEI84]).

Zur Erzeugung der benötigten Zirkularpolarisation des Laserlichtes müßte der Strahl dann wieder aufpolarisiert werden, was einem Leistungsverlust von einem Faktor 2 entspricht. Die Verwendung einer Single-Mode-Faser, bei der nur ein einziger Mode transportiert werden

kann (Monomode-Betrieb) eliminiert das Problem. Gleichung 4.3 macht jedoch deutlich, daß der Single-Mode-Betrieb einen sehr kleinen Faserkerndurchmesser a erfordert, damit Gleichung 4.2 nur eine Lösung besitzt. Monomode-Fasern besitzen typische Kerndurchmesser von $5\mu\text{m}$. In diesem Fall wird wiederum das Einkoppeln der Leistung zum Problem, weil das Licht die Kernfläche der Faser treffen und zusätzlich auch der richtige Einkoppelwinkel gefunden werden muß.

Im vorliegenden Fall wird ein 20 Meter langer Monomode-Lichtleiter verwandt, bei dem die Einkoppelobjektive fest auf die Faserenden montiert sind, was die Justage erleichtert ⁴.

4.3.2 Betrieb des Lichtleiters

Transmission und Strahlqualität

Wegen der extremen Einkoppelbedingungen ist eine gute Transmission nur zu realisieren, wenn der Laserstrahl am Objektiv eine genügende Strahlqualität besitzt. Die Transmissionsverluste sind fast ausschließlich Kopplungsverluste, da die Dämpfung weniger als 20dB/km beträgt. Mit einem Helium-Neon-Laser konnten 70%, mit dem akustooptisch modulierten Dye-Laser-Strahl nur bis zu 61% Transmission erzielt werden. Die Qualität des Cavity-Dumper-Strahls ist von der Laserjustierung, d.h. von der Modenqualität abhängig. Die Divergenz des 'Cavity-gedumpten' Strahls ist größer als z.B. die eines Gas-Lasers, ein justageabhängiger Astigmatismus, bzw. eine elliptische Modenform sind beobachtbar.

Alle derartigen Abweichungen des Laserstrahls vom erwünschten rotationssymmetrischen T_{em}^{00} -Mode werden durch den Lichtleitertransport - auf Kosten der Transmission - aufgehoben. Der Laserstrahl mißt am Ausgangsobjektiv des Lichtleiters ca. 0.8 mm im Durchmesser bei einer Vollwinkel-Divergenz von 1.2 mrad⁵. Der weitere Transport des rotationssymmetrischen Strahls gestaltet sich wegen dieser ausgezeichneten Parameter problemlos.

Linearpolarisation

Wenn von einer Monomode-Faser die Rede ist, darf man nicht außer acht lassen, daß der einzelne Mode zwei unabhängige Polarisationsrichtungen besitzt. Für eine exakt runde Faser sind beide Richtungen entartet, so daß eine Linearpolarisation des Eingangsstrahls erhalten wird. In der Praxis sind jedoch die Fasern nicht rund, was zu einer unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeit, d.h. zu einer 'Doppelbrechung' der Faser führt [JEU83]. Das aus der Faser austretende Licht ist daher im allgemeinen elliptisch polarisiert. Figur 4.8 zeigt, daß tatsächlich die Richtung der Linearpolarisation an den Leiter angepaßt werden sollte, d.h. man muß parallel oder senkrecht zur 'optischen Achse' des Leiters einkoppeln. Die Messung der Linearpolarisation geschieht mit einem rotierenden Analysator. Die Maxima und Minima der Intensität ergeben nach der Formel

$$|P_{lin}| = \frac{W_{max} - W_{min}}{W_{max} + W_{min}} \quad (4.4)$$

den Grad der Linearpolarisation.

Die größte erreichte Linearpolarisation war mehr als 99%. Bei schlechterer Modenqualität oder Transmission werden auch deutlich größere Modulationen als die in Abbildung 4.8 beobachtet.

⁴Fa. Schott, Typ LG3

⁵Herstellerangabe Fa. Schott

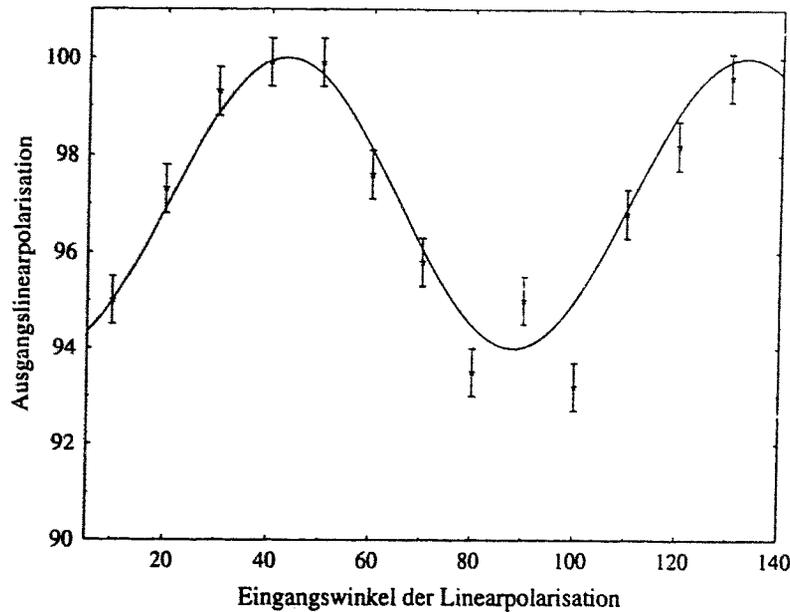


Abbildung 4.8: Linearpolarisation am Lichtleiterausgang als Funktion des Polarisationswinkels am Einkoppelobjektiv

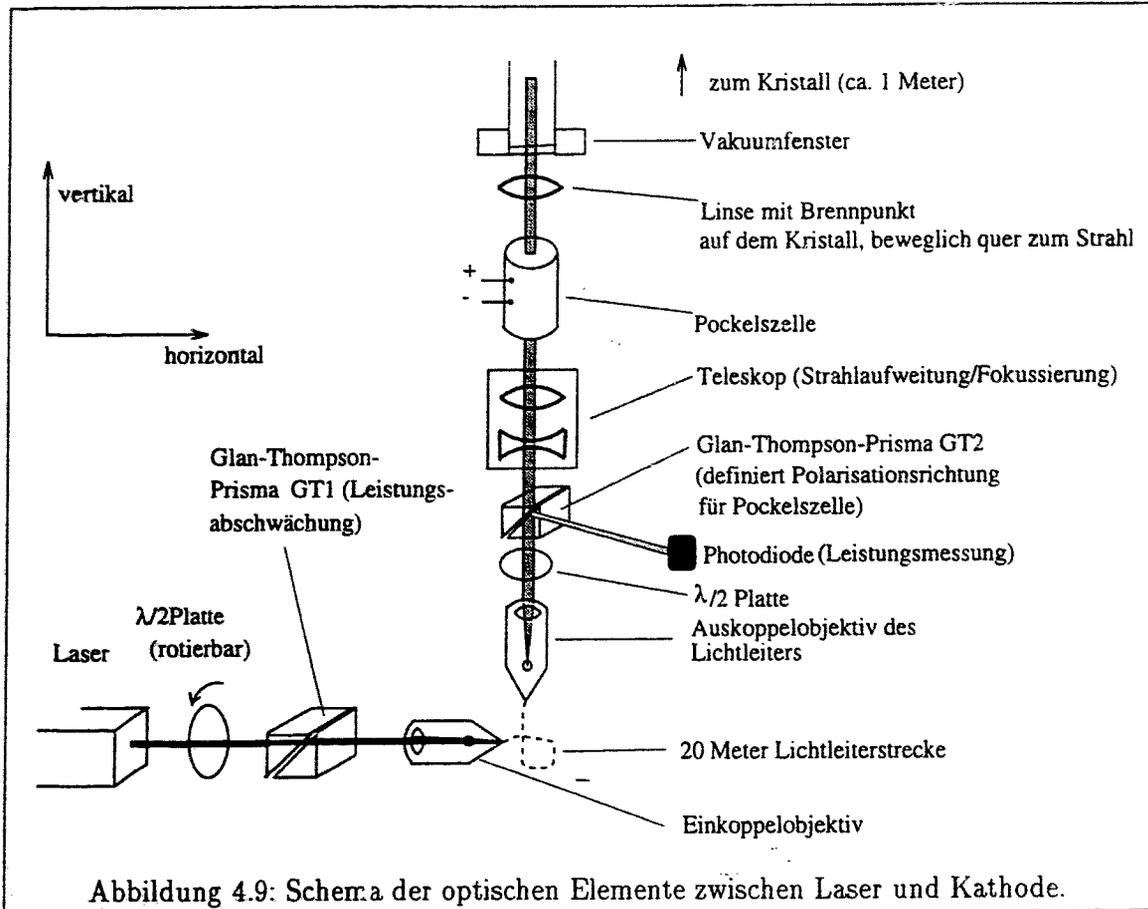
Strahlfokussierung

Abbildung 4.9 zeigt den kompletten Aufbau aller Komponenten in den zwei optischen Bänken vor und hinter dem Lichtleiter.

Da der Cavity-Dumper-Strahl ca. 0.6m hinter dem Laser einen Fokus hat, ist das Einkoppeln des Strahls in den Lichtleiter ohne weitere Linsen möglich. Der Strahl verläßt mit den oben angegebenen Parametern etwa 1.5 Meter unterhalb der Photokathode den Lichtleiter. Auf der Photokathode muß der Strahl einen Durchmesser von weniger als 0.5 mm besitzen, um einen optimalen Phasenraum für den Elektronenstrahltransport zum Beschleuniger zu ermöglichen. Der Strahl muß also fokussiert werden. Da die letzte Linse vor dem Eintritt ins Vakuumsystem angebracht werden muß, ist der Abstand Linse-Fokus etwa 1 Meter. Für Laserstrahlen mit gaußförmiger Intensitätsverteilung, deren Ortsvergrößerung nur durch Beugung begrenzt wird, kann der Fokaldurchmesser berechnet werden [MEL92]:

$$d = \frac{2 \cdot \lambda \cdot f}{\pi \cdot r_0} \quad (4.5)$$

In unserem Fall müssen folgende Werte eingesetzt werden: $\lambda = 0.64 \cdot 10^{-3} \text{mm}$, $d \leq 0.5 \text{mm}$, $f = 1000 \text{mm}$. Der benötigte Strahldurchmesser an der Linse errechnet sich zu $2 \cdot r_0 \geq 1.62 \text{mm}$ und ist daher größer als der unbeeinflusste Durchmesser des Strahls. Die notwendige Aufweitung wird mit einem Teleskop vorgenommen. Der Strahl wird auf ungefähr den fünffachen Durchmesser vergrößert. Durch die Verwendung einer separaten Linse



zur Fokussierung kann der Fokus leicht in der Lage auf dem Kristall verändert werden: Die Linse ist in der Ebene quer zum Strahl mittels Mikrometerschrauben verschiebbar montiert und fokussiert den Strahl immer auf ihre optische Achse, so daß die gemessene Verschiebung in der transversalen Ebene der Verschiebung auf dem Kristall entspricht.

Zur Vermessung des Fokaldurchmessers wurde das Licht mit einem Prisma aus dem Strahlengang abgelenkt und in einem der Kristallentfernung entsprechenden Abstand das Leistungsprofil des Strahls aufgenommen, indem eine $25 \mu\text{m}$ im Durchmesser messende Blende quer zum Strahl verschoben wurde. Abbildung 4.10 zeigt das Intensitätsprofil.

Der Strahlfleck ist radialsymmetrisch, die $1/e^2$ -Punkte der Intensität ergeben einen Strahldurchmesser von $0.29 \pm 0.1 \text{ mm}$. Der Fehler resultiert aus der ungenauen Bestimmung des Abstandes Linse-Kristall ($\pm 1 \text{ cm}$) und der Einstellgenauigkeit bei der Intensitätsmessung.

4.3.3 Transmission

Transmissionsverluste in der Strahlführung resultieren hauptsächlich aus den Koppelverlusten in den Lichtleiter und Reflexionen an den Oberflächen der Strahlführungselemente. Der zweite Faktor ist nicht zu vernachlässigen, da der Strahl durch insgesamt 24 Grenzflächen hindurchtreten muß. Trotz der Antireflexbeschichtung erzeugen diese einen Transmissionsverlust von fast einem Faktor 2. Hinzu kommen die Verluste durch den Lichtleiter. Aus diesen Gründen liegt bislang die Transmission vom Cavity-Dumper-Ausgang bis zum Eintrittsfenster ins Vakuumsystem bei maximal 27%. Dieser Wert nimmt bei sehr hoher

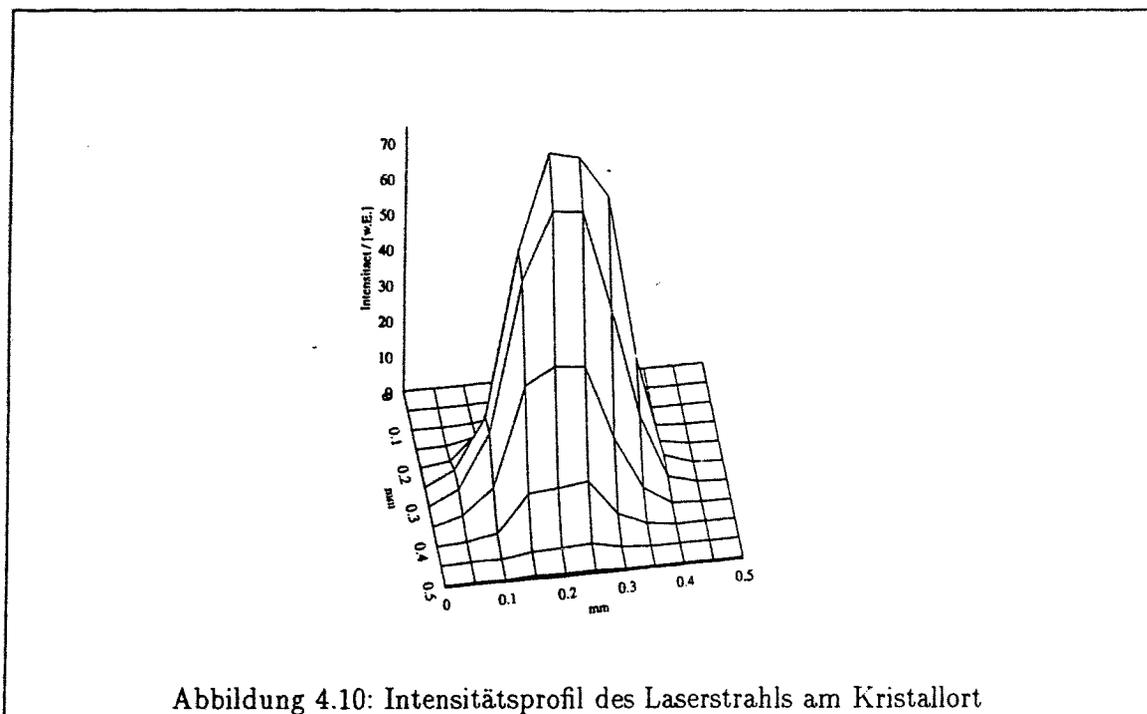


Abbildung 4.10: Intensitätsprofil des Laserstrahls am Kristallort

Eingangsleistung noch auf etwa 25% ab, da sich mit steigender Pumpleistung der Mode des Farbstofflasers verschlechtert.

4.3.4 Leistungsregulierung

Einstellung

Das Glan-Thompson-Prisma GT1 definiert die Sollrichtung der Linearpolarisation für die Übertragung durch den Lichtleiter. Ihm ist eine drehbare $\lambda/2$ -Platte vorgeschaltet. Durch Drehen der Platte kann jede Richtung der ursprünglich am Laserausgang vertikal orientierten Linearpolarisation erreicht werden, das Glan-Thompson-Prisma vernichtet dann die Leistung, die in der Polarisationskomponente senkrecht zur Sollrichtung enthalten ist. Auf diese Weise kann jeder Leistungsanteil zwischen 0 und 100% eingestellt werden. Die benötigte Information über die vorliegende Laserleistung erhält man folgendermaßen: Nach dem Durchtritt durch den Lichtleiter und ein weitere $\lambda/2$ -Platte definiert ein zweites Glan-Thompson-Prisma eine weitere Sollrichtung, die durch die geforderte 45° -Stellung des Polarisationsvektors relativ zur optischen Achse der Pockelszelle gegeben ist. Der aus dem zweiten Glan-Thompson-Prisma herausreflektierte Strahl ist - im Gegensatz zu dem am ersten Prisma beobachtbaren Reflex - immer proportional zu der am Kristall ankommenden Lichtleistung. Der Transmissionsverlust ist zum größten Teil durch die nicht vollständige Linearpolarisation des Lichts hinter der Glasfaser gegeben und fände daher sowieso statt. Die zweite $\lambda/2$ -Platte erlaubt es, Drehungen der Ebene der Linearpolarisation, die durch das Knicken des Lichtleiterkabels entstehen, zu kompensieren und auf diese Weise den optimalen Einschufwinkel in das zweite Glan-Thompson-Prisma bei minimalem Transmissionsverlust aufrechtzuerhalten. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, daß unbeabsichtigte Veränderungen der Lage der Linearpolarisationsebene zu einer veränderten Leistung des am Glan-Thompson herausreflektierten Strahls führen, so daß die Kalibration der Laserlei-

stungsmessung wiederholt werden muß.

Eine Photodiode konvertiert den herausreflektierten Strahl in einen Photostrom, ein nachgeschalteter Verstärker verwandelt das Signal in eine Spannung, die von einem ADC digitalisiert wird. Über das P-Bus-Datenerfassungssystem des Laser-Steuerungs-Rechners - dem sogenannten 'Einplatinen-Allzweck-Computer' (EPAC) - kann der ADC ausgelesen werden. Die Transmission durch das erste Glan-Thompson Prisma wird solange vom P-Bus-Steuerungsrechner mit Hilfe der Drehung der ersten $\lambda/2$ -Platte variiert, bis Soll- und Istwert der Laserleistung übereinstimmen.

Leistungsregelung

Die mechanische Drehung der $\lambda/2$ -Platte ist zu schwerfällig, um Leistungsschwankungen des Lasersystems auszuregulieren und damit die Leistung nach der einmal erfolgten Einstellung auch konstant zu halten. Ein schnellerer Zugriff ist über die Cavity-Dumper-Radiofrequenzleistung möglich.

Es ist jedoch nicht möglich, die Einstellung ausschließlich über die R.f. vorzunehmen, da sich Leistungen im Bereich von einigen Mikrowatt - die im Optimierungsbetrieb der Elektronenstrahlführung ständig gebraucht werden⁶ - wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der ausgekoppelten Leistung von der R.f.-Leistung nicht stabil einregeln lassen. Daher muß hilfsweise die Transmission durch die $\lambda/2$ -Steuerung herabgesetzt werden, damit die R.f.-Regelung im linearen Bereich arbeiten kann.

4.4 Erzeugung der Zirkularpolarisation

Zur Erzeugung von rechts oder linkszirkularpolarisiertem Licht aus linearpolarisiertem Licht wird eine $\pm\pi/2$ -Phasenverschiebung benötigt. Diese kann durch doppelbrechende Platten geeigneter Dicke erreicht werden, jedoch liegt dann das Vorzeichen der Zirkularpolarisation fest, eine Umpolung ist nur durch mechanische Drehung möglich. Wesentlich praktischer ist der Einsatz von Kristallen, bei denen die Größe (und das Vorzeichen) der Doppelbrechung von einer am Kristall angelegten Spannung abhängen. Diese 'Pockelszellen' erlauben es, die Zirkularpolarisation im Rhythmus der Umpolung der anliegenden Spannung zu modulieren.

4.4.1 Einbau der Pockelszelle

Bei der von uns verwendeten Pockelszelle⁷ steht das elektrische Feld parallel zur Fortpflanzungsrichtung des Lichts (sogenannte Longitudinalzelle). Der Pockelskristall ist Kaliumdi-deuterophosphat, eine Substanz, die auch ohne äußere Felder bereits doppelbrechend ist. Durch das Anlegen einer Spannung an die Elektroden bildet sich eine zweite optische Achse aus, die die Zirkularpolarisation erzeugen soll. Die Transformation der Linearpolarisation in zirkulare Polarisation mit einer Pockelszelle gelingt unter den folgenden Umständen:

- Alle Teile des Strahls müssen gleiche Phasenverschiebung erfahren. Das bedeutet, daß nur homogene Bereiche des elektrischen Feldes in der Zelle durchstrahlt werden sollen.

⁶Die Leuchtschirme in der Injektionsstrahlführung arbeiten bei etwa 10-20nA Strahlstrom optimal, bei guter Quantenausbeute entspricht das 2-5 Mikrowatt.

⁷Typ Gsänger LM20

- Die Richtung der zweiten optischen Achse muß transversal zur Ausbreitung des Strahls liegen.
- Die zweite optische Achse muß unter 45° zur Linearpolarisation liegen, damit die beiden Polarisationsrichtungen gleiche Amplitude haben.
- Die Spannung muß so hoch sein, daß der über die Kristalllänge integrierte Gangunterschied $\lambda/4$ ergibt.

Die ersten beiden Forderungen werden durch eine Zentrierung der Pockelszelle im Strahlengang und eine Justage, die die Parallelität der ersten optischen Achse der Zelle und des Laserstrahls gewährleistet, erfüllt. In mehreren Arbeiten (z.B. [HEI91a], [ADA68]) ist diese Prozedur detailliert beschrieben. In diesem Zustand ist auch die Transversalität der zweiten optischen Achse gesichert, da diese senkrecht auf der ersten steht.

Die Richtung der zweiten optischen Achse wird durch Drehen der Zelle bei einer angelegten Spannung gefunden: Wird hinter der Zelle ein Polarisationsanalysator aufgestellt, dessen Durchlassrichtung senkrecht zur Linearpolarisation des Lasers steht, so tritt bei einem gewissen Drehwinkel Auslöschung auf. Dann steht die zweite optische Achse parallel oder senkrecht zur Linearpolarisation, da der Polarisationsvektor durch die Doppelbrechung der zweiten Achse nicht beeinflusst worden ist. Eine Phasenverschiebung von $n \cdot \pi$ kann man ausschließen, indem man die Zahl der Auslöschungen in Abhängigkeit vom Drehwinkel betrachtet. Danach wird die Zelle um exakt 45° in ihrer Fassung verdreht⁸. Damit steht die zweite optische Achse im gewünschten Winkel.

4.4.2 Vermessung der Zirkularpolarisation

Bei nun festgelegter Geometrie ist eine Einstellung der erwünschten 90° Phasenverschiebung durch Variation der Spannung möglich. Die Größe der Zirkularpolarisation wird durch Drehen eines Analysators hinter der Zelle bestimmt. Elliptisch polarisiertes Licht erzeugt eine Amplitudenmodulation, aus der eine Intensitätsmodulation folgt. Der Grad der Zirkularpolarisation berechnet sich zu:

$$|P_\sigma| = \frac{2 \cdot \sqrt{I_{max} \cdot I_{min}}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.6)$$

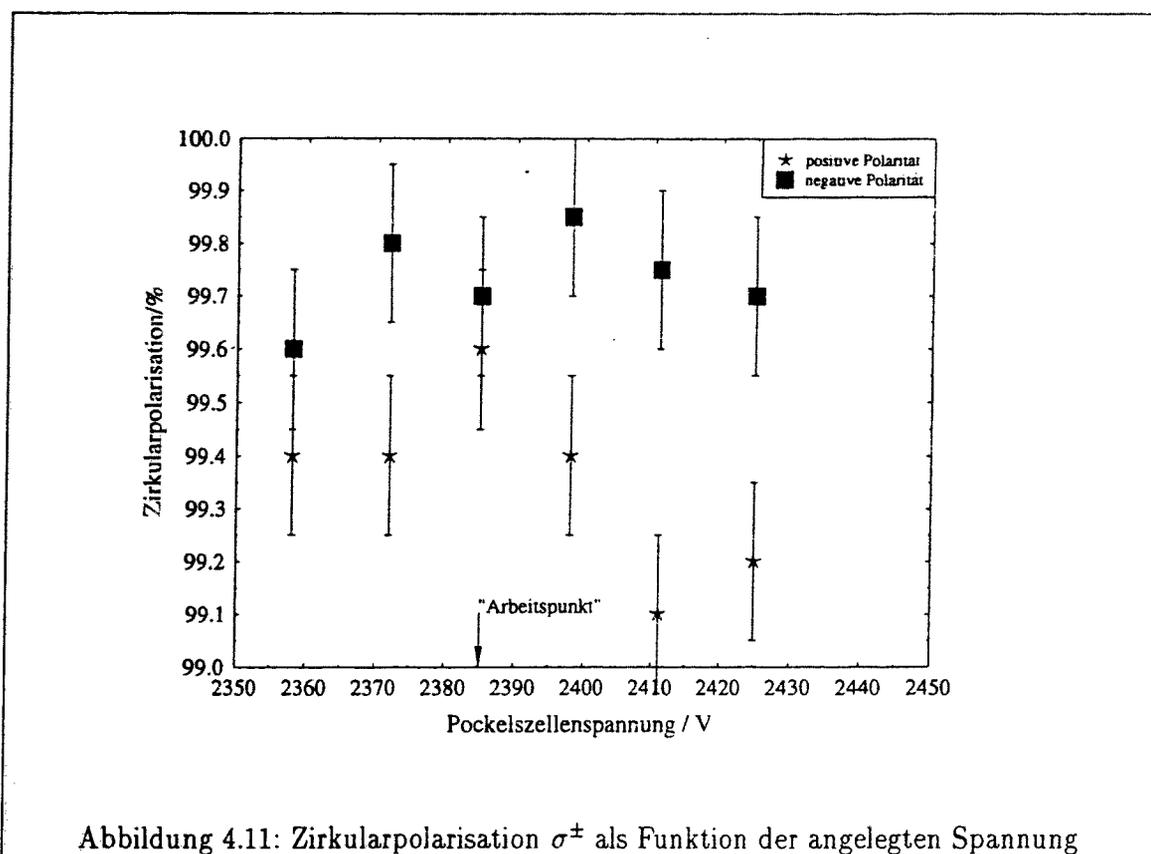
Die Spannung wird so lange variiert, bis sich eine minimale Intensitätsvariation ergibt. Die Möglichkeit, daß unpolarisiertes Licht vorliegt, ist durch die Bestimmung der Linearpolarisation bei der Justage der zweiten optischen Achse ausgeschlossen⁹. Die Versorgung der Zelle wird mit einer einzigen Spannungsquelle durchgeführt, die Pole der Zelle werden von einem externen Schalter (siehe unten) mit dieser Spannung versorgt. Da nur eine Spannungsquelle vorhanden ist, sollte die Lage der Maxima der Zirkularpolarisation nicht vom Vorzeichen der Spannung abhängen. Abbildung 4.11 zeigt dieses Verhalten, die Maxima liegen bei Spannungen von 2385 bis 2405 Volt.

Bei 2385 Volt ist der Grad der Zirkularpolarisation für beide Polaritäten fast gleich und $\geq 99.6\%$.

Die nicht vollständige Zirkularpolarisation könnte vom ungünstigen Verhältnis zwischen Strahldurchmesser und Zellengröße herrühren, das etwa 1:5 bis 1:4 beträgt. Bei früheren Messungen wurde ein Verhältnis von 1:8 bis 1:10 [HEI91a] benutzt, dabei wurden Werte

⁸Fa. Spindler und Hoyer, Drehfassung G

⁹Unpolarisiertes Licht erzeugt ebenfalls die gewünschte unmodulierte Intensität.

Abbildung 4.11: Zirkularpolarisation σ^{\pm} als Funktion der angelegten Spannung

von 99,8% für beide Polaritäten erzielt. Wegen der Notwendigkeit der Strahlaufweitung und dem Wunsch, die Pockelszelle möglichst dicht vor dem Eintrittsfenster der Quelle zu plazieren, liegt in unserem Fall ein Strahldurchmesser von 4-5mm in der Zelle vor.

Es lassen sich höhere Werte für die Zirkularpolarisation erreichen, wenn auf die Symmetrie in der Spannung für beide Polaritäten verzichtet wird, dann muß jedoch jeder Pol der Zelle eine separate Spannungsversorgung erhalten.

4.4.3 Polaritätswechsel

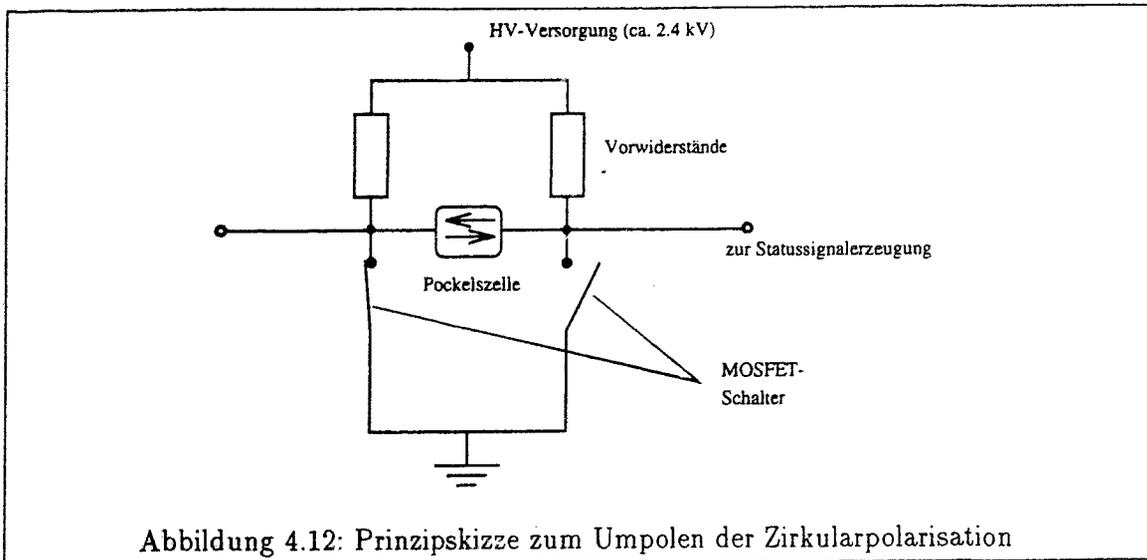
Im Experimentierbetrieb soll die Zelle in einem Rhythmus von ca. 1Hz umgepolt werden. Die am Targetort gewonnenen Streuereignisse müssen dem Polaritätszustand zugeordnet werden können.

Den schnellen Polaritätswechsel erreicht man, indem man zunächst beide Pole der Zelle auf das Sollpotential legt und jeden Pol über einen Schalter auf Massepotential legen kann (siehe Abbildung 4.12).

Zwei Vorwiderstände verhindern das Kurzschließen der Versorgungs- spannung.

Je nach Schalterstellung herrscht positive, negative oder keine Potentialdifferenz zwischen den Polen der Pockelszelle. Die Umpolgeschwindigkeit wird limitiert durch die Zeitkonstanten der Schalter, die in diesem Fall durch zwei Ketten von je drei MOSFET's realisiert sind.

Es wird eine Anstiegszeit der Spannung an der Zelle von 0,5 und eine Abfallzeit von 1 Millisekunde erreicht. Diese Anstiegszeit ist vernachlässigbar gegen die Meßintervalle von einer Sekunde.



Das Schalten wird durch Ansteuerung über TTL-Triggerpulse oder -pegel ermöglicht, die derzeit der für die Kontrolle des Lasersystems zuständige Einplatinenrechner im 1Hz-Rhythmus bereitstellt. Die Statusinformation wird vom Hochspannungspotential abgeleitet und nach einer Potentialtrennung über Optokoppler dem Experiment-Rechner übermittelt.

Kapitel 5

Die 100-Kilovolt-Elektronenquelle

Das Kernproblem der polarisierten Quelle auf Halbleiterbasis besteht in der Herstellung der benötigten Betriebsstabilität. Schon lange ist bekannt, daß gerade bei hohen Elektronenenergien - hoch bedeutet hier mehr als einige tausend Elektronenvolt - die Lebensdauer stark abnimmt, vor allem, falls Transmissionsverluste des produzierten Elektronenstrahls in der näheren Umgebung der Kathode präsent sind. Darüber hinaus ist die monoatomare Cäsium-Schicht auf der Kristalloberfläche bei Restgasdrücken von mehr als einigen 10^{-10} mbar nicht über genügend lange Zeiträume stabil.

Das grundlegende Prinzip bei der Konstruktion der Quelle war daher, jede Wechselwirkung der produzierten Elektronen mit massiven Apparaturteilen und dem Restgas zu minimieren. Das mechanische und elektronenoptische Design trägt mit weiten Aperturen und einer guten Heranführung der Pumpleistung an die Beschleunigungsstrecke diesen Forderungen Rechnung.

Die Minimierung des Restgasdrucks erfordert den konsequenten Einsatz von Ultrahochvakuumtechnologie. Daher ist die Quelle vollständig aus Materialien aufgebaut, die zuverlässig bei Temperaturen von mehr als 250 Grad Celsius ausgeheizt werden können.

5.1 Konstruktionselemente der Quelle

5.1.1 Mechanischer Aufbau

Abbildung 5.1 zeigt eine Querschnittszeichnung der Quelle, die Abbildung 5.2 deutet die Anbindung der Quelle an das nachfolgende Strahlführungssystem an.

Alle Flanschbauteile sind nach ConFlat(CF)-Norm¹ gefertigt und ausschließlich mit OFHC²-Kupferringen gedichtet.

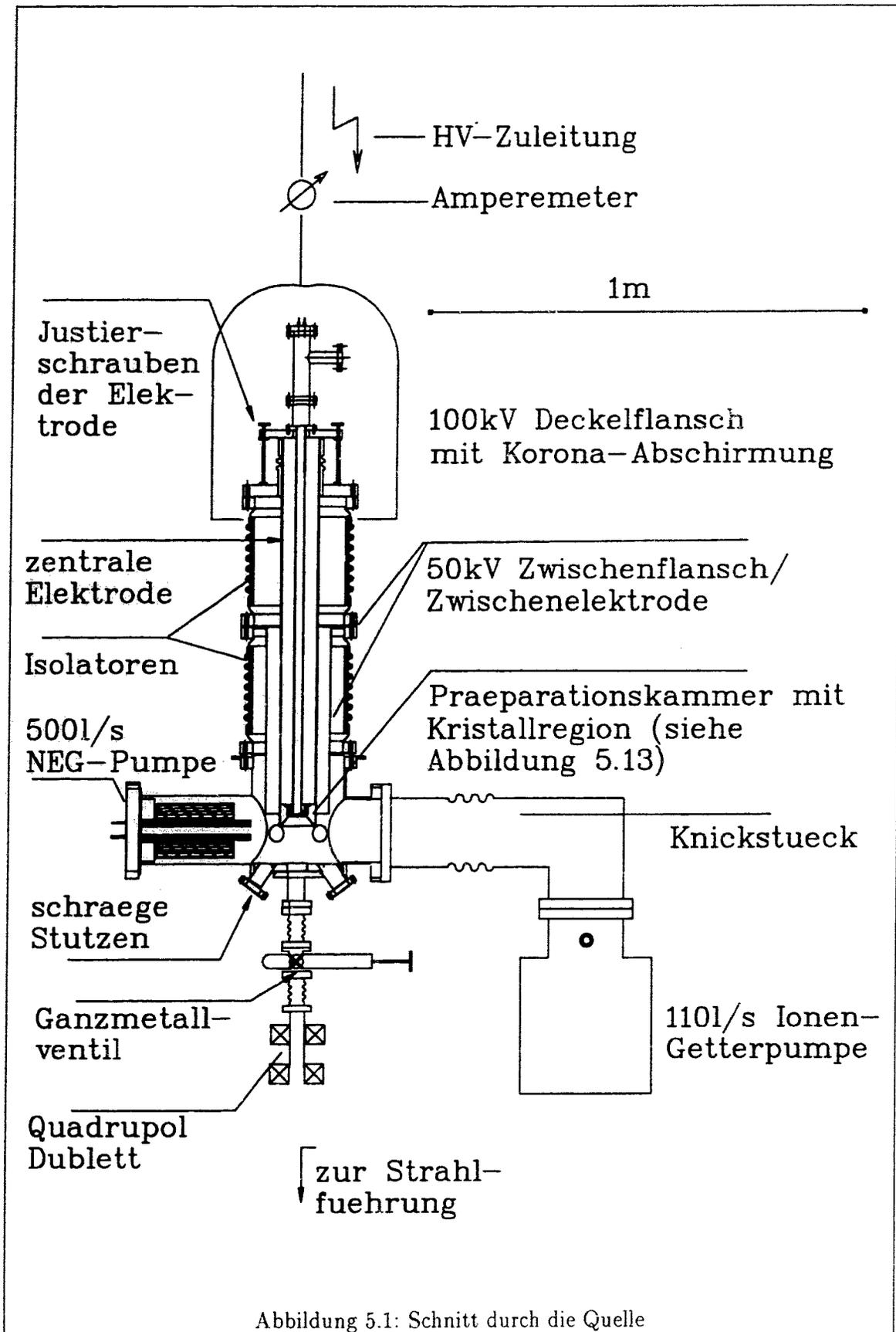
Auf die Hauptvakuumkammer der Quelle sind zwei Isolatoren mit Nennweite 200 aufgesetzt, der obere NW-200-Abschlußflansch trägt die Hochspannungselektrode.

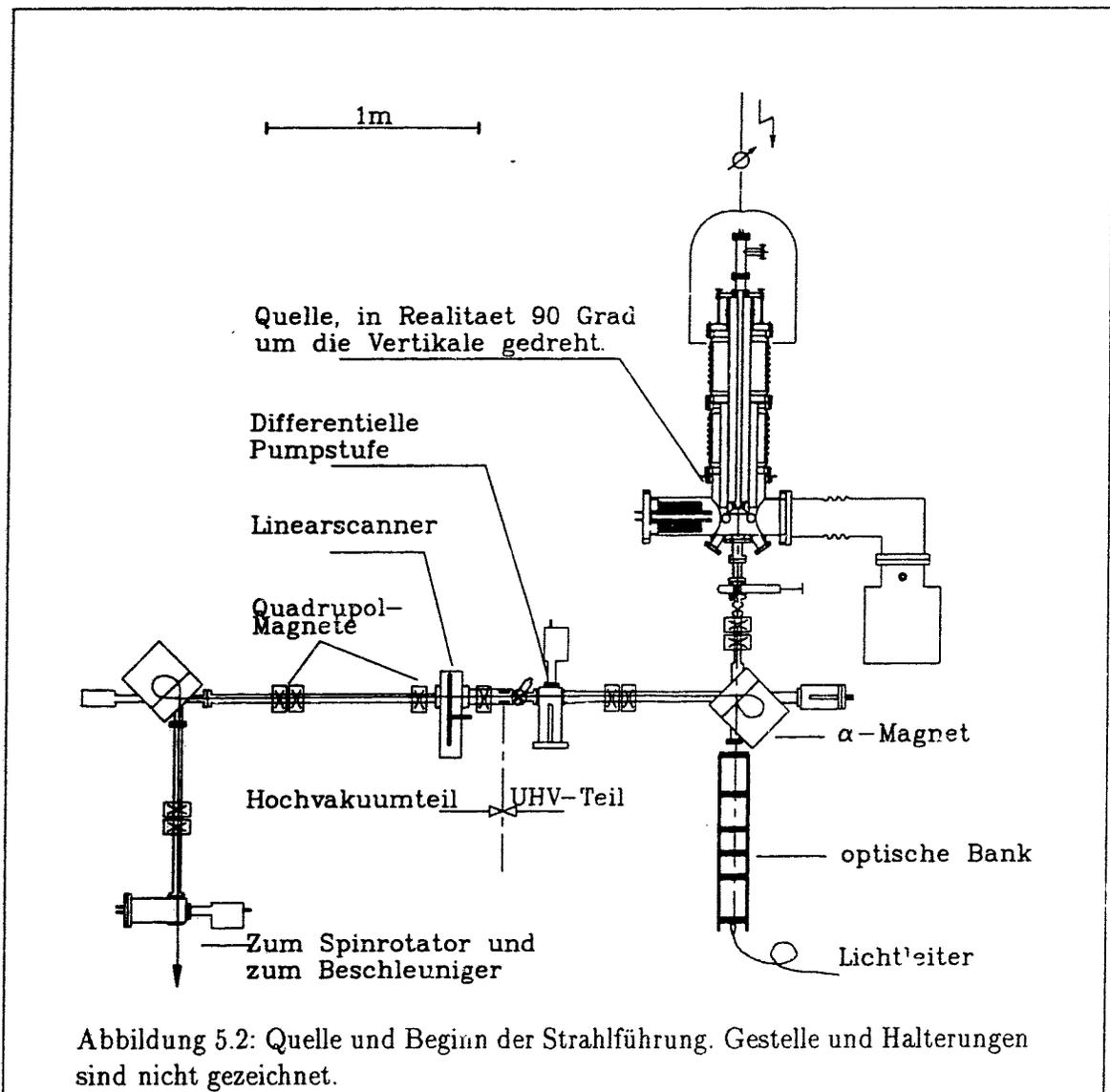
Die Beschleunigungsspannung wird von einem hochstabilisierten 100kV-Netzgerät geliefert,³ dessen Hochspannungsausgang mit dem obersten Teil der Elektronenquelle verbunden wird. Auf der Vakuumseite des oberen Quellenabschlusses ist die zentrale Hochspannungselektrode angeflanscht, die mit einer Gesamtlänge von fast einem Meter bis hinunter in die Präparationskammer reicht.

¹ConFlat ist eingetragenes Warenzeichen der Firma Varian Associates, Palo Alto, USA

²OFHC : Oxygen Free High Conductivity

³Fa. Heinzinger Elektronik, Typ HNC 101000-3





Eine weitere zur Symmetrieachse konzentrische Elektrode, die 'Zwischenelektrode', ist am Flansch zwischen den beiden Isolierrohren angebracht.

Dieser Flansch und damit die zweite Elektrode wird über einen Spannungsteiler auf einem Potential von -50 bis -60 Kilovolt gehalten.

Beide Elektroden bestehen in ihrem zylindrischen Teil aus nahtlosem unmagnetischem Edelstahlrohr, die speziell geformten Köpfe der Elektroden sind auf diese Rohre aufgeschumpft. Die Hauptvakuumkammer ist ein zylindrischer Rezipient mit 200 mm Öffnung, in den die beiden Hochspannungselektroden 'eintauchen' (Abbildung 5.1, vergrößert in Abbildung 5.12). Durch diese Bauweise kann der Elektronenstrahlbeschleunigungsraum mit den Einrichtungen für die Kristallpräparation kombiniert werden.

Die Kammer liegt auf Erdpotential, der zentrale Ausgang nach unten bildet die 'Anode' für den Elektronenstrahl. In Geradeausrichtung schließt ein pneumatisch betriebenes Ganzmetallventil⁴ das Vakuumsystem ab. An die Kammer sind 2 NW150-Stützen angeschweißt,

⁴Firma Vakuum Apparate Technik, Typ 48

an die die Vakuumpumpen geflanscht sind. Weiterhin sind 4 kleinere NW35-Stutzen in radialer Richtung vorhanden, an ihnen sind folgende Geräte montiert:

1. Ganzmetall-Eckventil zum Anschluß der Vorvakuumpumpe
2. Gaseinlaß für Sauerstoff
3. Gaseinlaß für NF_3
4. Massenseparator

Der zylindrische Mantel der Kammer ist mit einem feinmaschigen Edelmetallnetz (Transparenz etwa 70-80%) ausgekleidet, um Störungen der Symmetrie des Beschleunigungsraums durch die in die Wand eingelassenen Öffnungen zu minimieren.

In den Boden der Kammer sind unter 35° zur Vertikalen 4 weitere NW35-Stutzen eingelassen. Durch die Wahl dieses Winkels sind die Mittelachsen der Stutzen auf den Kristall ausgerichtet. Das eröffnet folgende Möglichkeiten:

1. Stutzen mit Vakuumfenstern erlauben die Sichtkontrolle z.B. während des Kristalleinbaus oder die Kontrolle der Laserfleckposition auf dem Kristall mit TV-Kameras.
2. Die Cäsiumreservoirs haben auf diese Weise direkte Sicht auf den Kristall, ohne in den Beschleunigungsraum hineinragen zu müssen.

Kristallhalter

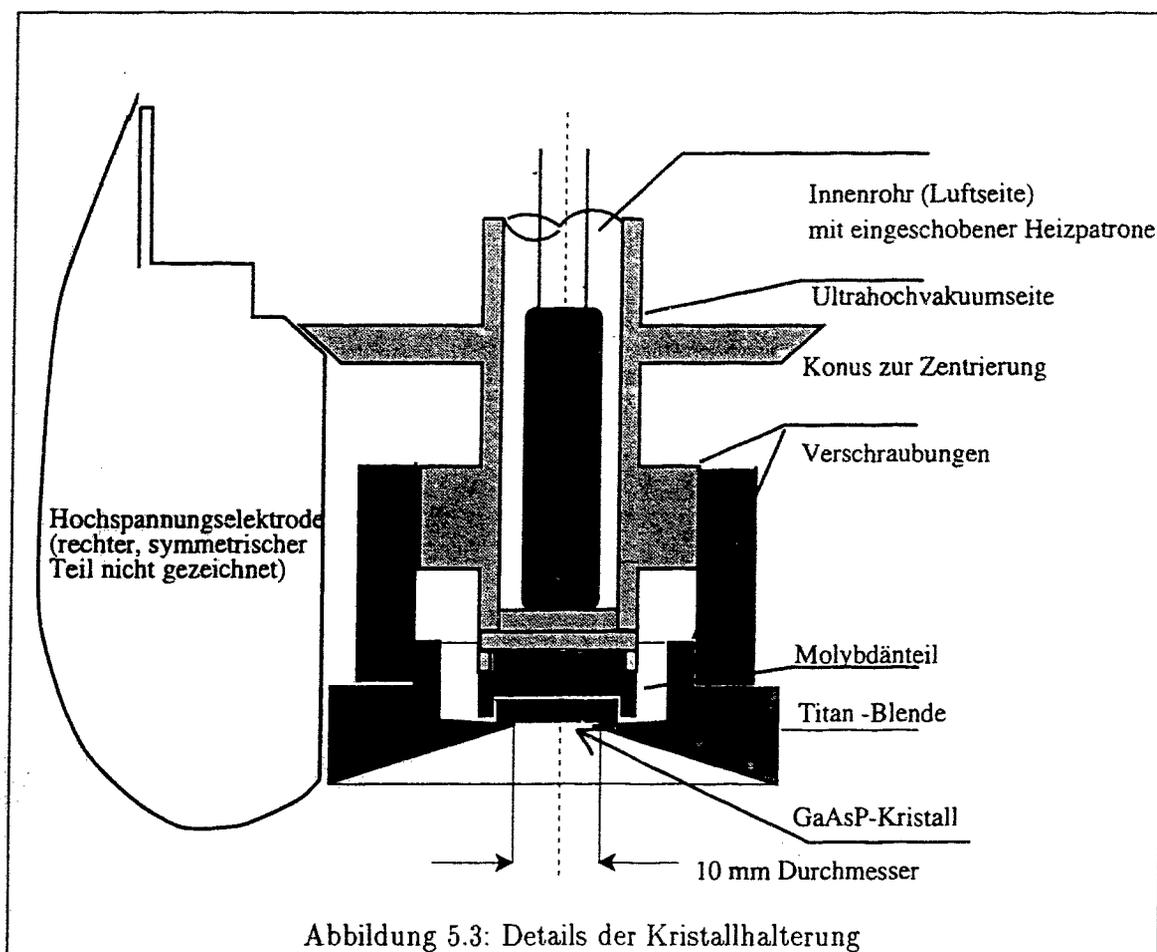
In der Zentralelektrode verbleibt auf der Symmetrieachse freier Raum, um den Kristall einzusetzen. Die Details sind in Abbildung 5.3 zu erkennen. Das Trägerrohr wird mit Hilfe eines am Rande konischen Kragens in der Elektrode zentriert; das obere Ende des Trägerrohrs dichtet über einen CF63-Flansch den oberen Deckel der Elektronenquelle ab.

Da der Kristall bei den Oberflächenreinigungsprozeduren auf Temperaturen von bis 600°C aufgeheizt werden muß, darf er nur von hochreinen Materialien umgeben sein, die bei hohen Temperaturen nur wenige den Kristall verschmutzende Fremdatome abgeben können.

Aus diesem Grund soll der Kristall nicht direkt auf die Stahlfläche des Trägerrohrs montiert werden. Darüber hinaus kommt es bei vielen Reinmaterialien (z.B. Kupfer, Gold) zur Legierungsbildung mit dem Halbleiter. Bisher haben sich nur Molybdän, Tantal und Titan bewährt.

Daher wird auf den unteren Abschluß des Kristallträgerrohrs ein Molybdänteil gesetzt, in das eine Aussparung gefräst ist, die der Kristallgröße entspricht. Normalerweise werden quadratische Kristalle der Größe $12 \cdot 12 \text{ mm}^2$ verwendet. Falls andere Kristallgrößen und -formate eingesetzt werden sollen, muß nur das Molybdänteil (und bei kleineren Kristallen eventuell die Titanblende) mit einer entsprechenden Ausfräsung hergestellt werden.

Der Kristall wird von vorne durch eine Titanblende abgedeckt, deren nach außen gerichteter Konus gleichzeitig für die Fokussierung des Elektronenstrahls sorgt. Diese Blende ist mit einem zylindrischen Edelmetallteil verbunden, dessen Innengewinde wiederum auf ein Außengewinde am Kristallträgerrohr angeschraubt werden kann. Das zusätzliche Edelmetallteil ist nötig, weil eine direkte Stahl-Titanverschraubung bei Kristallwechseln und Ausheizperioden einem übermäßigen Verschleiß ausgesetzt wäre. Auf diese Weise wird der Kristall von vorne gleichmäßig gegen den Hintergrund gepreßt. Der kreisförmige Ausschnitt der Titanblende läßt einen runden Ausschnitt der Kristalloberfläche von 10 mm Durchmesser frei, der dem Laserlicht ausgesetzt werden kann.



5.1.2 Magnetische Eigenschaften der Quellenbauteile

Die Quelle ist der Ort im Strahlführungssystem, an dem der Strahl am empfindlichsten gegen magnetische Störfelder ist. Selbst am Ende der Beschleunigungsstrecke, bei einer Energie von 100 keV, ist die Steifheit des Strahls nur 11 Gauß-m. Ferromagnetische Bauteile können durch ihre unkontrollierte Magnetisierung den Strahl stören. Leider kann jedoch die Verwendung von Stahlbauteilen wegen der Forderung nach Ausheizbarkeit des Vakuumsystems nicht vermieden werden⁵.

Diese magnetischen Störungen werden in der Quelle durch Verwendung von Stählen mit möglichst niedriger Permeabilität minimiert. Hier ist die Stahlsorte 1.4429 mit einer Permeabilität < 1.005 besonders geeignet, die an der hier beschriebenen Quelle nur an den besonders sensiblen Endkappen der Elektroden zum Einsatz kommt. Die restlichen Teile bestehen aus Edelstahl mit Permeabilitäten < 1.1 . Bei zwei derzeit im Aufbau befindlichen, neueren Elektronenquellen besteht auch die Hauptvakuumkammer aus Edelstahl 1.4429, der darüber hinaus auch vakuumtechnische Vorteile aufweist.

Das magnetische Streufeld, das vom Permanentmagneten der Ionengetterpumpe ausgeht, wird durch geschlossene Kästen aus hochpermeablem Material (Hyperblech⁶) um die Pum-

⁵Im der Quelle nachfolgenden Strahlführungssystem sind die Vakuumanforderungen geringer, daher wurde es aus Aluminiumlegierungen gebaut.

⁶Fa. Krupp-Widia, Essen

pe abgeschirmt. Trotzdem bleibt die Quelle mindestens dem Erdmagnetfeld ausgesetzt, wenn nicht, wie in der Elektronenstrahlführung zum Beschleuniger, das von Elektronen durchflogene Volumen mit Hyperm abgeschirmt wird. Der Bau dieser Abschirmung ist aus finanziellen Gründen bislang unterblieben, da das Umbauen des Quellenvolumens wegen der 'sperrigen' Konstruktion und der hochspannungstechnisch notwendigen Abstände etwa $20m^2$ Hypermblech erfordert hätte.

Erfreulicherweise stellte es sich sehr früh im Laufe der Experimente heraus, daß weder die Magnetisierung der Stahlbauteile noch das verbleibende Erdmagnetfeld den Elektronenstrahl auf der kurzen Beschleunigungsstrecke stark stören: Der Elektronenstrahl konnte bisher immer auf die Sollbahn in der Strahlführung eingefahren werden, ohne in übermäßiger Weise von Korrekturspulen ('Wedlern') Gebrauch zu machen.

5.1.3 Justierung der Quelle

Die Sollachse ist durch die Symmetrieachse der zentralen Hochspannungselektrode gegeben. Die Forderung an die Justage lautet zunächst, daß diese Achse mit der Mittelachse der Hauptvakuumkammer zusammenfällt, damit die Rotationssymmetrie der Beschleunigungsstrecke gewährleistet ist.

Dazu sind sowohl in der Elektrode, wie auch in der Anode Führungen gleichen Durchmessers für eine zylindrische Justierlehre eingedreht.

Nach dem Zusammenbau wird versucht, die Justierlehre sowohl durch die Anodenführung als auch durch die Elektrodenführung zu stecken (siehe Abbildung 5.4). Da die Flansche der zwischen Anode und Elektrodenaufhängung eingebauten Bauteile nicht exakt senkrecht zur Symmetrieachse der Kammer gefertigt sind - speziell bei den Isolierrohren garantiert die Herstellerfirma nur eine Toleranz von 2 mrad -, wird im allgemeinen der Halteflansch der Elektrode von der Horizontalen abweichen und die Mittelachse der Elektrode daher an der 1 Meter tiefer liegenden Kristallposition nicht mit der Symmetrieachse der Hauptvakuumkammer zusammenfallen.

In diesem Falle kann die Elektrode leicht verkippt werden, bis die Lehre sich einführen läßt. Auf diese Weise befindet sich die Kristallmitte auf der Sollachse; die durch die Verkipfung der Elektrode entstehende Abweichung der Kristalloberfläche von der horizontalen Ebene sollte kleiner als 4 mrad sein. Da sich diese Fehlstellung nur mit erheblichem vakuumtechnischen Aufwand - der Aufhängepunkt der Elektrode müßte in der horizontalen Ebene verschiebbar sein - beseitigen läßt, wurde der Winkelfehler in Kauf genommen.

Daraufhin muß die Justierung der Quellensymmetrieachse auf die Sollinie der anschließenden Strahlführung erfolgen. Die Sollrichtung ist das Lot auf eine unter der Quelle befindliche Bodenmarke. Dazu ist die Justierlehre oben und unten mit Einsätzen für Justiermarken ausgerüstet. Diese Marken sind mit Bohrungen von 0.2 mm Durchmesser versehen.

Die gesamte Quelle kann nun in der Ebene senkrecht zur Sollrichtung verschoben und als Ganzes gekippt werden, bis die beiden durch die Bohrungen definierten Punkte auf der Quellenachse mit der Sollrichtung fluchten.

Danach wird die Justierlehre entfernt, der Kristallträger eingebaut und das Vakuumsystem geschlossen.

Da zum Kristallwechsel nur der Kristallträger ausgebaut wird, wird die Justierung durch eine solche Prozedur nicht geändert.

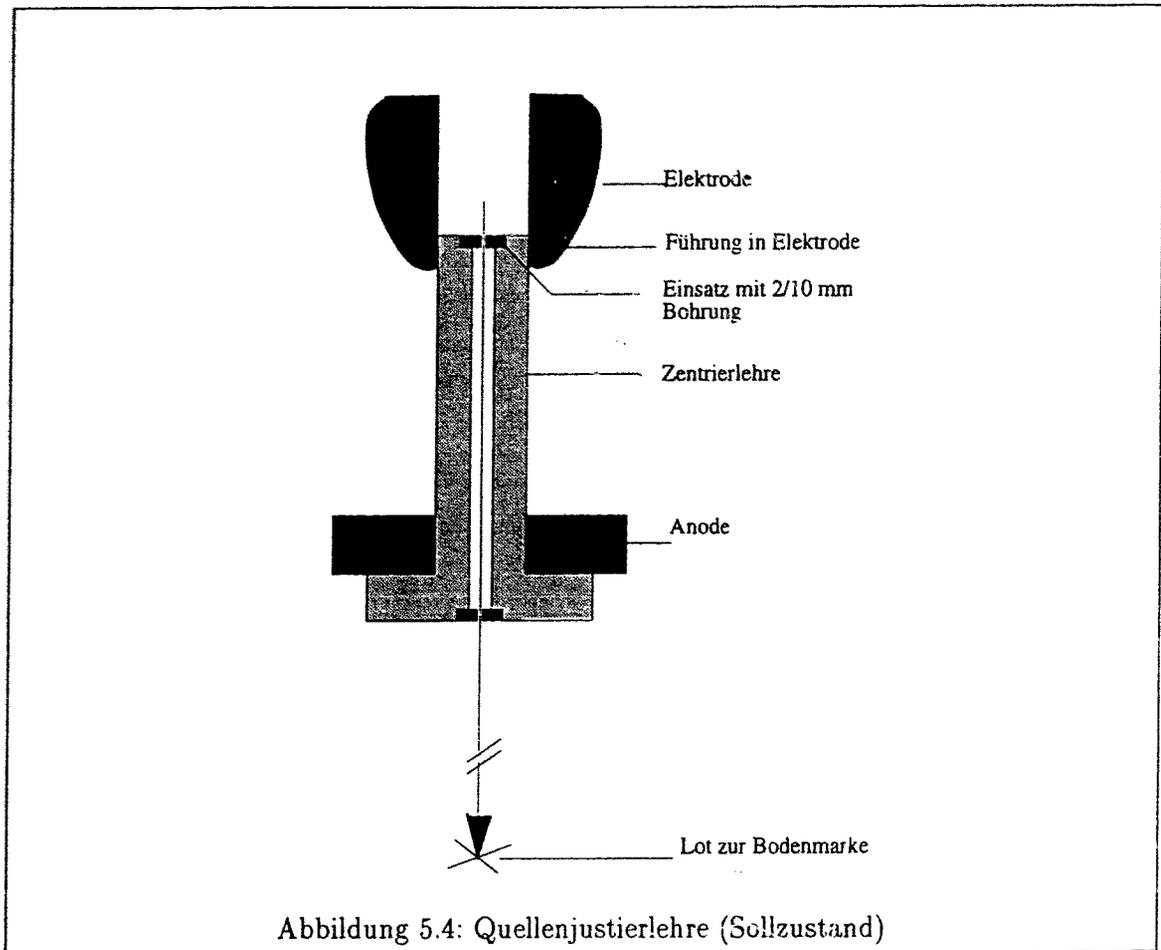


Abbildung 5.4: Quellenjustierlehre (Sollzustand)

5.2 Herstellung der NEA-Photokathode

5.2.1 Vorbereitung der Kristalle

Kristallmaterial

In die Quelle wurden bisher 7 Kristalle vom Typ $GaAs_{1-x}P_x$ eingebaut, x lag zwischen 0.35 und 0.40. Die Kristalle bestehen aus Material, das zur Herstellung von Leuchtdioden verwendet wird, dieses wurde uns von der Firma Siemens überlassen.

Bei der Herstellung wird auf ein GaAs-Substrat durch 'Chemical Vapour Deposition' (CVD) zunächst eine n-dotierte $GaAs_{1-x}P_x$ -Schicht und dann eine dünnere p-dotierte Schicht aufgetragen. An der Schichtgrenze wird der für die LED-Anwendungen notwendige p/n Übergang hergestellt. Für unsere Zwecke ist diese Oberflächenschicht wichtig, da sich nur mit p-dotiertem Material NEA erzielen läßt. Die p-Dotierung wird durch Einbau von ca. $6 \cdot 10^{18}$ Zinkatomen pro cm^3 in das Kristallgitter erreicht. Die p-dotierte Schicht ist etwa 1.8-1.9 Mikrometer dick⁷.

⁷ Alle Angaben Fa. Siemens

Chemische Behandlung

Die auf der Kristalloberfläche haftenden Verunreinigungen können durch Ätzung stark reduziert werden. Es wurden zwei Mischungen verwendet:

1. H_2SO_4 : H_2O (bidest.) : H_2O_2 im Verhältnis 8 : 1 : 1
2. H_3PO_4 : H_2O (bidest.) : H_2O_2 im Verhältnis 3 : 50 : 1

Mischung 1 trägt mehr als $1\mu\text{m}$ pro Minute vom Kristall ab, während Mischung 2 nur etwa ein Zehntel dieser Ätzgeschwindigkeit aufweist. Beide Mischungen erzielten in etwa gleiche Ergebnisse, was die erreichte Quantenausbeute der Kristalle angeht. Mischung 2 ist für diese relativ dünnen Schichten vorzuziehen, weil der Ätzvorgang genügend kontrolliert ausgeführt werden kann: Unsicherheiten in der Ätzzeit und der Gemischtemperatur führen nicht zu unkontrolliert großen Abtragungen des p-dotierten Materials.

Die Durchführung des Ätzvorgangs besteht darin, den Kristall etwa 1 Minute in Mischung 2 liegen zu lassen. Dann wird die Lösung durch weiteres Hinzufügen von bidestilliertem Wasser verdünnt. Mehrfaches Dekantieren und erneutes Auffüllen mit bidestilliertem Wasser vermindert die Gefahr, daß die verbliebene Ätze die Werkzeuge anlöst, die für die weitere Behandlung des Kristalls gebraucht werden, und somit die gelösten Substanzen wiederum die Kristalloberfläche verschmutzen.

Einbau

Der Kristall wird danach mit gefiltertem, reinem Inertgas (z.B. Ar, He, N_2) trockengeblasen und in die Molybdänhalterung gesetzt. Das Kristallträgerrohr ist dann ausgebaut, das Molybdänteil mit Kristall wird auf das untere Ende des Trägerrohrs gelegt und mit dem Titankonus fixiert (siehe obigen Abschnitt über die Kristallhalterung). Es erfolgt dann der Einbau in die Quelle, die sofort nach Festziehen des Flansches am Trägerrohr leergepumpt wird. Vom Beginn des Ätzvorgangs bis zum Anpumpen des Vakuumsystems vergehen typischerweise etwa 15 Minuten.

5.2.2 Infrastruktur der Kristallpräparation

Kristallheizung

Die Präparation des Kristalls erfordert zunächst, daß die Oberfläche durch Hitzebehandlung bei ca. 600°C von den letzten anhaftenden Verunreinigungen gereinigt werden kann. Die Innenseite des Kristallträgerrohrs ist vom Quellenvakuumsystem getrennt und daher von außen zugänglich (siehe Abb. 5.3). Auf diese Weise kann eine Heizpatrone - eine kompakt gewickelte Spule aus Thermomantelheizleiter - bis ca. 3mm hinter den Kristall eingeführt werden, die Heizleistung wird durch die Rohrwand und den Kristallsitz hindurch auf den Kristall übertragen. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Betriebssicherheit und der Tatsache, daß keine zusätzlichen Bauteile (wie beispielsweise Wolframheizwendeln) in das Quellenvakuumsystem eingebaut werden müssen.

Ein Nachteil ergibt sich durch die hohe Leistung von fast 200 Watt, die wegen des indirekten Wärmeübertrags notwendig ist und nicht ausschließlich auf die Kristallrückseite konzentriert werden kann. Eine Wiederaufnahme des Strahlbetriebs nach dem Ausheizen des Kristalls ist daher erst nach dem Abkühlen der von der Heizleistung erwärmten Teile möglich, ein Ausheizzyklus des Kristalls nimmt deswegen derzeit 24 Stunden in Anspruch. Es ist noch

nicht untersucht worden, ob sich dieses Verfahren beschleunigen läßt, ohne die Qualität der Kristallpräparation zu vermindern.

Temperaturmessung

Die Temperaturmessung wird berührungsfrei über die Vermessung der vom Kristall ausgehenden Infrarotstrahlung durchgeführt. Die Infrarotstrahlung kann durch eines der Vakuumfenster aus den schrägen Stützen am Boden der Quelle austreten und wird auf einem Infrarotdetektor⁸ abgebildet. Eine absolute Angabe der Kristalltemperatur ist bei dieser Methode schwierig, weil dazu die Emissivität des Materials bekannt sein muß. Die Reproduzierbarkeit bei der Bestimmung einer einmal als geeignet gefundenen Temperatur ist dagegen gegeben, was sich als ausreichend herausgestellt hat. Auch hier liegt der eigentliche Vorteil der Meßmethode darin, daß keine zusätzlichen Bauteile in das Quellenvakuumsystem eingebaut werden müssen.

Cäsium

Die Präparation des Kristalls zur negativen Elektronenaffinität (NEA) erfordert das Aufbringen einer Cäsiumbedeckung von ungefähr $4 \cdot 10^{14}$ Atomen pro cm^2 auf die Kristalloberfläche. Der benötigte gasförmige Cäsiumfluß wird durch sogenannte Dispenser⁹ bereitgestellt: Eine 3cm lange Edelstahlwanne mit einer Querschnittsfläche von ca. 2mm^2 , die im wesentlichen mit Cäsiumchromat und einem Gettermaterial gefüllt ist, wird durch Stromdurchgang geheizt. Dabei wird das Cäsium reduziert und tritt gasförmig durch eine schlitzförmige Öffnung im Deckel der Wanne aus, der Getter sorgt gleichzeitig für die Unterdrückung der durch die Erhitzung erzeugten Gase. Dabei ist die Cäsiumdosisleistung stark von der elektrischen Heizleistung abhängig, wie Abb. 5.5 zeigt. Mit Hilfe des Stromes durch den Dispenser läßt sich also ein mehr oder weniger starker Cs-Fluß einstellen, da man mit der sich einstellenden Temperatur die Reaktionsgeschwindigkeit der Cs-Reduktion beeinflusst. Die niedrige Wärmekapazität der Dispenser macht es möglich, die Cäsiumproduktion rasch zu stoppen, was sich im Interesse definierter Cs-Dosierungen als vorteilhaft erweist. An einem der schrägen Stützen der Hauptkammer ist eine Halterung für vier solche Dispenser angeflanscht, dabei zeigen die Austrittsöffnungen auf den Kristall, so daß eine möglichst gute Ausnutzung des verdampften Cäsiums stattfindet. Der Betrieb der Dispenser ist auch während der Elektronenstrahlproduktion möglich, es erfolgt keine meßbare Beeinflussung des Strahls.

Der Cäsium-Inhalt eines solchen Dispensers (ca. 8 Milligramm) erlaubt es nach den vorliegenden Erfahrungen mindestens 6 Mal eine vollständige NEA Schicht aufzubauen. Trotz der zu erwartenden weiteren Betriebszeitsteigerung und der damit verbundenen höheren Frequenz der Kristallpräparationen sollte ein Satz Cäsiumdispenser die Quelle für etwa 2 Jahre versorgen können.

Sauerstoff

Schon in der ersten Phase der Entwicklung von NEA-Emittern [TUR68] wurde beobachtet, daß Quantenausbeute und Betriebsstabilität des Halbleiters weiter verbessert werden können, wenn nach der Erreichung der maximalen Quantenausbeute bei der Cs-Bedampfung

⁸Objektiv und Detektorsystem: Fa. Heimann Typ KT17

⁹Fa. SAES Getters, Mailand

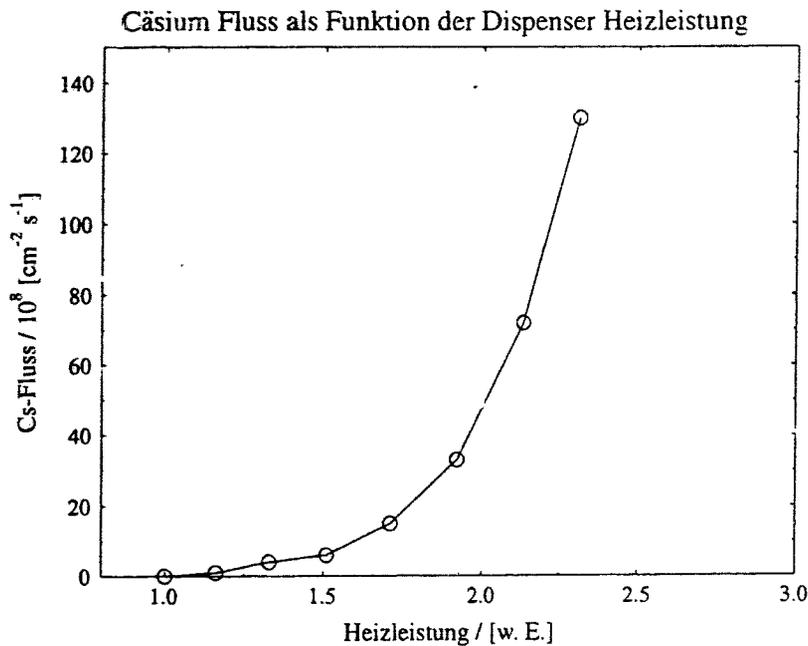


Abbildung 5.5: Cäsium-Fluß eines Dispensers als Funktion der Heizleistung (aus [HAR92])

zusätzlich mit Sauerstoff präpariert wird. Eine einfache Sauerstoffquelle ist durch ein Silberrohrchen gegeben, das in eine Stromdurchführung eingelötet ist: Bei Erhitzung wird das Silber für den Luftsauerstoff durchlässig. Die Erhitzung des Rohrs bringt den Nachteil mit sich, daß auch andere Stoffe aus den erwärmten Teilen freigesetzt werden, daher wurde für die Präparationen an der Quelle auf Stickstofftrifluorid zurückgegriffen.

Stickstofftrifluorid

Als Alternative zu Sauerstoffgas wurde für die erste GaAs-Quelle des SLAC¹⁰ Stickstofftrifluorid benutzt [SIN80].

Das Gas dissoziiert an sauberen Oberflächen im Ultrahochvakuum und setzt so Fluor frei, welches bei der Präparation eine ähnliche Rolle wie der Sauerstoff spielt.

Das Stickstofftrifluorid befindet sich in einem Reservoirgefäß mit etwa 1 bar Druck und kann über ein Ultrahochvakuumdosierventil in die Kammer eingelassen werden.

5.2.3 NEA-Herstellung

Die Präparation wird folgendermaßen durchgeführt: Man legt den Kristall auf ein negatives Beschleunigungspotential und beleuchtet ihn mit einer konstanten Lichtintensität. Meistens wurde der Experimentierlaser selbst benutzt, was den Vorteil hat, daß die erreichten Werte der Quantenausbeute den im Experiment verfügbaren entsprechen. Die Präparation

¹⁰SLAC = Stanford Linear Accelerator Center

ist auch mit einfacheren Lichtquellen, beispielsweise einem Helium-Neon-Laser oder einer Schreibtischlampe durchführbar. Je nach der vom Dispenser freigesetzten Cäsiumdosisleistung erscheint nach kürzerer oder längerer Zeit ein Photostrom. Es ist bemerkenswert, daß - siehe die Abbildung 5.6 - der Photostrom nicht proportional der verdampften Cs-Menge ist, sondern erst nach Abgabe einer gewissen Cs-Dosis - an der sogenannten Photoschwelle - einsetzt. Vermessungen der Cäsium-Bedeckungsdichte und des Einsetzens des Photostroms zeigen, daß diese Schwelle bei einem Oberflächenzustand des Kristalls liegt, bei dem etwa 40% aller Gitterplätze auf der Oberfläche besetzt sind. Die Bedeckung der Oberfläche steigt bis zu diesem Punkt etwa linear [DRE92].

Nach dem Überschreiten dieser Schwelle steigt der Photostrom stark an und durchläuft ein Maximum, das bei etwa 60-70% Bedeckungsdichte liegt. Bei $GaAs_{0.6}P_{0.4}$ -Kristallen läßt sich bereits mit einer einzigen Cäsiumschicht NEA erzielen, daher ist die Quantenausbeute im ersten Maximum typischerweise bereits 50% des erreichbaren Maximalwerts (siehe Abb.: 5.7). Bei erhöhter Cs-Dosis fällt die Quantenausbeute wieder. Das Cäsium wird abgesetzt, wenn noch 60-70% des maximalen Wertes vorhanden sind. Dann wird das Dosierventil für das NF_3 -Gas geöffnet, bis etwa ein Druckanstieg von $2-5 \cdot 10^{-10}$ mbar vorliegt. Die Quantenausbeute schnell daraufhin sofort (innerhalb einiger Sekunden) auf ein neues Maximum hoch. Nachdem sich wieder ein Abfall ergeben hat, schließt man das Ventil. Danach führt man den Cäsium/ NF_3 -Zyklus noch einige Male durch, nach 3-4 Zyklen ist das Ausbeutemaximum erreicht. Bei den in der Quelle eingesetzten Kristallen lag die maximale Quantenausbeute bei den im Experiment verwendeten Wellenlängen typischerweise bei 0.6-0.9% ($3-5 \mu A/mW$). Bei der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers ist die Quantenausbeute bereits das 1.3- bis 1.4-fache dieses Wertes. Entsprechende Quantenausbeuten wurden in anderen Apparaturen ebenfalls beobachtet [HAR87], [KIR83], [ZAR81].

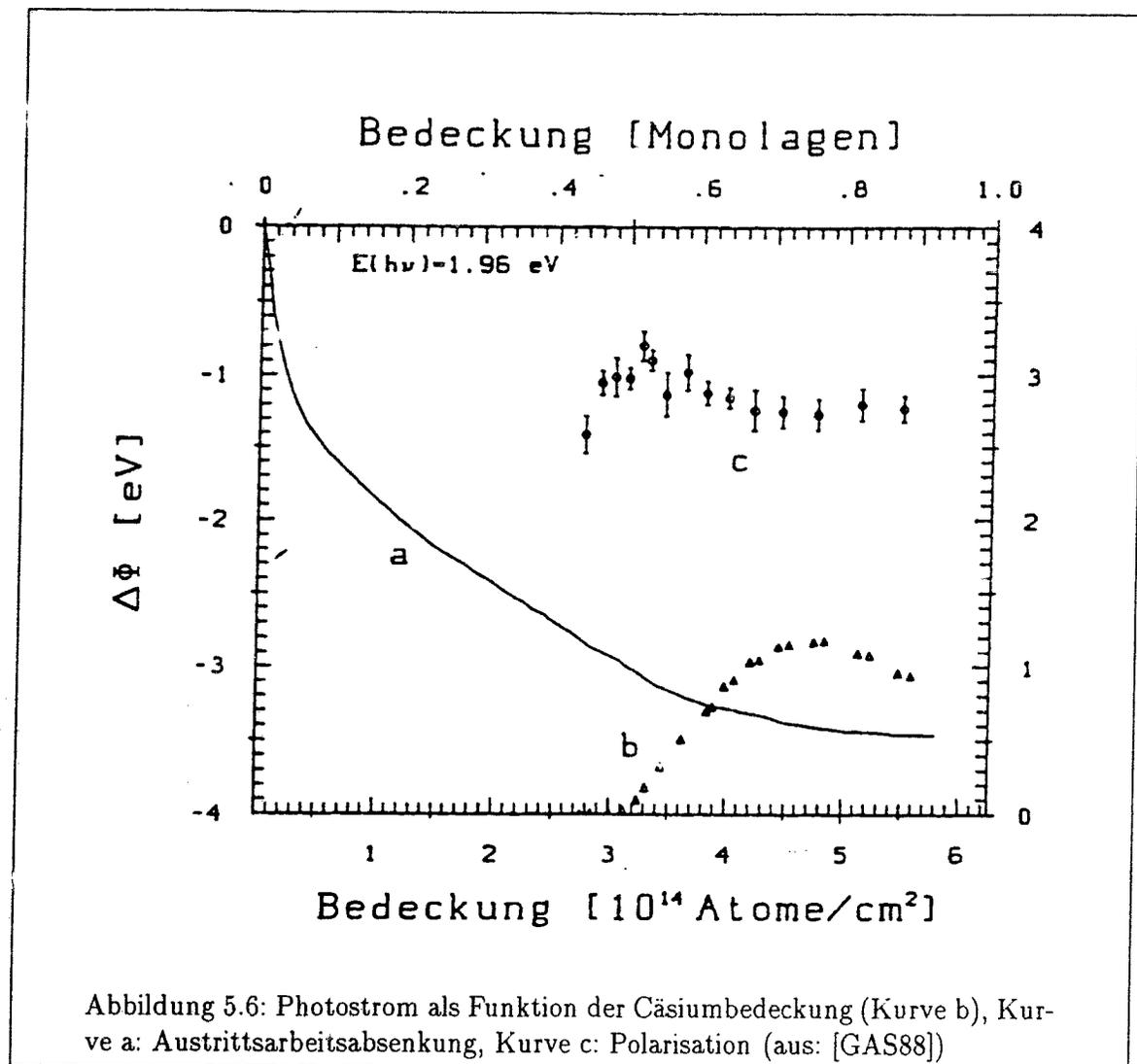
Ein einziger Kristall erreichte bei der Erstpräparation mit einem Helium-Neon-Laser einen Spitzenwert von 3.5%, der bei späteren Präparationen des gleichen Kristalls jedoch nicht wieder erreicht werden konnte¹¹.

5.2.4 Vakuumherzeugung und -messung

Die grundlegende Betriebsbedingung für den Betrieb der Photoemissionsquelle ist die Erzielung eines optimalen Vakuums. Dieses wird dann erreicht, wenn einerseits die Leckrate der in das System eindringenden Gase minimiert ist und andererseits eine möglichst hohe Saugleistung der Vakuumpumpen vorliegt. Selbstverständlich müssen die Vakuumpumpen über genügend große Leitungsquerschnitte mit der Vakuumkammer verbunden sein. Die NW 150 Pumpstutzen der Quelle besitzen einen Leitwert von ca 1700l/s, was den Einsatz von Vakuumpumpen mit einigen 100l/s Saugleistung sinnvoll macht.

In unserem Fall wird die Saugleistung von einer mittelgroßen Ionengetterpumpe und einer mehrfach stärkeren Volumengetterpumpe bereitgestellt. Diese 'Kombinationslösung' benötigt etwa ein Drittel des Bauvolumens und ca. die Hälfte der Kosten eines Systems, das sich ausschließlich auf Ionengetterpumpen stützt, zumal die Pumpleistung von Ionengetterpumpen im extremen UHV kontinuierlich abnimmt. Ein weiterer Vorteil resultiert aus der Tatsache, daß die Volumengetterpumpe im Betrieb keinerlei externe Versorgung mehr benötigt. Des weiteren sind - wieder im Gegensatz zu Ionengetterpumpen - keinerlei magnetische Stoffe in der Pumpe vorhanden.

¹¹Diese Quantenausbeutemessung wurde mit einer Laserleistung von 0.3 mW durchgeführt. Es besteht die Möglichkeit, daß bei kleinen Laserleistungen die Quantenausbeute höher ist.



Technische Details zum Einsatz der Vakuumpumpen

Am rechten NW150-Stutzen der Abb. 5.1 befindet sich eine 'Trioden-Ionengetterpumpe'¹². Die Triodenbauart hat gegenüber der üblichen 'Diodenbauart' den Vorteil, daß Edelgase einigermaßen effizient (mit ca. 30% der Nennsaugleistung) gepumpt werden. Die Pumpe ist über ein Ellenbogenstück mit der Quelle verbunden. Dieses Ellenbogenstück schafft Distanz zwischen der in der Pumpe brennenden Gasentladung und dem gegenüber freien Ionen sensiblen Kristall. Außerdem konnte in das Bauteil ein mechanischer Kompensationsbalg eingebaut werden, der die Justage der Quelle erleichtert.

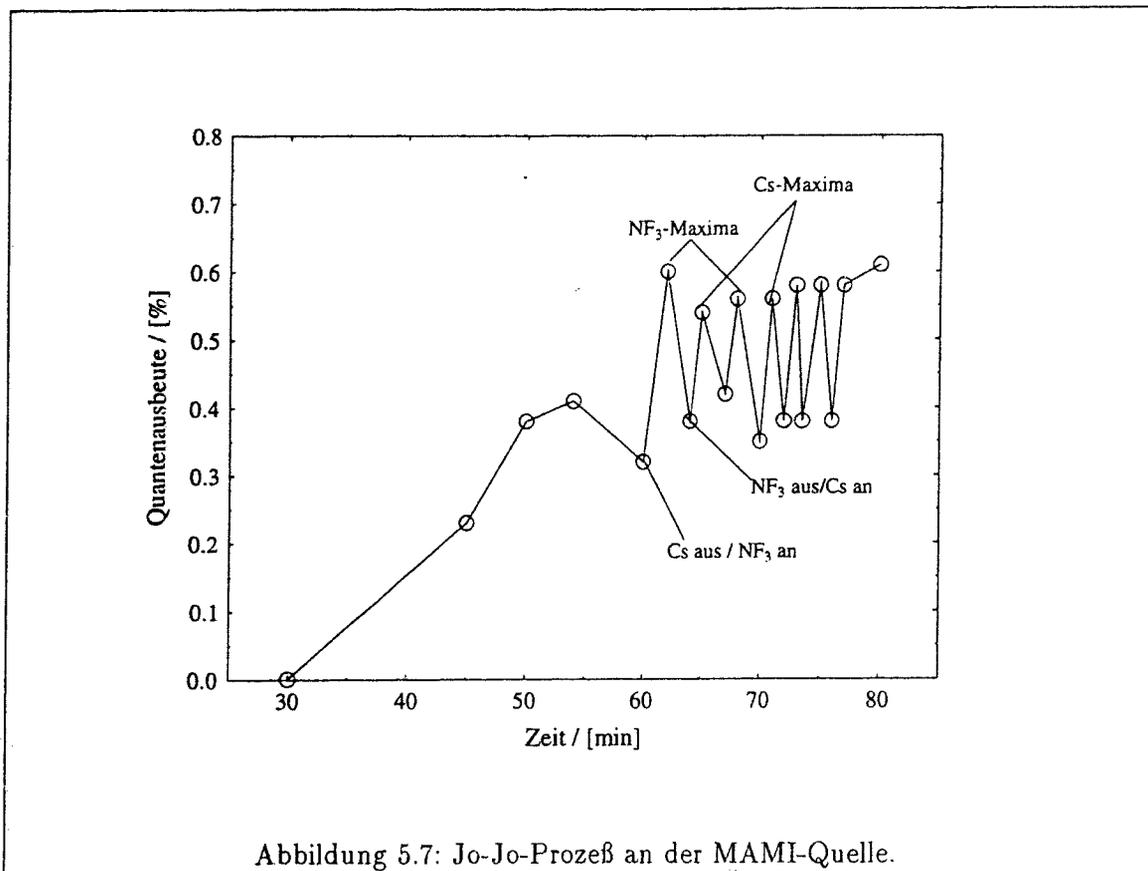
Am anderen CF150-Stutzen der Quellenpräparationskammer ist die Volumengetterpumpe¹³ angebracht. Dieser Pumpentyp wird auch NEG-Pumpe genannt, die Abkürzung bedeutet 'Non Evaporable Getter'.

Der Volumengetter besteht aus einer unmagnetischen Zr-V-Fe-Legierung¹⁴, an deren Oberfläche aktive Gase (N_2 , CO ...) gebunden werden. Diese Gase diffundieren bei einer Erhitzung

¹²Fa. Varian GmbH, Typ VacIon Nennsaugleistung 110l/s

¹³Fa. SAES Getters, Typ GP500, Nennsaugleistung 500l/s

¹⁴SAES Getters ST707



	H ₂	CO, N ₂ , O ₂ ...	H ₂ O	CH ₄	Ar
GP500 MK2 (alle Drücke)	1100 l/s	350l/s	200l/s (T>200C)	0	0
VACION 110 (@ 10 ⁻⁷)mbar	140 l/s	110l/s	110l/s	?	30l/s
VACION 110 (@ 10 ⁻⁹)mbar	100l/s	75l/s	75l/s	?	15l/s

Tabelle 5.1: Saugleistungen der Ionengetterpumpe und der NEG-Pumpe für verschiedene Gase

der Pumpe auf etwa 400-450 Grad - der sogenannten Aktivierung - in das Innere des Getters. Daher kann die Oberfläche des Getters, nachdem seine Adsorptionskapazität erschöpft ist, regeneriert werden. Die Kapazität der GP500 wird mit 330 Torr·l angegeben, was bei der angestrebten Leckrate von $< 10^{-6}$ Torr·l/s einer Betriebszeit von 80000 Stunden entspricht. Daher muß die Pumpe, wenn erst einmal das geeignete Vakuum erzielt ist, nicht wieder aktiviert werden.

Die Erhitzung des Getters wird durch die zentral angeordneten Heizelemente ermöglicht, die aus Tantaldraht bestehen, der mit Keramik isoliert ist.

Die Hauptkomponente des Restgases im UHV ist Wasserstoff. Dieser wird im Volumengetter chemisch gelöst, es stellt sich ein Gleichgewichtsdampfdruck ein, der von der Menge an gelöstem Wasserstoff und der Temperatur abhängt [HSE80]. Bei den normalerweise anfallenden Gasmengen kann in der Betriebszeit die Wasserstoffkonzentration im Getter nicht signifikant erhöht werden, so daß der Gleichgewichtsdampfdruck nicht ansteigt. Da der Getter auf diese Weise ein Ansteigen des H₂-Drucks verhindert, ist er als Wasserstoffpumpe anzusehen. Die Saugleistung für Wasserstoff wird mit 1100 l/s angegeben. Es ist aber auch

nicht möglich, den Partialdruck *unter* den Gleichgewichtsdruck abzusenken. Daher ist es wichtig, bei der Aktivierung des Getters so viel Wasserstoff aus der Apparatur zu entfernen, daß der bei Zimmertemperatur vorliegende Gleichgewichtsdampfdruck den Enddruck nicht limitiert. Der Gleichgewichtsdampfdruck als Funktion der Temperatur wird durch die in der folgenden Gleichung dargestellte Abhängigkeit gegeben [HSE80]:

$$\log(p) = 4.8 + 2\log(q) - 6116/T \quad (5.1)$$

Dabei ist q die H_2 -Konzentration im Getter in Torr-Liter/Gramm.

Bei der Aktivierungstemperatur von 730 Kelvin stellt sich in der Quelle ein H_2 -Druck von 10^{-4} mbar ein. Aus diesen Daten läßt sich die H_2 -Konzentration bestimmen, was wiederum das Berechnen des nach der Aktivierung bei 300 Kelvin vorliegenden Gleichgewichtsdampfdrucks ermöglicht. Dieser ist nach 5.1 deutlich kleiner als 10^{-11} mbar und damit vernachlässigbar.

Alle Saugleistungen der Volumengetterpumpe sind im UHV unabhängig vom herrschenden Druck. Edelgase und das annähernd kugelsymmetrische Methanmolekül werden hingegen nicht gepumpt. Aus diesem Grund muß jeder NEG-Pumpe eine Ionengetterpumpe beigegeben werden, die die Partialdrücke dieser Gase niedrig hält.

Bei jedem Öffnen der Apparatur sättigt sich die Pumpenoberfläche ab, die Pumpe muß dann neu aktiviert werden. Daher ist die Volumengetterpumpe nicht für Systeme mit hoher Belüftungsfrequenz geeignet, weil nur eine begrenzte Zahl (minimal 30, die Angaben des Herstellers schwanken) von Reaktivierungen möglich ist. Ebenso führt der Betrieb bei Drücken von mehr als 10^{-8} mbar zu einer Aktivierungsfrequenz, die den Betrieb mit Ionengetterpumpen wirtschaftlicher macht. Im Normalbetrieb wird die Quelle jedoch nur etwa alle 4-6 Monate geöffnet, der Druck liegt bei etwa 10^{-10} mbar. Daher ließ sich der Betrieb über etwa 5 Jahre mit ein und derselben Getterpatrone aufrechterhalten.

Eine Turbomolekularpumpe¹⁵ übernimmt neben der Beseitigung des bei der Aktivierung anfallenden Wasserstoffs auch das Evakuieren der Apparatur nach dem Belüften. Die Turbopumpe wird, nachdem die Hauptpumpen die Arbeit aufgenommen haben, über ein Ganzmetalleckventil von der Anlage getrennt.

Oberflächenausgasraten und erreichbarer Enddruck

Ein befriedigender Enddruck läßt sich nur über eine möglichst kleine Leckrate erzielen. Dabei spielen Leckagen und Durchdringung der Apparaturwände von außen im 'dichten' Sollzustand der Anlage keine Rolle.

Der Enddruck wird alleine durch die Gasmengen limitiert, die die Apparaturoberflächen selbst in den Vakuumrezipienten abgeben. Diese werden durch Ausheizen der Apparatur drastisch (typisch etwa 3 Größenordnungen) reduziert. Die erforderliche Temperatur beträgt dabei zwischen 200 und 300 Grad. In Tabelle 5.2 sind die Gasraten der in Frage kommenden Materialien aufgelistet. Aus der Größenordnung der aufgeführten Werte ist die Gesamtleckrate der Quelle, die etwa 1 m^2 vakuumseitige Oberfläche besitzt, im günstigen Fall auf Werte $\leq 10^{-7} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ abzuschätzen. Dies erklärt die großzügige Dimensionierung der Vakuumpumpen, da sich der Enddruck aus dem Quotienten von Leckrate und Saugleistung ergibt.

¹⁵Balzers GmbH, Typ:TPU140

Material	Q vor Ausheizen [mbar · s ⁻¹ · cm ⁻²]	Q nach Ausheizen ¹⁶ [mbar · l · s ⁻¹ · cm ⁻²]
Edelstahl	< 10 ⁻⁸	< 10 ⁻¹¹
OFHC Kupfer	< 10 ⁻⁸	< 10 ⁻¹¹
Pyrex-Glas	< 10 ⁻⁶	< 10 ⁻¹⁰
Al ₂ O ₃ (Keramik)	-	< 10 ⁻¹⁰
Titan	-	< 10 ⁻¹²
A6063-T5-EX ¹⁷	-	2 · 10 ⁻¹³

Tabelle 5.2: Leckraten von UHV-tauglichen Materialien, nach [YOK90] und [VGD91]

Einfluß der Vakuumanforderungen auf den Betrieb

Die Quelle muß nach jedem Öffnen auf die oben erwähnte Temperatur von 200-300 Grad geheizt werden. Eine Ausheizperiode nimmt im Normalfall etwa 12 Tage in Anspruch. Zusammen mit den Vorbereitungen für das Ausheizen und der Kristallpräparation, Dichtigkeits- und Hochspannungstests, etc. beträgt der Zeitraum zwischen einem Öffnen der Quelle und der Wiederaufnahme des Betriebs derzeit bei störungsfreiem Verlauf der Prozedur zwischen 15 und 20 Tagen.

Druckmessung

Die Druckmessung und Restgasanalyse an der Quelle wird mit einem Quadrupol-Massensseparator vorgenommen¹⁸. Das Gerät ist an einem der radial von der Hauptkammer wegführenden Stützen angebracht. Die etwa 12 cm vom Kristall entfernte Meßposition gewährleistet, daß ein Druck angezeigt wird, der nicht allzusehr von dem an der Kristallposition abweicht.

Neben der Analyse der Restgaszusammensetzung ermöglicht der Separator die Identifikation von in die Apparatur eindiffundierendem Helium, so daß Lecks aufgefunden werden können. Da die erzeugten Ionenströme bei den erreichbaren Vakua sehr klein sind, ist das Gerät zusätzlich mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) ausgerüstet, der die von den auftreffenden Ionen ausgelösten Sekundärelektronen nachweist.

Das SEV-Ausgangssignal wird bei einem Vakuum, das die direkte Messung des Ionenstroms noch zuläßt (ca. $1 \cdot 10^{-10}$ mbar), auf das Ionenstromsignal kalibriert. Die Nachweisgrenze des Geräts liegt dann bei weniger als 10^{-13} mbar. Der für den Enddruck angezeigte Wert beträgt nach einigen Wochen etwa $3 \cdot 10^{-11}$ mbar. Dieser Wert stimmt in keiner Weise mit der Summe der Partialdrücke überein, der, wie in Tabelle 5.3 gezeigt, um etwa einen Faktor 10 höher ist. Alle im folgenden gemachten Angaben zum Druck beziehen sich - wenn nichts anderes angemerkt ist - auf die Totaldruckanzeige.

Der Massensseparator analysiert nur einen Massenbereich bis Molekülmasse 100, was auch ausreicht, da im UHV keine schwereren Moleküle als Kohlendioxid vorkommen. Das in der Apparatur freigesetzte Cäsium ($M_{Cs} = 133$ AMU) läßt sich nicht nachweisen.

¹⁶Werte sind obere Grenzen

¹⁷Diese Aluminiumlegierungen werden in Forschungsprojekten, die sich um die Erzeugung extremster Vakua bei Raumtemperatur bemühen, eingesetzt [YOK90].

¹⁸Fisons Instruments: Typ Masstorr DX

Molekülmasse	Ventile geschlossen	Ventile geöffnet
	Partialdruck [mbar]	Partialdruck [mbar]
2 (H ₂)	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$1.7 \cdot 10^{-10}$
16	$3.0 \cdot 10^{-11}$	$2.8 \cdot 10^{-11}$
17	$1.0 \cdot 10^{-11}$	$1.0 \cdot 10^{-11}$
18 (H ₂ O)	$3.5 \cdot 10^{-11}$	$3.5 \cdot 10^{-11}$
20 (Ne)	$< 2 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^{-11}$
28 (N ₂ /CO)	$5.8 \cdot 10^{-11}$	$6.0 \cdot 10^{-11}$
40 (Ar)	$< 1.0 \cdot 10^{-11}$	$5.7 \cdot 10^{-11}$
44 (CO ₂)	$3.0 \cdot 10^{-11}$	$3.0 \cdot 10^{-11}$
andere	$< 1.0 \cdot 10^{-11}$	$< 1 \cdot 10^{-11}$
gesamt	$3.1 \cdot 10^{-10}$	$4.3 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 5.3: Endpartialdrücke in der Quelle.

Trennung vom Strahlführungsvakuum

Um die Quelle vor dem etwa 2 Größenordnungen schlechteren Druck der Strahlführung zu schützen, ist am Ende des Extremvakuumteils eine differentielle Pumpstufe eingebaut, die sich zwischen der Quelle und dem ersten Scannersystem in der horizontalen Strahlführung (Abbildung 5.2) befindet.

In der differentiellen Pumpstufe wird im Raum zwischen zwei Strecken mit kleinem Leitwert das eindringende Gas effektiv abgepumpt. Die Leitwertbegrenzung ist in diesem Fall zur Hochdruckseite hin durch das Strahlrohr und zur Niederdruckseite durch eine Blende gegeben. Der Gasstrom durch die Blende wird durch die Bepumpung etwa um den Quotienten aus dem Leitwert der Blende und der Saugleistung der Pumpe gesenkt.

In unserem Fall besteht die Pumpe aus einer 200l/s SAES-Volumengetterpumpe und einer 25l/s Ionengetterpumpe, die zur Bepumpung der Edelgase beigelegt ist. Da der Leitwert der Blende 7l/s beträgt, ist eine Druckreduktion von etwa einem Faktor 30 zu erwarten.

Die zusätzliche Bepumpung auf der Strecke zwischen Blende und Quellenraum durch eine weitere 200l/s-Pumpe führt zu einer praktisch vollständigen Entkopplung des Quellenvakuumsystems von der 'Hochdruckseite': Bei der Öffnung der Ventile steigt der Druck in der Quelle nur um etwa 30-40% an. Einzig das Edelgas Argon erreicht in nennenswertem Maße die Quelle (siehe Tabelle 5.3). Dieses Phänomen rührt von der Tatsache her, daß die SAES-Pumpen Edelgase nicht beseitigen können.

Auf diese Weise ist gewährleistet, daß der Strahlbetrieb am Beschleuniger aufgenommen werden kann, ohne daß die Betriebsstabilität der Quelle durch die veränderten Vakuumbedingungen wesentlich herabgesetzt wird.

5.3 Hochspannungsdesign

Vor Beginn der Erprobung der MAMI-Quelle lagen Betriebserfahrungen mit der LINAC-Quelle bei Betriebsspannungen bis zu 75 kV vor [CON83]. Bei diesen Spannungen zeigten sich erhebliche Betriebsinstabilitäten durch Hochspannungsüberschläge, während bei der Einschußenergie von 44 keV meist stabile Verhältnisse vorlagen. Um einen stabilen Betrieb

bei 100 keV zu gewährleisten, hätte eine erhebliche Vergrößerung der Apparaturdimensionen vorgenommen werden müssen, um die elektrischen Feldgradienten zu erhalten. Es ist allerdings bekannt, daß die Neigung zu elektrischen Überschlügen im Vakuum nichtlinear mit der Potentialdifferenz anwächst [HAC74], so daß sogar eine überproportionale Vergrößerung ratsam gewesen wäre.

Die Skalierung der Apparatur um das Verhältnis von 100 kV zu 44 kV hätte eine Baugröße von NW330 erfordert.

Natürlich sind der Vergrößerung der Apparaturdimensionen mechanische und finanzielle Grenzen gesetzt. Eine weitere, gegen ein solches Vorgehen sprechende Tatsache ist, daß Vakuumbauteile und hier speziell die Isolierrohre nur bis zu einer Nennweite von 200¹⁹-250 mm problemlos beschaffbar sind.

Durch die Beschränkung auf die Standardbaugröße NW200 (gegenüber NW150 bei der LINAC-Quelle), wurde eine radiale Vergrößerung um den Faktor 1.4 erzielt, während axial die isolierende Länge durch das Übereinandersetzen von zwei Isolierrohren verdoppelt werden konnte.

Diese Zahlen bringen zum Ausdruck, daß das hochspannungstechnische Design der 100-Kilovoltquelle von besonderer Wichtigkeit ist.

5.3.1 Isolierrohre

Die Isolierrohre²⁰ bestehen aus gesinterter Aluminiumoxidkeramik, die sowohl eine gute Hochspannungsfestigkeit als auch Ultrahochvakuumtauglichkeit besitzt. Die Hochspannungsfestigkeit der Rohre ist durch den Kriechweg entlang der Oberfläche begrenzt; auf der Außenseite ist dieser durch Rippen verlängert. Das erklärt sich daraus, daß die Vakuumseite bei Ultrahochvakuumbedingungen ohnehin eine um 80% höhere Spannungsfestigkeit gegenüber Normaldruck aufweist. Aus den Herstellerangaben [FRI87] folgt, daß ein Rohr bei einer geraden isolierenden Länge von 200 mm auf der Vakuumseite eine Spannungsfestigkeit von ca. 120 Kilovolt besitzen sollte. Da nur 100 Kilovolt benötigt werden, erscheint die isolierende Länge der beiden übereinandergesetzten Rohre zunächst überdimensioniert. Jedoch muß man den spezifischen Betriebsbedingungen der Halbleiterquelle Rechnung tragen:

Durch den ständigen gasförmigen Cäsiumfluß, der im Betrieb vorliegt, ist die wahre Spannungsfestigkeit sicherlich einer starken Abnahme im Laufe der Zeit unterworfen, weil sich zusammenhängende Cäsiumfilme bilden könnten. Solche Effekte wurden beispielsweise an der LINAC-Quelle beobachtet, es kamen Erniedrigungen der Spannungsfestigkeiten von mehr als 50% vor [CON83].

Eventuell würden also sogar zwei dieser Rohre nicht genügen, jedoch ist aufgrund der besseren geometrischen Abschirmung der Isolatoren durch die Elektroden diese Gefahr reduziert: Abb. 5.1 und die Ausschnittvergrößerung in Abb. 5.12 zeigen, daß die Elektroden etwa 140 Millimeter tief in die Hauptvakuumkammer abgesenkt sind. Daher besteht keine direkte Sichtverbindung zwischen der in Richtung des Kristalls zielenden Cäsiumdispenser-Einheit und der Keramik. Außerdem wird so erreicht, daß die elektronenoptisch wichtigen Teile der Quelle ausschließlich von Äquipotentialflächen umgeben sind. In bisher 1500 Betriebsstunden haben sich keinerlei hochspannungstechnische Probleme durch die Isolierrohre ergeben.

¹⁹Nennweite 200 mm ist die größte international genormte Bauform für Conflat Bauteile

²⁰Fa. Friedrichsfeld AG (Sonderanfertigung)

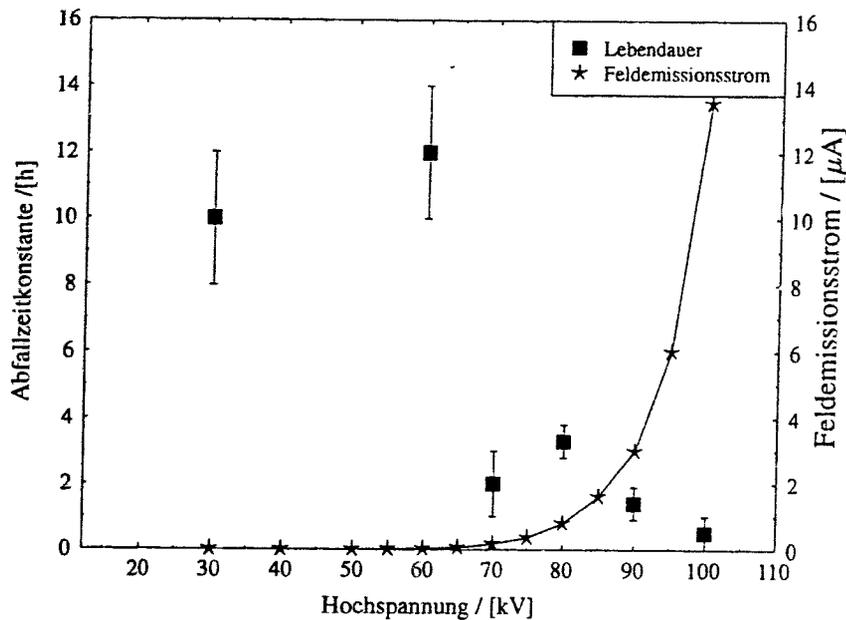


Abbildung 5.8: Lebensdauererminderungen als Funktion der angelegten Beschleunigungsspannung, sowie damit korrelierter Feldemissionsstrom. Das Bild zeigt den typischen Zustand vor Entwicklung der neuen Elektrodengeometrie im Herbst 1990.

5.3.2 Hochspannungsabschirmungen

Wegen der großen Baulänge ist auf der Außenseite der Apparatur die Isolation über die Luft ausreichend, es ist nicht nötig einen Tank mit speziellem isolierendem Gas (z.B. SF_6) um die Quelle herumzubauen.

Lediglich der 100kV-Abschlußflansch wird von einer polierten Abschirmhaube aus Kupfer umgeben, die die Koronabildung an scharfen Kanten der Außenseite verhindert. Natürlich ist der 100kV-Teil mit einem geerdeten Faradaykäfig (in minimal 500 mm Abstand) umgeben.

5.3.3 Lebensdauerprobleme durch Feldemission

Bei der ursprünglichen Konstruktion der Elektroden [AUL88] wurde beachtet, daß sich großflächige Elektroden maximal einem Gradienten von ca. 10 MV/m aussetzen lassen, ohne daß es zu Hochspannungsproblemen kommt. Tatsächlich war der HV-Betrieb im Testaufbau - bei einem maximalen Gradienten von 6,5 MV/m an der Elektrode - unproblematisch.

Das änderte sich jedoch, als erstmals Cäsierungen an $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ -Kristallen vorgenommen wurden. Bereits nach der ersten Kristallpräparation wurde eine nichtlineare U-I-Charakteristik des aus der Hochspannungselektrode herausfließenden Stroms beobachtet (siehe Abb. 5.8). Zunächst kommen mehrere Phänomene für solche Ströme mit nicht ohmscher Charakteristik in Frage, z.B.:

1. Leitung über die Luft (Korona, St. Elms-Feuer)
2. Kriechstrom entlang der Isolator- oder Kabeloberfläche
3. Feldelektronenemission von der HV-Elektrode ins Vakuum.

Als Ursache für den Strom wurden Feldemissionselektronen identifiziert, da sowohl ein Druckanstieg in der Quelle mit der Hochspannung korreliert war, als auch am Boden der Vakuumkammer ein erhöhter Röntgenstrahlungspegel beobachtet werden konnte. Die Röntgenstrahlung kann nur von freien Elektronen erzeugt werden, so daß die ersten beiden Möglichkeiten wegfallen.

Der Teil der Anlage, der am ehesten zu Feldemissionen disponiert zu sein scheint, ist der Kristall mit seiner NEA-Schicht selbst. Eine Beobachtung der Leuchtschirme in der Strahlführung bei ausgeschalteter Lichtquelle ergab jedoch, daß keine zusätzliche Emission vom Kristall ausging.

Die Feldelektronen wurden also auch nicht im Strahlführungssystem von der Quelle wegtransportiert, so daß sowohl der durch das Auftreffen der Elektronen entstehende Vakuumanstieg als auch eventuell entstehende desorbierte Ionen dem Kristall maximalen Schaden zufügen konnten.

In Abbildung 5.8 ist die dramatische Auswirkung des Feldemissionsstroms auf die Vakuumlebensdauer zu sehen: Ohne daß Photoelektronenstrom produziert wurde, sank die Lebensdauer bei der Betriebsspannung von 100 kV auf eine halbe Stunde ab. Von den ersten Strahlführungstests in der Zeitspanne zwischen Frühjahr 1989 bis Ende 1990, mußten die meisten mit einer Strahlenergie von 80 keV durchgeführt werden, um noch einigermaßen sinnvolle Lebensdauern zur Verfügung zu haben. Obwohl der Aufbau der Strahlführung nicht behindert wurde, war klar, daß der Ausbau des Spindrehersystems und der darauf folgende Beschleunigerbetrieb einen Betrieb mit 100 keV erfordern.

Um Gegenmaßnahmen einleiten zu können, wurde zunächst versucht, den Entstehungsort der Feldemission einzugrenzen und allgemein weitere Informationen zu diesem störenden Effekt zu gewinnen.

Mit einem Röntgendosisleistungsmeßgerät²¹ konnten Stromstärken bis hinab zu 15 nA bei 100 kV durch die entstehende Röntgenstrahlung nachgewiesen werden. Noch etwas empfindlicher ist die Totaldruckanzeige des Massenseparators, die auf die Feldelektronenemission mit einem Druckanstieg von etwa 10^{-13} mbar/nA reagierte.

Mit Hilfe des Dosisleistungsmeßgeräts konnte die Stelle der maximalen Röntgenstrahlungsintensität aufgesucht werden, die unterhalb des Kammerbodens lag. An der Zylinderwand der Vakuumkammer wurde immer eine wesentlich geringere Intensität beobachtet, obwohl die Rohrwände mit 3 mm Dicke deutlich dünner als der Kammerboden sind. Dies unterstützte die Vermutung, daß der vakuumseitige Auftreffort der Feldelektronen sehr nahe bei dem beobachteten Ort des maximalen Strahlungspegels lag, denn die größere Nähe kann die stärkere Abschwächung durch den etwa 17mm dicken Kammerboden kompensieren.

Die Strahlungsintensität war nicht rotationssymmetrisch auf dem Kammerboden verteilt, sondern hatte ihr Maximum in der Umgebung des Flansches, an dem die Cäsium-Dispenser montiert sind. Dies fördert (siehe unten) die Vermutung, daß die mit Cäsium bedampften Teile der Elektrode am ehesten zur Feldemission neigen.

Der Ausgangspunkt der Feldelektronen konnte mit Hilfe von Computersimulationen ungefähr bestimmt werden, indem Elektronen an verschiedenen Orten auf der 100 kV-Elektrode

²¹Fa. Berthold Typ 133

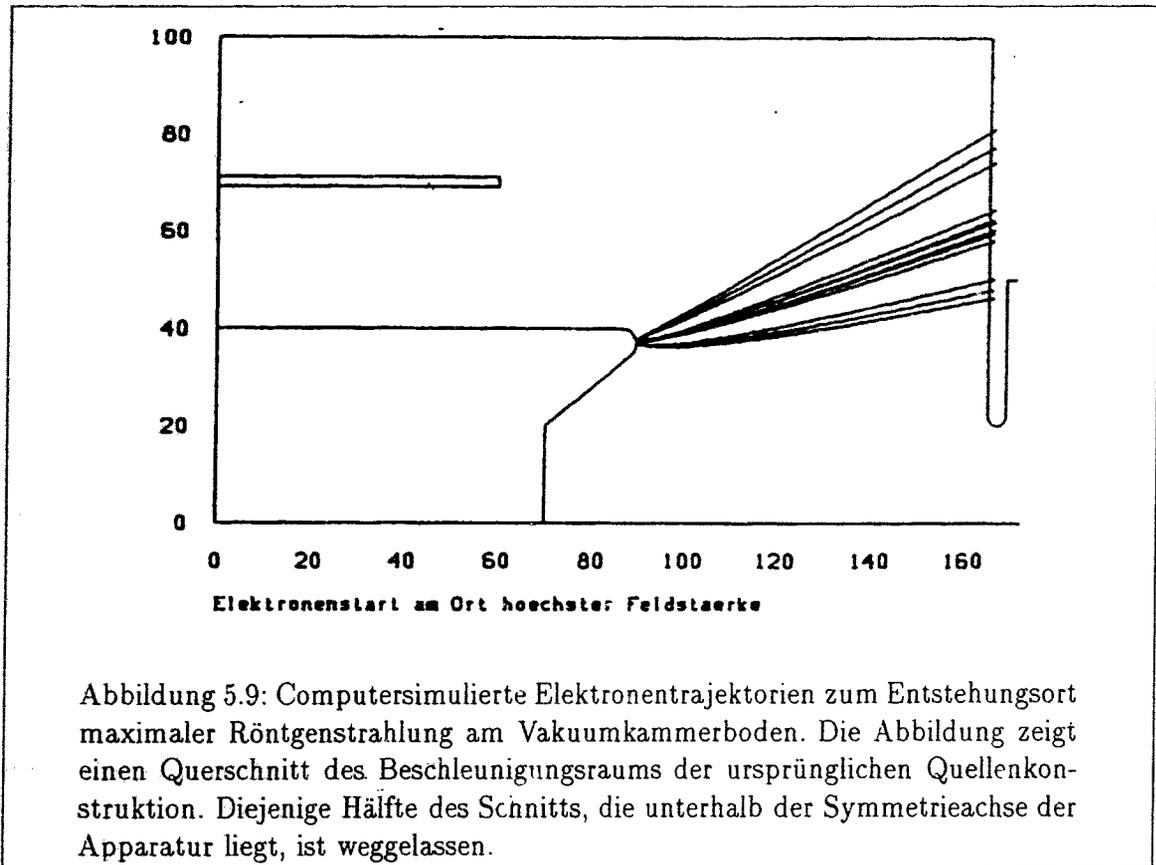


Abbildung 5.9: Computersimulierte Elektronentrajektorien zum Entstehungsort maximaler Röntgenstrahlung am Vakuumkammerboden. Die Abbildung zeigt einen Querschnitt des Beschleunigungsraums der ursprünglichen Quellenkonstruktion. Diejenige Hälfte des Schnitts, die unterhalb der Symmetrieachse der Apparatur liegt, ist weggelassen.

gestartet wurden: Abbildung 5.9 zeigt Trajektorien, die in etwa den radialen Auftreffort auf dem Kammerboden ergeben, bei dem auch die maximale Röntgenstrahlung erzeugt wurde. Der Beginn der Trajektorien liegt in der Region des höchsten Feldgradienten.

Die Feldemission war zwischen zwei Cäsierungen relativ stabil in der Stromstärke, stieg aber bei fast jeder neuen Cäsierung sprunghaft an, bis schließlich Werte von mehr als 10 Mikroampere erreicht wurden, wie in Abbildung 5.10 gezeigt ist.

Bei diesen Strömen kam es dann zu kleineren Hochspannungsüberschlägen, die das Vakuum in der Quelle für einige Sekunden um etwa 2 Größenordnungen verschlechterten. Nach einem solchen Überschlag war die Feldemissionsstromstärke eventuell vermindert und die Quantenausbeute in jedem Falle reduziert.

Auch eine zusätzliche elektrochemische Politur der Elektroden und nachfolgende Reinigung führte zu den gleichen Beobachtungen: Die Apparatur hatte zunächst keinen Untergrundstrom bei 100 Kilovolt, dieser tauchte erst nach der Präparation des Kristalls auf.

5.3.4 Erklärungsversuch: Austrittsenergieabsenkung durch Cäsium

Ein Erklärungsversuch für diese Phänomene kann durch Betrachtung der Fowler-Nordheim-Formel [FOW28] gewonnen werden, die die theoretische Beschreibung der Abhängigkeit der Feldemissionsstromdichte von der Feldstärke liefert:

$$j(E) = \frac{C_1 \cdot E^2}{\Phi \cdot t^2(y)} \cdot \exp\left(-\frac{C_2 \cdot \Phi^{3/2} \cdot v(y)}{\beta E}\right) \quad (5.2)$$

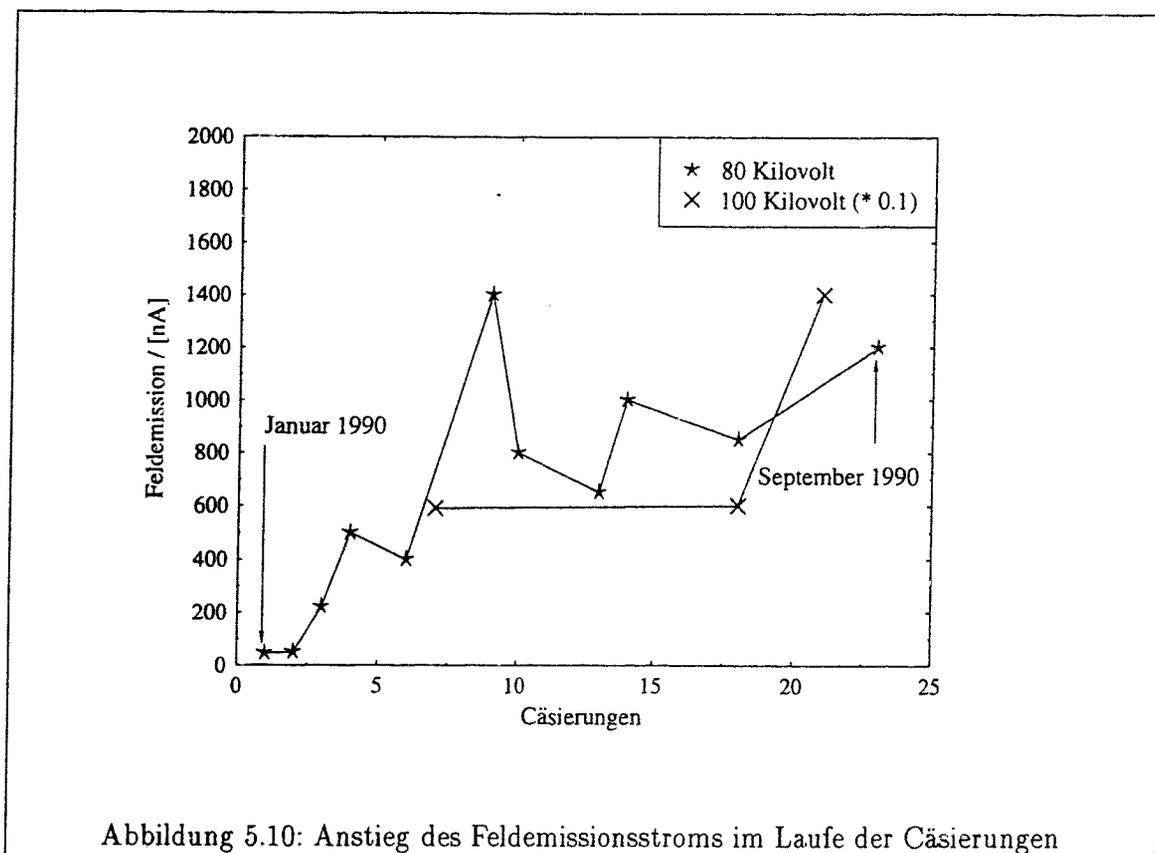


Abbildung 5.10: Anstieg des Feldemissionsstroms im Laufe der Cäsierungen

E ist die elektrische Feldstärke, Φ die Austrittsarbeit des Metalls, die Variable y steht für $\frac{C_3 \sqrt{E}}{\Phi}$, $C_1 \dots C_3$ sind Konstanten. Der Faktor β im Exponenten bringt empirische Erkenntnisse zur Oberflächenqualität zum Ausdruck. Während β für wohldefinierte, mikroskopische Emittoren etwa eins ist, findet man für großflächige Elektroden β -Werte zwischen 50 und 1000 [NOE82]. Der Einfluß der Temperatur auf die Stromdichte ist hier nicht berücksichtigt, spielt aber für die hier vorliegenden (Zimmer-)temperaturen keine Rolle. Die Funktionen $v(y)$, $t(y)$ sind für die hier herrschenden Verhältnisse in etwa gleich 1, so daß sie bei einer qualitativen Betrachtung unwichtig sind.

Entscheidend für die Stromdichte einer Feldemissionserscheinung ist der Quotient im Exponenten:

$$-C_2 \cdot v(y) \cdot \frac{\Phi^{3/2}}{\beta E}$$

Da der numerische Wert des Exponenten sehr groß²² ist, kann die Stromdichte im Experiment um viele Größenordnungen steigen, wenn der Exponent durch eine Verdopplung der Feldstärke halbiert wird.

Daher liegt es nahe, folgenden Erklärungsversuch für das Auftreten der Feldemissionseffekte in der MAMI-Quelle zu machen:

Beim Betrieb der Photokathode muß die Austrittsabsenkung *aller* vom Cäsium betroffenen Elektrodenteile (und der unten besprochenen 'irregulären' Emissionszentren) berücksichtigt werden. Aus Tabelle 5.4 (Daten aus: [HOE79] und [ARU89]) folgt, daß die

²²für $E=10^7$ V/m und $\beta=200$ etwa -32

²³Kalium und Cäsium-Adsorbate auf Metall-Einkristallen. Für makroskopische, polykristalline Oberflächen sind mir keine Werte bekannt.

Material	Φ_{max}	Φ_{min}^{23}
Eisen	4.5	1.8 (K)
Nickel	5.5	1.7(Cs)
Molybdän	4.5	1.7 (Cs)
Platin	5.6	1.0 (K)
Aluminium	4.2	1.6 (K)
Cäsium	1.88	-

Tabelle 5.4: Austrittsarbeiten von Metallen

Austrittsarbeit von Metallen durch Cs-Adsorption auf 50% (oder sogar weniger!) des Werts des reinen Metalls gesenkt werden kann.

Es ist bekannt, daß die Feldemissionserscheinungen bei einer Feldstärke einsetzen, die nur wenig geringer ist als die maximal tolerierbare, bei deren Überschreiten der elektrische Überschlag dem Betrieb einer Hochspannungsanlage ein Ende setzt. Es besteht also ein direkter Zusammenhang zwischen dem maximal tolerierbaren Gradienten und dem Einsetzen der Feldemission.

Geht man davon aus, daß der Wert des Quotienten $\phi^{3/2}/E$ entscheidend für das Einsetzen der Emission ist, so folgt, daß eine Hochspannungselektrode, die einem Cäsiumfluß ausgesetzt ist, nicht mehr die gleiche elektrische Feldstärke toleriert wie eine uncäsiierte.

Für eine Absenkung der Austrittsarbeit um einen Faktor 2 gilt dann, daß E etwa um einen Faktor $\sqrt{8} = 2.82$ verkleinert werden muß. Die tolerierbare Feldstärke einer cäsiierten Elektrode, die nach den Regeln der Kunst produziert wurde, sollte also bei etwa 3.5 MV/m liegen, wenn man sich an dem Wert von 10 MV/m orientiert, der einen Richtwert für uncäsiierte Elektroden darstellt.

5.3.5 Die Rolle von Verunreinigungen

Bei der experimentellen Untersuchung großflächiger Elektroden besteht gegenüber der Fowler-Nordheim-Beziehung 5.2 der Unterschied, daß die von 5.2 vorhergesagten Feldemissionseffekte bei Feldstärken beobachtet werden, die meist einen Faktor 100 kleiner sind als erwartet. Der von 5.2 vorausgesagte funktionale Zusammenhang:

$$\ln(j/E^2) \sim 1/E \quad (5.3)$$

bleibt jedoch der Gleiche. Man führt diese Effekte auf die Existenz mikroskopischer Emissionszentren auf der Elektrodenoberfläche zurück und modifiziert die Fowler-Nordheim-Beziehung mit dem bereits oben angesprochenen 'Surface-Enhancement-Faktor' β .

Meist werden als Feldemissionszentren geometrische Abweichungen von der Idealform (z.B. 'Whisker' oder Abrißspur einer Schweißnaht) und isolierende Partikel (Aluminiumoxid, Molybdändisulfid, Quarz) ausgemacht [COX77], [FAR72].

Diese Partikel können elektrisch aufgeladen werden und bewirken so lokal eine starke Überhöhung der Feldstärke, die das verfrühte Einsetzen der Feldemission bewirkt.

Auch hier darf erwartet werden, daß aufgedampftes Cäsium die Effekte verstärkt, vor allem, weil an dünnen Aluminiumoxidfilmen ein solcher Verstärkungseffekt (Malter-Effekt)

beobachtet wird [MAL36]²⁴.

Als Konsequenz aus diesen Tatsachen wurden bei den folgenden Umbauten zusätzliche Maßnahmen ergriffen:

- Die an der ersten Version der Zentralelektrode vorhandene Schweißnaht (Verbindung Elektrodenkopf/Rohr) wurde eliminiert, indem der Kopf auf das nahtlose Rohr aufgeschrumpft wurde.
- Die Oberflächenqualität der Elektrode wurde weiter verbessert, indem Diamant-Polierpasten verwendet wurden, die normalerweise in der Dünnschliffpräparationstechnik eingesetzt werden (Korngröße der feinsten Paste 1 μm). Die Politur wurde für die unteren 300 mm der Elektrodenoberfläche in der bestmöglichen Qualität angefertigt. Kratzer oder andere Unregelmäßigkeiten der Oberfläche sind nur mit einer starken Lupe sichtbar.
- Umbauten, bei denen der Kristallträger oder die Elektrode entfernt sind, erlauben es Partikeln, von oben in die Quelle zu fallen. Die Umbauzeiten wurden minimiert. Wenn keine Abdeckung der Öffnungen möglich war (z.B. während des Einbaus der Elektrode), strömte Stickstoff durch die Apparatur nach oben.
- Vor dem Einbau der Elektroden werden diese prophylaktisch mit gefiltertem Heliumgas abgeblasen, um anhaftende Staubpartikel zu entfernen.

Es war jedoch zu erwarten, daß diese Maßnahmen den Effekt der Austrittsarbeitsabsenkung nicht aufwiegen konnten.

5.3.6 Diskussion der Verbesserungsmöglichkeiten

Konzentration des Cäsiumflusses

Es scheint eine naheliegende Verbesserung zu sein, den Cäsiumfluß auf die Fläche des Kristalls selbst einzugrenzen. Das ist möglich, indem man den Cs-Fluß kollimiert. Eine entsprechende Cäsiumatomstrahlquelle wurde von R. Hartmann entworfen [HAR92]. Es gelang damit, einen Cäsiumstrahl mit einem halben Öffnungswinkel von $\pm 11^\circ$ zu erzeugen, was gegenüber etwa $\pm 50^\circ$ eines Dispensers eine Verbesserung darstellt.

Ebenso kann die Winkelkollimation auch durch Einbau von Blendensystemen vor die Dispenser erreicht werden.

Leider kommt es bei beiden Varianten nach dem Ende des eigentlichen Cäsiumvorgangs zu einem unkontrollierbaren weiteren Cäsiumstrom, der wahrscheinlich von metallischem Cäsium stammt, das in den Blendensystemen bzw. Rohrleitungen hängenbleibt. Dieser Effekt macht die Nutzwirkung des kollimierten Strahls zunichte.

Eine sinnvolle Verbesserung kann durch einen beweglichen Dispenser erreicht werden, der durch einen der auf den Kristall weisenden Stützen direkt vor den Kristall bewegt werden könnte. Auf diese Weise würde zwar immer noch ein großer Teil der Elektrodenendkappe bedampft, jedoch würde die Dosis minimiert. Ein solches Gerät ist zwar gebaut worden, aber bisher nicht in den Einsatz gelangt, weil das Problem anderweitig gelöst wurde und die zusätzlichen Vakuumbauteile die Betriebssicherheit der Quelle verringert hätten.

²⁴Der Effekt von Cäsium auf die oben erwähnten (immer unerwünschten) Feldemissionszentren wird wahrscheinlich noch nicht intensiv untersucht worden sein, weil die Forschung auf diesem Gebiet an möglichst hoher Spannungsfestigkeit der Elektrode orientiert ist.

Mehrstufige Beschleunigung

Es ist möglich, den Hochspannungsgradienten erheblich zu senken, indem man eine Nachbeschleunigungsstrecke z.B. für 70 Kilovolt einbaut und das Beschleunigungspotential am Kristall dann auf 30 Kilovolt setzt.

Diese zunächst naheliegende Lösung, die ganze Quelle mit einem relativ kleinen Potential zu betreiben und den Strahl dann nachzubeschleunigen, stößt auf einige Probleme:

1. **Elektronenoptik:** Die Elektronenoptik wird durch die verlängerte Beschleunigungsstrecke empfindlicher gegen Störfelder und Phasenraumvergrößerungen.
2. **Mechanik und Justage:** Die Apparatur wird noch ausgedehnter, der Aufwand für die Haltegestelle und die Aufrechterhaltung der Justagegenauigkeit erhöht sich.
3. **Um die Vakuumverhältnisse in der Kristallgegend aufrechtzuerhalten,** müßten neben den Kristallversorgungseinrichtungen auch die Vakuumpumpen auf das Zwischenpotential gelegt werden. Der Platzbedarf und der hochspannungstechnische Aufwand auf der Luftseite würden sich vergrößern.

Die realisierte Elektrodenkonfiguration - abgebildet in Abbildung 5.12 - trägt den Vorteilen einer zweistufigen Beschleunigung trotzdem Rechnung: Durch die Verlängerung der Zwischenelektrode ist eine Art zweistufige Beschleunigung gegeben.

Minimaler erreichbarer Gradient

Der minimale Gradient, den die vorliegende Konstruktion zuläßt, ist durch die Bauweise mit konzentrischen Rohren gegeben: Die Elektrode und die Vakuumkammer verhalten sich - außer im Endkappenbereich der Elektroden - wie ein Zylinderkondensator, der Gradient auf dem Zylindermantel der HV-Elektrode ist durch

$$E(r_i) = \Phi \cdot \frac{1}{r_i \cdot \ln(R_a/r_i)} \quad (5.4)$$

gegeben. Der minimale Gradient stellt sich ein, wenn sich der von der Größe der Vakuumkammer vorgegebene Außenradius R_a zum Innenradius r_i wie $e : 1 \approx 2.71 : 1$ verhält. Bei dem vorliegenden Durchmesser der HV-Elektrode ist das Verhältnis 2.5 : 1, was bei $\Phi=100$ kV zu einem Gradienten führt, der mit 2.73 MV/m nur 1% größer ist als der minimale Gradient von 2.718 MV/m, da die Funktion aus Gleichung 5.4 ein sehr flaches Minimum hat.

In der ursprünglichen Elektrodenkonfiguration hatte der Gradient an der Verbindungskurve zwischen fokussierendem Konus und dem Zylindermantel einen Wert von 6.5 MV/m.

Es wurde versucht, durch geeignete Formung des Elektrodenkopfs einerseits die elektronenoptischen Eigenschaften der Quelle zu erhalten und andererseits den maximalen Gradienten möglichst nahe an den vom Zylinderfeld vorgegebenen heranzuführen. Das Ziel war dabei, den Gradienten deutlich unter 4 MV/m zu senken, weil dieser Zustand einem Gradienten entspricht, der in der alten Konfiguration bei einem Potential von 60 kV erreicht wurde.

Bei diesem Potential wurden an der alten Elektrode erst nach zahlreichen Kristallpräparationen geringe Feldemissionen beobachtet. Ein Gradient dieser Größe sollte daher lange Betriebsintervalle mit mehreren Präparationen des Kristalls ermöglichen.

5.3.7 Gradientenminimierung der Hochspannungselektroden

Abbildung 5.11 beschreibt die Details bei der Gradientenminimierung. Eine solche Minimierung wurde erstmals von Rogowski [ROG23] angegeben, der dieses Problem für den Rand des Plattenkondensators löste.

Die hier vorliegende Aufgabe besteht darin, das Feldstärkegebiet zwischen Kristall und Anode in das zwischen den Oberflächen von Elektrode und Vakuumkammer herrschende Zylinderkondensatorfeld übergehen zu lassen. Die Werte des Gradienten an der Elektrodenoberfläche wurden durch Computersimulation mit dem Herrmannsfeldtprogramm [HER79] berechnet.

Als weitere Randbedingung sollte die 'Übergangskurve' glatt (stetig differenzierbar) in den fokussierenden Konus übergehen, dessen Durchmesser mit 40 mm ebenfalls festliegt. Dieser Übergangspunkt ist in Abbildung 5.11 als Punkt A markiert.

Gegenüber Rogowskis Ansatz, der einen exponentiellen Verlauf der Übergangskurve ermittelte, wurde hier die sehr ähnliche hyperbolische Kurve untersucht:

$$z(r) = e^{k \cdot (r-r_0)} + e^{-k \cdot (r-r_0)} \quad (5.5)$$

Die r-Koordinaten beziehen sich auf den Abstand von der Quellenachse. Der Elektrodenkopf hat daher die Form, die entsteht, wenn man diese Kurve für $r > r(A)$ um die z-Achse rotiert (Rotationshyperboloid).

Der Parameter r_0 wurde so gewählt, daß für ein gegebenes k die Steigung von $z(r)$ an der Übergangsstelle A der Steigung des Konus entspricht.

Ein Problem des Anschlusses der Übergangskurve an den Zylindermantel liegt darin, daß die Kurve in radialer Richtung niemals 'umbiegt', d.h. r nimmt beliebig große Werte an.

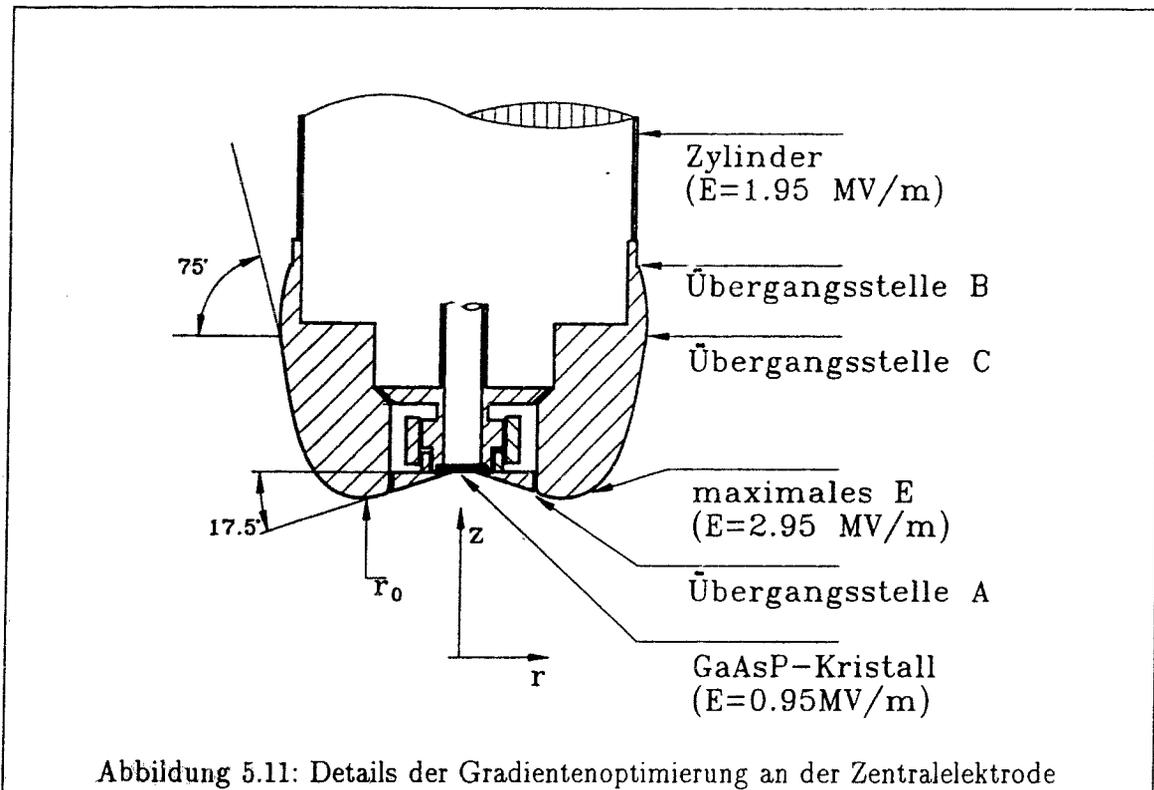
Deshalb wird die Kurve, sobald die Steigung 75° gegen die Horizontale überschreitet, mit Hilfe eines stetig differenzierbar angesetzten Kreissegments an den Zylinder 'zurückgebogen' (Abb.: 5.11, Übergangsstelle C). Da diese Kurve und der Zylindermantel im Punkt B einen sehr stumpfen Winkel bilden, wird dort der Gradient ebenfalls nicht überhöht.

Dann wurden k und der Anstellwinkel des Konus solange variiert, bis sich bezüglich des Gradienten und der Strahlfokussierung geeignete Verhältnisse einstellten.

Der maximale Gradient an der neuen Elektrode liegt bei 2.95 MV/m.

Die Zwischenelektrode, die bisher nur als Abschirmrohr und zur besseren Potentialdefinition gedient hatte, übernimmt jetzt weitere Funktionen:

1. Nach Gleichung 5.4 ergeben sich günstigere Potentialverhältnisse, wenn die auf halbem Potential befindliche Zwischenelektrode symmetrisch zwischen Zentralelektrode und Vakuumkammer eingebaut wird. Da die Zwischenelektrode in ihrem zylindrischen Teil aus einem Rohr der Weite 150 mm mit 4.5 mm Wandstärke besteht, ergibt sich für den Gradienten auf der Zentralelektrode: $E_i(100kV) = 1.95MV/m$ und auf der Zwischenelektrode $E_i(50kV) = 2.6MV/m$.
2. Da der Konuswinkel von 36° gegen die Horizontale auf 17.5° verkleinert wurde, ist der Kristall - wenn die Zwischenelektrode nicht eingebaut wird - einem weit höheren Feld (1.7 MV/m) ausgesetzt als früher. Das Verhalten von NEA-Kristallen in hohen Feldgradienten ist schwer vorauszusagen, es war jedoch vorgeschlagen worden, den Wert der LINAC-Quelle (0.5 MV/m) nicht zu sehr zu überschreiten, weil dort



bei höheren Gradienten wirkliche Feldemissionserscheinungen des Kristalls beobachtet worden waren²⁵.

Durch die bis etwa 40 mm vor den Kristall verlängerte Zwischenelektrode wird die 50-Kilovolt-Äquipotentialfläche von der Kathode entfernt und auf diese Weise der Gradient am Kristallort auf 0.95 MV/m verkleinert (siehe Abbildung 5.12).

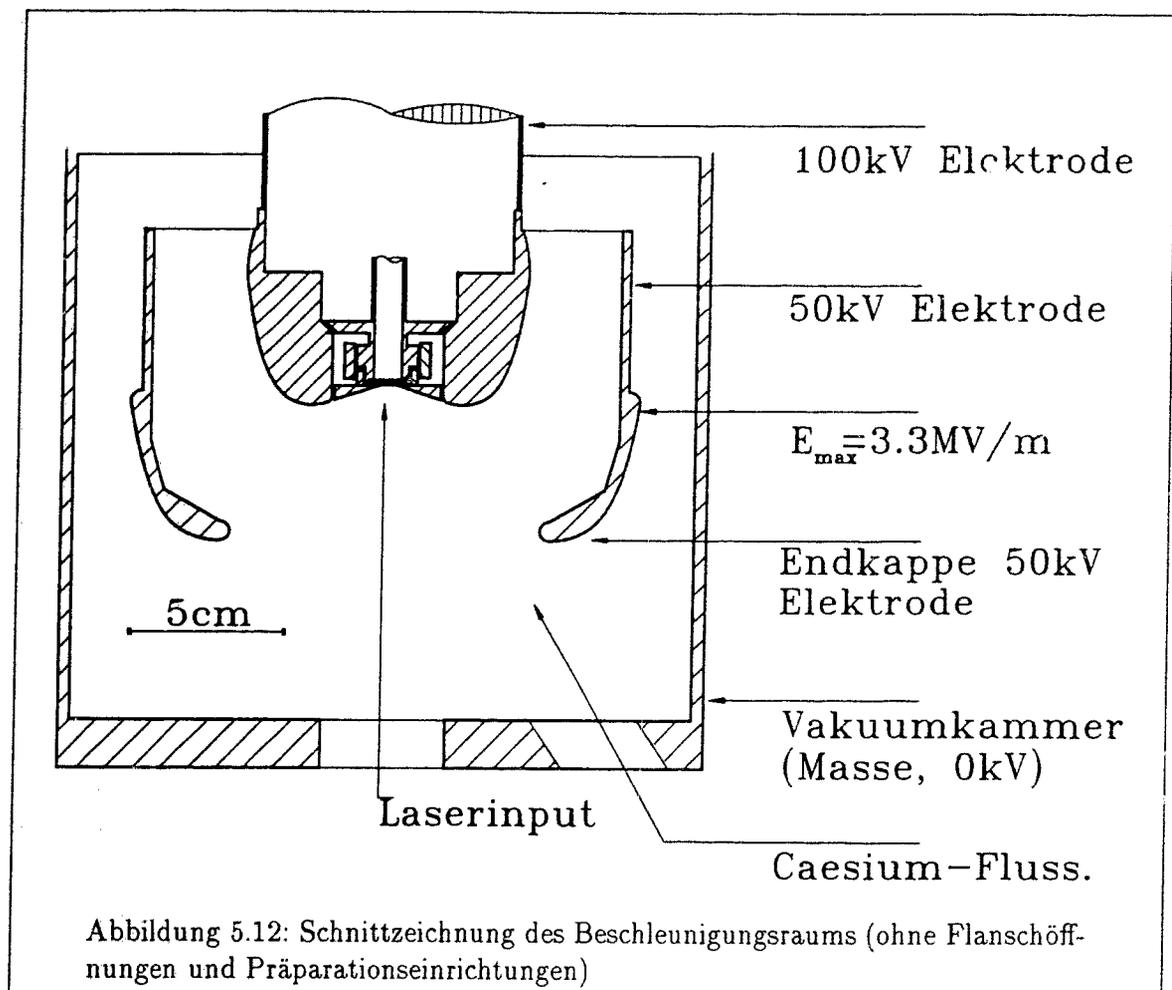
3. Auch im Endkappenbereich der 100 kV-Elektrode kann durch das 'Wegziehen' der 50kV-Äquipotentialfläche eine nochmalige Feldstärkeverringering um 10% auf den oben angegebenen Wert von 2.95 MV/m erzielt werden.
4. Durch die Verlängerung in den Beschleunigungsraum hinein können die Gradienten an der gesamten Zentralelektrode von außen beeinflusst werden, indem der Spannungsteiler mit einem variablen Abgriff versehen wurde. Auf diese Weise kann eine weitere Verminderung des Gradienten an der cäsiierten Zentralelektrode erreicht werden. Natürlich ist mit einem solchen Vorgehen eine Steigerung des Gradienten an der Zwischenelektrode verbunden.

Da die Zwischenelektrode in den Beschleunigungsraum hineingreifen muß, wurde sie ebenfalls bezüglich des maximal auftretenden Gradienten optimiert. An der Zwischenelektrode werden bei symmetrischer Spannungsteilung 3.3 MV/m nirgends überschritten.

Die Öffnung der Elektrode zur Anode ist so groß gewählt, daß die Elektrode sich weitgehend im geometrischen Schatten der Cäsium-Dispenser befindet.

Auf diese Weise sollte der auf die Zwischenelektrode fallende Cäsiumstrom wesentlich kleiner als der auf die Zentralelektrode treffende sein.

²⁵Diese Information wurde mir mündlich von Herrn Dr. W. Hartmann mitgeteilt.



Durch den Einbau der Zwischenelektrode entsteht der Nachteil, daß die Heranführung der Pumpleistung an die Kristallposition nicht mehr so gut wie früher ist. Die Öffnung der Elektrode hat jedoch einen Leitwert von etwa 1000 l/s, so daß die Verminderung der Pumpleistung nicht allzu groß ist.

Fertigungstechnische Details

Die beiden Rotationshyperboloide wurden mit Hilfe einer kurvengesteuerten Drehbank gefertigt und dann auf die Rohre aufgeschraubt. Die Kanten an den Punkten A und B in Abb. 5.11 wurden sehr sorgfältig verrundet und poliert. Der verbleibende Spalt am Punkt A, der zum Einführen des Kristallhalters notwendig ist, beträgt 0.4mm und hat keine Auswirkungen auf die Elektronenoptik.

5.3.8 Verbesserungen nach der Optimierung der Feldgradienten

Nach dem Einbau der Elektroden wurde vor dem ersten Cäsieren der Leckstrom bei verschiedenen Spannungen und speziell bei 100 Kilovolt beobachtet. Es stellte sich heraus, daß der Leckstrom bei 100 kV $< 1 \text{ nA}$ war; ein derart kleiner Strom kann durchaus auch als Kriechstrom über die Isolatoren fließen. Danach wurde der Kristall auf eine Quantenausbeute von mehr als 1% bei 632 nm präpariert, ohne daß Feldelektronen nachgewiesen werden

konnten.

Im Verlaufe des darauffolgenden Jahres wurde der Kristall mehrmals mit einer frischen NEA-Schicht versehen. Außerdem wurde zwischen vollständigen Kristallpräparationen mehrmals nachcäsiert bzw. während Hochstrom-Strahltests auch kontinuierlich cäsiert.

Nach der vierten Präparation deuteten sich Emissionserscheinungen an, die sich nach der fünften zu mehr als 100 nA Emissionsstrom vergrößerten. Die Emission konnte in diesem Zustand um einen Faktor drei gesenkt werden, indem das Spannungsteilerverhältnis an der Zwischenelektrode von 1:1 auf 4:6 geändert wurde, so daß eine entsprechende Feldstärkenänderung an der Zentralelektrode vorlag. Bei diesen Strömen (40 nA) beeinträchtigt die Emission die Lebensdauer nicht erheblich. Der Experimentierbetrieb wurde daher nicht behindert. Die fünf Vollpräparationen des Kristalls haben etwa 400 Stunden Experimentierzeit bei Betriebsspannung ermöglicht, die auf einen Zeitraum von mehr als einem Jahr verteilt war. Nach Ablauf dieses Jahres wurde die Feldemission mit dem unten angegebenen Verfahren beseitigt. Seitdem hat es zwei weitere Operationsphasen von anderen Kristallen mit 4-5 Vollpräparationen gegeben, nach denen sich wieder in etwa die gleichen Verhältnisse einstellten. Die Reproduzierbarkeit der Phänomene scheint daher gegeben, sowohl was die Beseitigung, als auch was das Wiederauftauchen der Emission angeht.

Das Feldemissionsproblem ist damit gegenüber anderen limitierenden Faktoren in den Hintergrund getreten, es kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß bei einem Betriebszustand, der häufige Präparationen erfordert (d.h. sehr lange Strahlzeiten mit hohen Strahlströmen, siehe Abschnitt 5.7), die Betriebssicherheit auch durch die Feldemission limitiert werden könnte.

5.3.9 Beseitigung einer vorhandenen Feldemission

Eine einmal aufgetretene Feldemission konnte niemals beseitigt werden, ohne daß das Vakuumssystem der Quelle geöffnet wurde. Konditionierungsversuche mit Spannungen bis zu 150 kV an der alten Elektrode führten zwar zu einer drastischen Reduktion auf 10% der ursprünglichen Stromstärke, erforderten aber auch eine Neupräparation des Kristalls, die den Effekt wieder aufhob. Gaseinlaß (NF_3 , O_2) bis 10^{-6} mbar mit anschließendem erneuten Leerpumpen erbrachte ebenfalls keine wesentliche Veränderung. Einmalig wurde die Quelle sogar mit N_2 belüftet und sofort wieder auf einen Druck von 10^{-8} mbar leergespumpt. Auch hier erfolgte keine Verbesserung des Feldemissionsstrompegels.

Die einzige Methode, die sich bisher als erfolgversprechend erwiesen hat, besteht darin, die Elektrode auszubauen und den Elektrodenkopf nacheinander mit bidestilliertem Wasser, Aceton und Methanol abzuwischen. Diese Reinigungsprozedur wird zweimal durchgeführt, die Elektrode danach mit gefiltertem Gas trockengeblasen und sofort wieder eingebaut. Das Verfahren war bisher in 4 Fällen (und damit jedesmal) erfolgreich.

Es ist durchaus möglich, daß einzelne Schritte ohne Schaden weggelassen werden können, jedoch ist die notwendig auf das Verfahren folgende Ausheizperiode zu langwierig, als daß bisher Experimente in dieser Richtung gestartet hätten werden können.

5.4 Elektronenoptik

5.4.1 Konzept für die Elektronenoptik der polarisierten Quelle

Das elektronenoptische Design wird im wesentlichen von drei Randbedingungen bestimmt:

1. Die Transmission des Elektronenstrahls muß - zumindest in der näheren Umgebung der Quelle - möglichst nahe bei 100% liegen.
2. Die Quelle sollte bei allen Stromstärken die gleiche Emittanzellipse an die Strahltransportstrecke übergeben.
3. Die von der Quelle gelieferte Emittanz muß kleiner als die vom Beschleuniger zugelassene Sellemittanz sein, um die begrenzte Ladungsmenge möglichst effektiv zum Experiment zu transportieren.

Diese Randbedingungen sind anders als diejenigen, die für die unpolarisierte 100 keV-Quelle gelten: Dort kann man auf thermische Emissionsquellen zurückgreifen, die im Dauerbetrieb höhere Stromstärken als die maximal benötigte erlauben. In diesem Falle wird die Emittanzbegrenzung durch geeignet in den Strahl gestellte Blenden vorgenommen. Die Strommodulation erfolgt mit einer Steuerelektrode (Wehnelt). Der Aufbau der konventionellen Elektronenquelle besteht aus einer 12.5 kV-Triode mit anschließender 87.5 keV-Nachbeschleunigung, insgesamt werden also vier Elektroden verwendet [LIN79], [STR86]. Die oben erwähnten Bedingungen erlauben ein derartiges Vorgehen bei der polarisierten Quelle nicht. Die Lösung für die polarisierte Quelle besteht darin, die Emittanzbegrenzung durch die Größe des ausgeleuchteten Lichtflecks vorzunehmen und die erforderlichen Variationen des Stroms durch entsprechende Modulationen der Lichtintensität herbeizuführen. So entfällt der Bedarf nach Steuerelektroden, und die Konstruktion der polarisierten Quelle vereinfacht sich zur Beschleunigung in einer Diodengeometrie.

5.4.2 Die Emittanz

Die (transversale) Emittanz beschreibt die Verteilung der Ladungsdichte in den Orts- und Winkelkoordinaten quer zum Elektronenstrahl. Die Breite der Winkelverteilung kann, da sich der Winkel eines Strahlteilchens relativ zur Sollrichtung aus der Beziehung

$$\tan(\theta) = p_r/p_z$$

ergibt, durch Vergrößerung des Longitudinalimpulses p_z verkleinert werden. Dahingegen bleibt die Verteilung der p_r für alle Energien gleich²⁶, denn diese beschreibt die Verteilung in den Koordinaten (r, p_r) , das nach dem Theorem von Liouville invariante Phasenraumvolumen. Das effektiv beobachtete Volumen kann durch Abbildungsfehler allerdings noch vergrößert werden. Die Verkleinerung der Emittanz durch die Vergrößerung des Longitudinalimpulses während einer Beschleunigung von der kinetischen Energie T_{in} nach T_{out} wird durch folgende Formel berücksichtigt:

$$E_{out}(r, \theta) \geq \frac{\beta_{in} \cdot \gamma_{in}}{\beta_{out} \cdot \gamma_{out}} \cdot E_{in}(r, \theta); \quad \gamma = \frac{T + m_0 c^2}{m_0 c^2}; \quad \beta = v/c \quad (5.6)$$

Das Gleichheitszeichen gilt für eine abbildungsfehlerfreie Transformation ohne Emittanzaufweitung. Man erhält die invariante Größe des Phasenraums in Einheiten von $\pi \cdot mm \cdot mrad \cdot m_0 c$, indem man eine gemessene Emittanz mit den zur jeweiligen Energie gehörenden Faktoren $\beta \cdot \gamma$ multipliziert.

²⁶Das gilt nur für den Fall, daß keine Wechselwirkung zwischen longitudinaler und transversaler Impulsverteilung besteht. Das sollte bei den hier vorkommenden kleinen Spitzenströmen der Fall sein.

Dies wird auch die 'normierte Emittanz' genannt.

$$E_{norm} = E(r, \theta) \cdot \beta \cdot \gamma \quad (5.7)$$

Die Anforderungen des Beschleunigers verlangen, daß etwa 95% der Strahlladung in einem normierten Emittanzvolumen von $0.65 \pi \cdot mm \cdot mrad \cdot m_0c$ zu finden sind²⁷, was bei 100 keV $1\pi \cdot mm \cdot mrad$ in den r, θ -Koordinaten entspricht.

Für nicht rotationssymmetrische Strahlen - wie sie beispielsweise nach der Strahltransformation durch Quadrupole vorkommen - müssen alle vier transversalen Phasenraumkoordinaten (x, y, p_x, p_y) untersucht werden. Dabei darf keine der beiden Projektionen x, p_x und y, p_y den oben angegebenen Wert überschreiten.

In der Quelle muß wegen der Rotationssymmetrie nur die Verteilung (r, p_r) bzw. (r, θ) betrachtet werden.

5.4.3 Die Eingangsemittanz

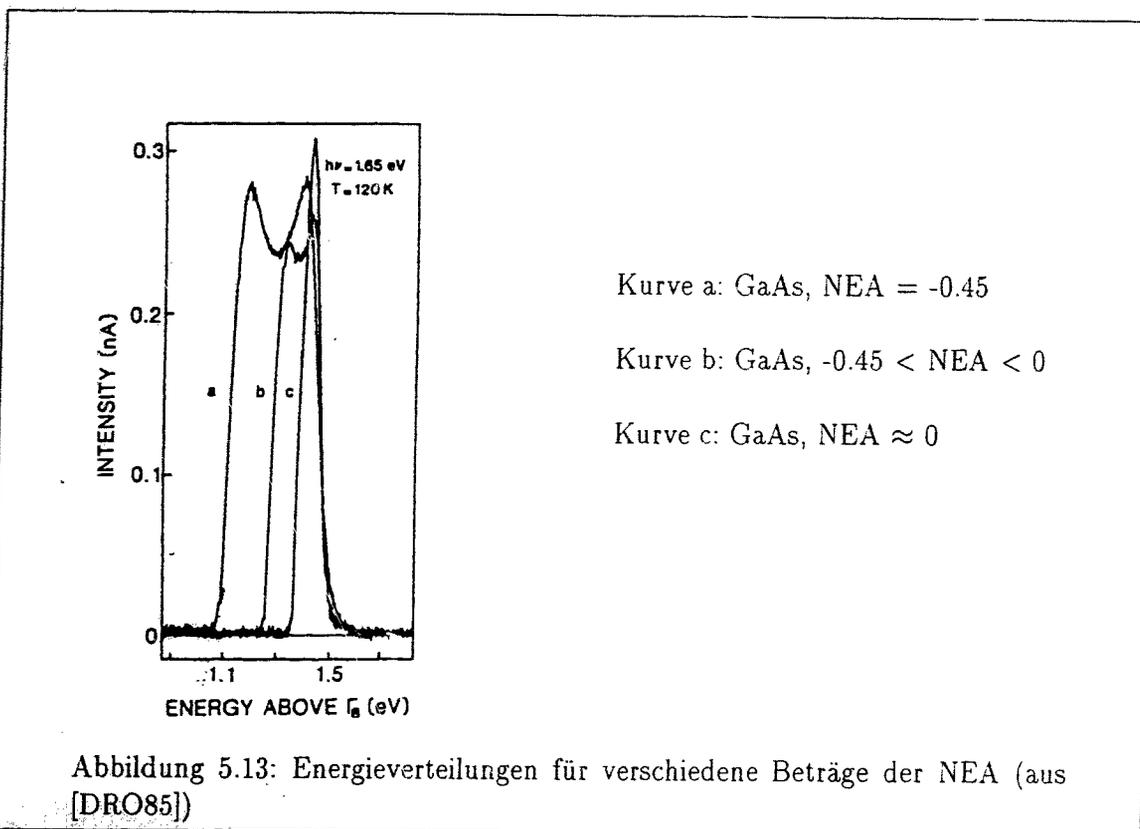
Die Eingangsemittanz E_{in} ist die Verteilung der Elektronen in den (r, θ) -Koordinaten direkt an der Oberfläche des Halbleiterkristalls. Sie ist eine entscheidende Größe, da die nachfolgenden Strahltransformationen die Größe $\beta_{in} \cdot \gamma_{in} \cdot E_{in}$ bestenfalls erhalten können. Um eine Abschätzung der Eingangsemittanz anzugeben, muß versucht werden, sie anhand der verfügbaren experimentellen Daten zu bestimmen.

Die Hauptunsicherheit in der Voraussage der Eingangsemittanz liegt dabei in den Verteilungen der photoemittierten Elektronen auf die Impulskoordinaten. Um einen wenigstens annähernd realistischen Eingangsphasenraum zu simulieren, muß den spezifischen Eigenschaften der Photoemissionsquelle Rechnung getragen werden:

- Das den Elektronen nach der Emission zur Verfügung stehende Energieintervall liegt (an der Bandkante und $T=0K$) zwischen 0 und dem Betrag der negativen Elektronenaffinität. Für eine thermische Quelle hingegen steht prinzipiell ein unendlich großes Energieintervall zur Verfügung.
- Es ist nicht sicher, daß die Querimpulse nach Durchtreten der NEA-Schicht genauso wie die Longitudinalimpulse verteilt sind.
- Die Impulsverteilung sollte, jedenfalls bei kleinen Strömen, unabhängig vom Emissionsort sein.
- Die Ortsabhängigkeit der Stromdichte auf der Kristalloberfläche ist durch die Intensitätsverteilung des Laserlichts gegeben.

Aufgrund des letzten Punktes wird die normierte Emittanz proportional zum Laserfleckdurchmesser sein, die absolute Größe wird jedoch durch die Impulsverteilung mitbestimmt. Im Experiment bedeutet das, daß die emittierende Fläche so weit verkleinert werden muß, bis die Anforderungen erfüllt sind.

²⁷Die Kombination $mrad \cdot m_0c$ bedeutet 1 Promille des Ruhemassenimpulses als Querimpuls, in manchen Arbeiten (z.B. [CAT89]) wird die Größe des Querimpulses in ganzen Einheiten von m_0c angegeben, dann fällt die Bezeichnung 'Millirad' weg, und der Zahlenwert ist entsprechend um einen Faktor 1000 kleiner.



Kurve a: GaAs, NEA = -0.45

Kurve b: GaAs, $-0.45 < \text{NEA} < 0$

Kurve c: GaAs, NEA ≈ 0

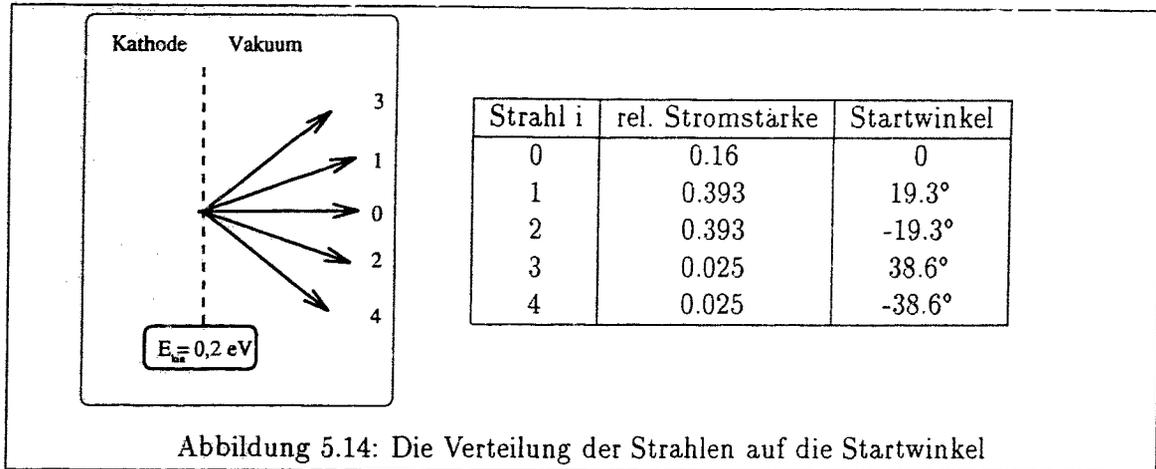
Die Impulsverteilung einer Photoemissionsquelle

Messungen haben ergeben, daß die Energieschärfe einer GaAs-Photoemissionsquelle von der erzielten NEA abhängt ([DRO85], [ZWI90]). Diese Messungen bestimmen allerdings nur diejenige Energieschärfe, die durch die Impulsverteilung in longitudinaler Richtung hervorgerufen wird, weil vor dem Einschub in die dabei verwendeten elektrostatischen Spektrometer transversale Anteile des Phasenraums ausgeblendet werden. Von besonderer Bedeutung ist die mittlere kinetische Energie: Während bei einer großen NEA (Kurve a in Abb. 5.13) die mittlere Energie etwa 0.2 eV beim Austritt aus der Kathode beträgt, ist sie im Zustand kleinster NEA (Kurve c) praktisch Null, da die Elektronen aus dem Inneren des Halbleiters fast keine Potentialdifferenz relativ zum Vakuumniveau haben.

Ein Beobachtung der Winkelverteilung der emittierten Elektronen von Rodway [ROD86] ergibt, daß die mittlere Größe der transversalen Impulskomponenten ebenfalls von der NEA abhängt.

Da es in der Quelle keine Diagnose für die Größe der erzielten NEA gibt, kann man für den Eingangsphasenraum nur Abschätzungen machen, die davon ausgehen, daß die betragsmäßig maximale NEA eingestellt und eingehalten wird:

1. Die NEA liegt bei dem von Gasteyer [GAS88] für $GaAs_{1-x}P_x$ -Kristalle bestimmten Wert von etwa 0.5 Elektronenvolt.
2. Die mittlere kinetische Energie der Elektronen bei dieser NEA liegt an der Oberfläche nach [DRO85] bei ca. 0.2 eV.
3. Die Messungen von Rodway [ROD86] lassen den Schluß zu, daß die mittlere Ener-



gie, die in den transversalen Impulskomponenten enthalten ist, bei dieser NEA etwa 70 meV beträgt.

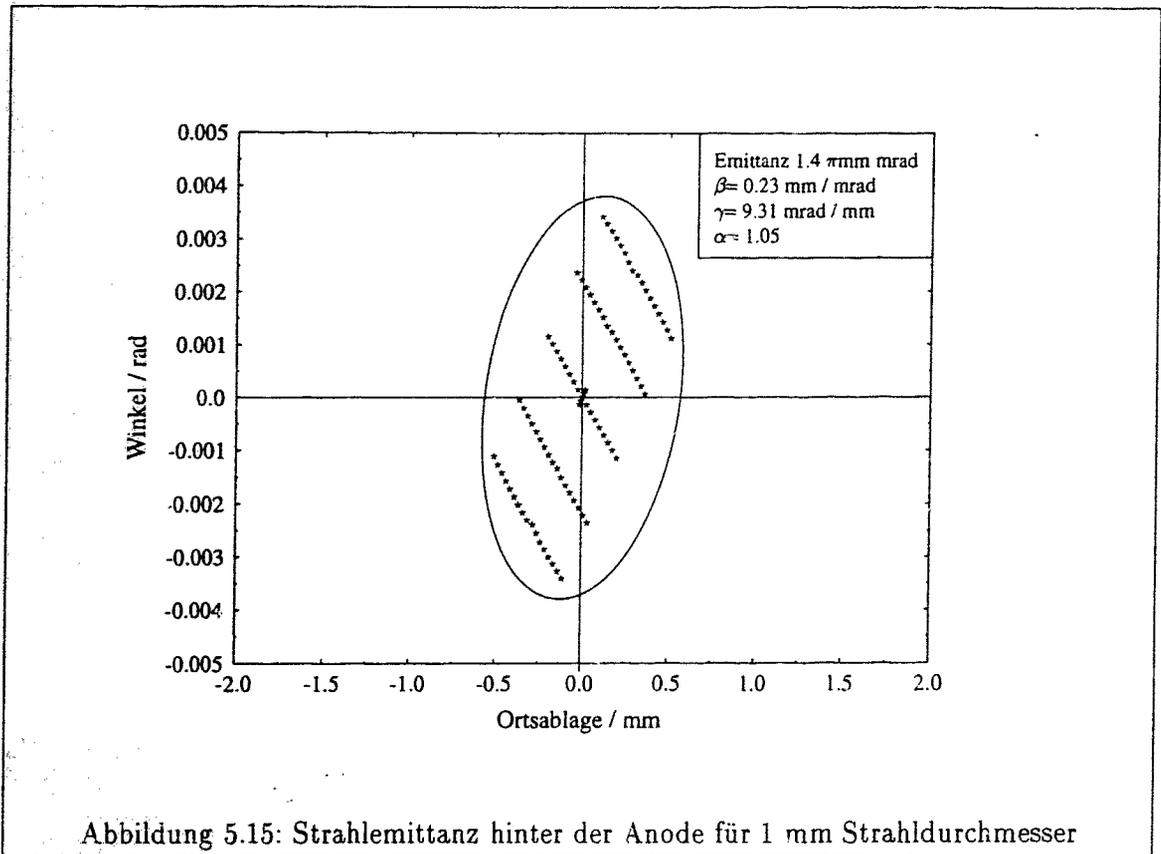
4. Die Verteilung der transversalen Impulse um den Mittelwert ist nicht bekannt.

Theoretisch erfordert die Simulation des Eingangsphasenraums die Eingabe eines Strahlenensembles, bei dem einerseits die Ortsverteilung der Stromdichte und andererseits die longitudinale und transversale Impulsverteilung berücksichtigt werden. Die Diskretisierung von drei Verteilungen in einem Ensemble ist für diese auf nicht vollständigen experimentellen Daten beruhende Abschätzung jedoch so aufwendig, daß für den Eingangsphasenraum die folgenden, vereinfachenden Annahmen gemacht wurden: Der longitudinale Eingangsimpuls aller Teilchen ist konstant und ergibt die oben erwähnte kinetische Energie von 0.2 eV. Für die unbekannte Transversalverteilung wird eine Maxwellverteilung angenommen, die eine solche Impulsverteilung besitzt, daß die entsprechende Energieverteilung ihren Mittelwert bei einer Energie von 70 meV hat. Daraus läßt sich, wie in [STR86] angegeben, die Verteilung der Elektronen auf die Startwinkel errechnen: Die Winkel ergeben sich aus dem mittleren Winkelbetrag in einem Energieintervall, das ein Sigma der Maxwellverteilung einnimmt. Es ergibt sich die in 5.14 gezeigte Startwinkelverteilung, die an jedem Startradius eingegeben wird. Die Stromdichte an jedem Startradius ist durch das gaußförmige Intensitätsprofil des Laserstrahls gegeben.

Auf diese Weise kann der Computersimulation ein diskretes Strahlenensemble aus 45 Strahlen als Eingangsemittanz übergeben werden.

Alle Computersimulationen dieser Arbeit sind mit dem Herrmannsfeldtprogramm [HER79] durchgeführt worden, das die Potentialverhältnisse (und ihre Modifikation durch anwesende Raumladungen) für zylindersymmetrische Probleme löst. Außerdem werden die Trajektorien der Teilchen in diesem Potential voll relativistisch durch Lösung der Newtonschen Gleichungen berechnet.

Nach dem Berechnen der einzelnen Strahltrajektorien mit den jeweiligen Strahlströmen I_i , kann das Programm die bei 100 keV vorliegende Emittanz angeben, indem folgende Summe aus den Anteilen der einzelnen Strahlen des Ensembles berechnet wird:



$$E = 3 \frac{\pi^2}{2} \left[\frac{\sum_i I_i \left(\theta_i \sum_j (I_j r_j)^2 - r_i \sum_j (I_j \theta_j)^2 \right)^2}{(\sum_i I_i)^3} \right]^{1/2} \quad (5.8)$$

5.4.4 Elektronenoptik im raumladungsfreien Bereich

In Abbildung 5.20 ist der Wert der Emittanz als Funktion des Anfangsstrahldurchmessers aufgetragen, wie er vom Herrmannsfeldtprogramm unter Verwendung der Formel 5.8 berechnet wurde. Wie erwartet nimmt der Wert linear mit dem Strahldurchmesser zu.

Es ist zu erkennen, daß für den angenommenen Eingangsphasenraum nur Strahldurchmesser unterhalb eines Millimeters zu betriebstechnisch sinnvollen Werten der 100 keV-Emittanz führen.

Dies wird durch die experimentell gefundenen Daten bestätigt, die in Abbildung 5.20 ebenfalls eingetragen sind.

Ein auf der Mitte des Kristalls gestarteter Strahl erzeugt am Anodenausgang die in Abbildung 5.15 gezeigte Phasenraumellipse, die, da sie einen leicht divergenten Strahl ergibt, an den Beginn der Strahlführung angepaßt ist.

Fokussierung achsenferner Strahlen

Im Experimentierbetrieb werden Strahlen mit weniger als 1 mm Durchmesser verwendet, also kleiner als ein Zehntel des verwendbaren Kristalldurchmessers. Infolgedessen scheint es naheliegend, den fokussierenden Konus möglichst nahe an die emittierende Fläche heranzuführen, um eine Pierce-Geometrie zu realisieren, die eine Eingrenzung der emittierenden Fläche mit konisch angestellten Blenden erfordert, um die radialen Raumladungskräfte zu kompensieren [PIE54]. Dies ist jedoch aus praktischen Gründen nicht angebracht:

Im Einsatz ist gerade c' Kristallmitte den stärksten Schädigungen unterworfen, so daß es wünschenswert ist, den Strahl von einer beliebigen Stelle des Kristalls starten zu können, was auch die Möglichkeit eröffnet, diesen Ort während einer Strahlzeit zu wechseln. In Abbildung 5.16 sind Strahlen auf einem ringförmigen Gebiet außerhalb der Achse gestartet worden. Die Ablage aller Strahlen von der Symmetrieachse wird durch die Fokussierung und Beschleunigung verkleinert, so daß sich - wie es sich auch im Experiment herausstellte - der Strahl tatsächlich von beliebigen Stellen des 10 mm im Durchmesser messenden Kristalls aus durch die Strahlführung zum Beschleuniger transportieren läßt.

Diese Computersimulation stimmt allerdings insofern nicht mit der Realität überein, als ein zylindersymmetrischer Strahl berechnet worden ist, so daß die Trajektorien einen Hohlstrahl repräsentieren. Nur ein kleiner azimuthaler Winkelbereich dieses Hohlstrahles ist in der Realität mit Raumladung belegt. Das Potential besitzt dann bei Anwesenheit von Raumladungen keine Symmetrie mehr, so daß eine echte dreidimensionale Simulation notwendig würde. Im raumladungsfreien Fall spielt jedoch das Fehlen eines Winkelbereichs keine Rolle, so daß die Trajektorie mit dem Schnitt im zylindersymmetrischen Fall übereinstimmt. Allerdings werden azimuthale (Anfangs-)Geschwindigkeitskomponenten nicht berücksichtigt. Die in dieser Simulation gestarteten Strahlen haben hinter der Quelle einen gemeinsamen Winkel von einigen Millirad relativ zur Sollachse.

Im praktischen Betrieb läßt sich die Winkelablage durch einen Wedler kompensieren, so daß der Strahl von der gesamten Kristalloberfläche aus auf die Symmetrieachse des ersten Quadrupol-Dubletts der Strahlführung gelenkt werden kann.

5.4.5 Raumladungseffekte

Das Ziel, mit der fest vorgegebenen geometrischen und elektrostatischen Konfiguration eine von der Stromstärke unabhängige Fokussierung zu gewährleisten, ist dann erreicht, wenn die Raumladung des Strahls das Beschleunigungspotential nicht beeinflußt. Das ist nur dann der Fall, wenn die Stromdichte klein gegen diejenige Stromdichte ist, die zur Raumladungsbegrenzung an der Kathode führt. Diese ist allerdings von der spezifischen Geometrie des Systems abhängig. Nur für einfache Geometrien kann diese Stromdichte analytisch berechnet werden, beispielsweise ist die Raumladungsbegrenzung einer ebenen Diode bei einer Stromdichte erreicht, die in der folgenden Beziehung angegeben ist:

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{e/m} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (5.9)$$

Dabei ist U das Beschleunigungspotential und d der Kathoden-Anoden-Abstand. Die $U^{3/2}$ -Abhängigkeit des raumladungsbegrenzten Stroms ist unabhängig von der verwendeten Geometrie. Für eine ebene Diodengeometrie mit 100 kV Beschleunigungsspannung und einem Kathoden-Anodenabstand von 10 cm - wie in der hier beschriebenen Quelle - ergibt sich eine raumladungsbegrenzte Stromdichte von 700 mA/cm².

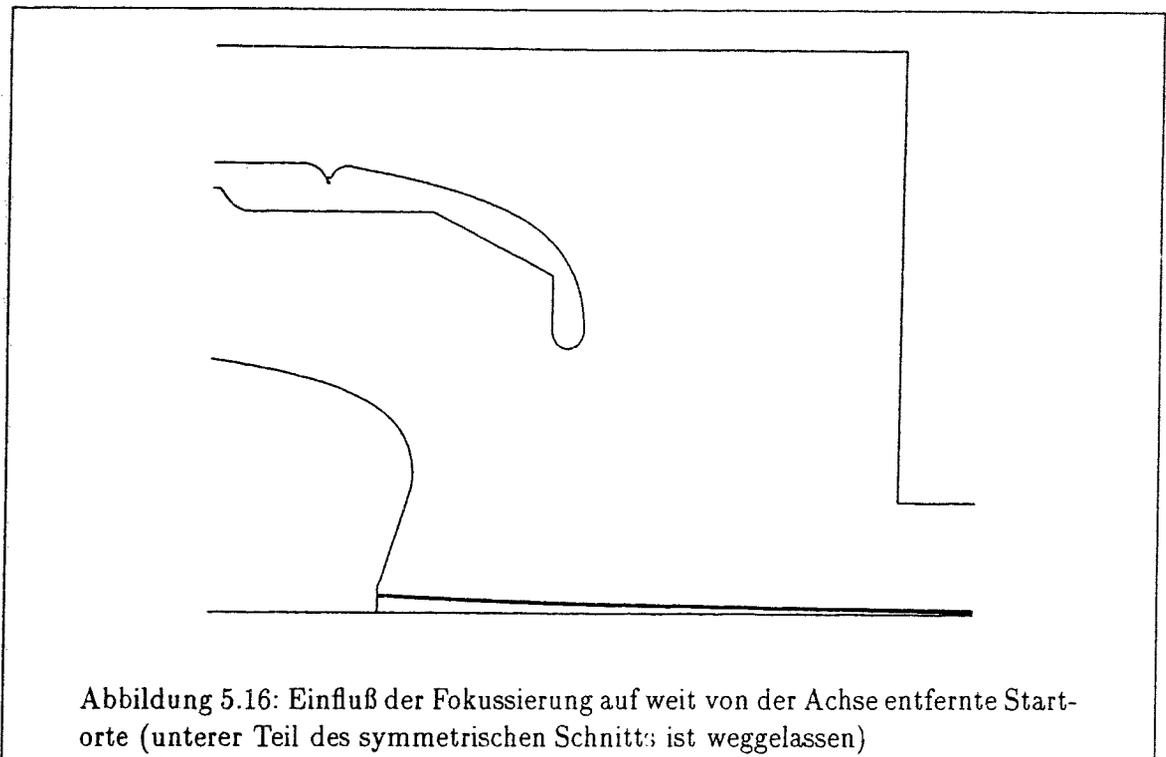


Abbildung 5.16: Einfluß der Fokussierung auf weit von der Achse entfernte Startorte (unterer Teil des symmetrischen Schnitts ist weggelassen)

Obwohl also scheinbar gute Bedingungen vorliegen, um von der raumladungsbegrenzenden Stromdichte entfernt zu bleiben, gelangt die Stromdichte trotz des kleinen Maximalstroms von etwa 1 Milliampere in kritische Bereiche, da im praktischen Betrieb sehr kleine Strahlfleckdurchmesser verwendet werden müssen (siehe Abschnitt 5.5.8).

Die dann im Experiment endgültig verwendete Strahlfleckfläche lag bei 0.066 mm^2 , entsprechend einer Stromdichte von 1.5 A/cm^2 bei einem Milliampere.

Da der als Anhaltspunkt brauchbare Wert der raumladungsbegrenzten Diode für die Beschleunigungsspannung und den Kathoden-Anoden Abstand der polarisierten Quelle nur eine Stromdichte von 0.7 A/cm^2 ergibt, ist es angebracht, den Einfluß der Raumladung auf die Emittanz der Quelle zu untersuchen.

Die Ergebnisse der bisherigen experimentellen Untersuchungen sind in Abbildung 5.21 dargestellt.

Leider ist das Herrmannsfeldtprogramm in seiner jetzigen Form nicht in der Lage, eine realistische Simulation der Verhältnisse bei Strahldurchmessern von etwa 0.3 mm durchzuführen: Da die Raumladung das Potential auf mindestens 2 Stützstellen in radialer Richtung beeinflussen sollte, folgt, daß zur Simulation der Raumladungseffekte auf der Beschleunigungsstrecke ($100 * 100 \text{ mm}$) etwa $2 * 10^6$ Potentialstützstellen berechnet werden müssen. In den hier benutzten Simulationen können nur 20000 Stützpunkte berechnet werden.

Der Effekt der Raumladung auf Strahlen größeren Durchmessers kann dagegen leicht simuliert werden. Simulationen mit einem Strahl von 5 mm Durchmesser zeigen, daß sich eine signifikante Änderung der Emittanzellipse bei einer Stromdichte von 200 mA/cm^2 ergibt. Dies entspricht einer Stromstärke von 125 Mikroampere aus der im Experiment benutzten Strahlfleckfläche.

5.5 Experimentelle Untersuchungen des Elektronenstrahls

5.5.1 Die Quelle und das Strahlführungssystem

Die polarisierte Quelle soll wegen des großen Bedarfs als ständige Installation an der Maschine verfügbar sein. Sie wurde jedoch aus folgenden Gründen nicht für den Einsatz in der Beschleunigerhalle selbst geplant:

- Die Betriebserfahrungen mit der LINAC-Quelle zeigen, daß die Quelle während langer Perioden für das Betriebspersonal zur Durchführung von Wartungsarbeiten zugänglich sein muß²⁸. Wartungsarbeiten an einer Quelle in der Beschleunigerhalle sind jedoch bei Strahlbetrieb des Beschleunigers unmöglich, die Halle kann normalerweise nur an einem einzigen Tag in der Woche betreten werden.
- Die gesamte Anlage bestehend aus Laser, Quelle und Spin-Rotator besitzt einen erheblichen Platzbedarf, der in der Halle nicht - oder nur unter Inkaufnahme erheblicher Behinderungen - befriedigt werden kann.

Das Quellenlabor wurde daher drei Stockwerke über der Beschleunigerhalle aufgebaut, so daß die Räumlichkeiten jederzeit zugänglich sind und der Aufbau ohne Interferenzen mit dem Beschleunigerbetrieb vor sich gehen konnte. Der Spindrehler ließ sich zwanglos in einen ohnehin erforderlichen Parallelversatz der Strahlführung einbauen, die in Abbildung 5.17 skizziert ist.

Die Länge der Elektronenstrahlführung beträgt ca. 24 Meter.

Die Fokussierung in den geraden Transportstrecken wird durch Quadrupole vorgenommen. Sieben 90-Grad-Ablenkungen sind bis zum Einschub in die Beschleunigerachse nötig. Diese umfangreiche und schwierige Aufgabe wurde im Rahmen der Dissertation von Karl-Heinz Steffens durchgeführt [STE93].

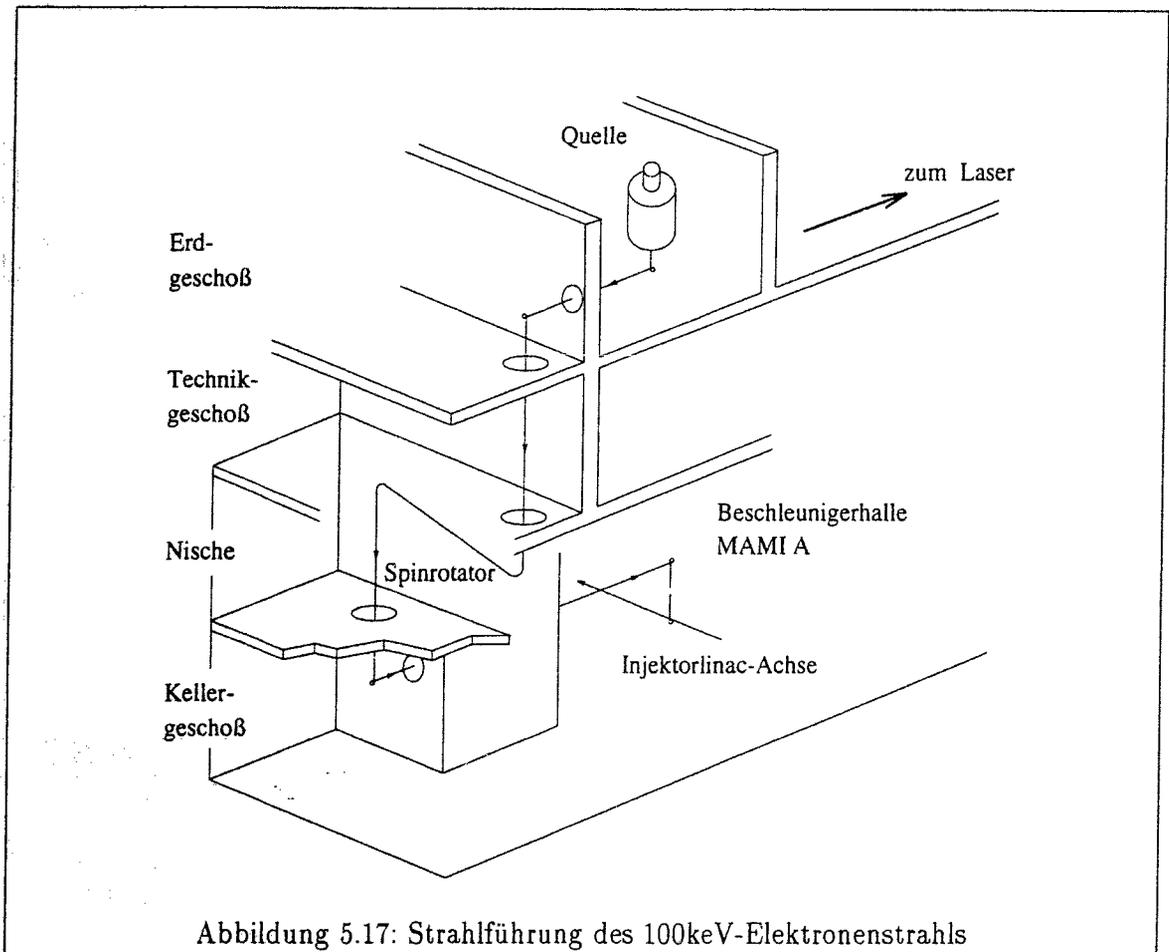
Nach einer ca. 40 cm langen Driftstrecke unter der Anode der Elektronenquelle kann mit einem Quadrupol-Dublett die notwendige Fokussierung für den Einschub in den ersten direkt unterhalb der Quelle stehenden, 270° ablenkenden, 'Alpha'-Magneten gewährleistet werden.

Die an 15 Stellen in die Strahlführung eingebauten Scanner (Strahlmonitore) erfüllen mehrere Aufgaben ([DOM92]):

- Auf Leuchtschirmen können Strahlform und -lage kontrolliert werden.
- Mit isoliert montierten Faraday-Cups wird die Transmission des Strahls bis zum jeweiligen Scanner bestimmt.
- Besonders wichtig ist die Möglichkeit, mit unter ± 45 Grad zur Bewegungsrichtung der Scanner angebrachten dünnen Wolframdrähten die Stromdichteverteilung in zwei zueinander senkrechten Richtungen zu messen. Auf diese Weise kann die Emittanz in den beiden Ebenen (x, x') und (y, y') bestimmt werden.

Die Scanner sind, wie fast die gesamte Strahlführung, nicht für die extremen Vakuumanforderungen der Quelle ausgelegt. Obwohl alle Flanschverbindungen metallgedichtet sind, wird das erreichbare Vakuum durch die fehlende Ausheizbarkeit der Aluminiumbauteile auf etwa $1 \cdot 10^{-8}$ mbar begrenzt. Der Bereich des ausheizbaren Vakuumsystems endet in Abbildung 5.2 hinter dem zweiten eingezeichneten Ventil, etwa 10 cm vor dem ersten Linearscannersystem.

²⁸ Dies gilt nicht mehr, wenn der angestrebte stabile Betriebszustand von Quelle und Kristall erreicht ist!



5.5.2 Transmissionsbestimmung

Die typischen Durchmesser des Vakuumsystems, durch das der Elektronenstrahl transportiert werden soll, liegen bei 30 mm. Ein Elektronenstrahl mit gaußförmiger radialer Intensitätsverteilung und einer Anfangshalbwertsbreite von weniger als einem Millimeter sollte daher keine meßbaren Transmissionsverluste aufweisen. Diese Annahme stützt sich auf die Voraussetzung, daß der Strahl exakt auf die Sollachse justiert ist und die Fokussierung der Transportstrecke in einer Weise erfolgt, daß große Strahldurchmesser vermieden werden. Im Betrieb muß dieser Zustand erst einmal aufgefunden werden, was darauf hinausläuft, daß Strahltransmission und -form an möglichst vielen Stellen bestimmt werden müssen.

Um etwaige Transmissionsverluste feststellen zu können, muß der vom Kristall gelieferte Primärstrom bekannt sein. Dies wird durch ein in die 100kV-Versorgungsleitung geschaltetes Strommeßgerät, dessen Anzeige mit einer Kamera beobachtet werden kann, ermöglicht. Noch bequemer ist die Option, den vom Gerät gemessenen Strom in ein Leuchtdioden-Signal zu wandeln, dessen Pulsfolgefrequenz dem Primärstrom proportional ist. Dieses Signal wird über einen Lichtleiter, der die 100 kV-Potentialtrennung gewährleistet, auf Erdpotential transferiert und dort von einer Empfängerschaltung in eine NIM-Pulsfolge umgewandelt. Diese wird von einem CAMAC-Scaler aufgenommen und steht der Datenerfassung zur Verfügung. Damit konnte während der Strahlzeiten eine automatische Kontrolle der Transmission zum Target vorgenommen werden, die bei plötzlich auftretenden Transmissi-

onsverlusten den Strahl abschaltete.

An allen Scannern der Strahlführung kann der Strahlstrom mit Faraday-Cups gemessen werden. Die absolute Transmissionsbestimmung durch die Bildung des Quotienten aus Faraday-Cup-Signal und Quellenprimärstrom weist die Schwierigkeit der Eichung der beteiligten Meßverstärker und der Signalverfälschung durch geladene Sekundärteilchen am Faraday-Cup auf. Daher ist keine präzise, absolute Angabe der Transmission möglich, im Rahmen der Fehler sind die an den ersten Scannern der Beamline aufgenommenen Werte mit 100% verträglich. Im allgemeinen findet auf den ersten Metern der Strahlführung von einer Transmissionsmeßstelle zur anderen keine Abnahme des in die Faraday-Cups fallenden Strahlstroms statt. Lediglich der Durchschuß durch die Kugelkondensatoren und der Einschuß in die Beschleunigerhalle verursachen Transmissionsverluste, die im allgemeinen zu einer relativen Abnahme des Signals um 2-8% führen. Die Transmission zum Beschleuniger ist also bei einer gut eingestellten Strahlführung höher als 95%.

Problematik des Transmissionsverlustes

Auch wenn die ideale Transportstrecke praktisch keine Transmissionsverluste aufweisen sollte, hat man im Einsatz mit weiteren Quellen von Transmissionsverlusten zu kämpfen, die z.B. aus der Aufstreuung des Laserlichts an Oberflächen herrühren: Streulicht von unsauberen Oberflächen oder die Reflexion des Streulichts vom Kristall selbst erreicht den Kristall praktisch an seiner gesamten Oberfläche. Zusätzlich ist der fokussierende Konus ebenfalls photoemissionsfähig, mit einer typischen Quantenausbeute von 20 nA/mW. Dies rührt von der globalen Cs-Bedampfung des Elektrodenkopfes her. Die von diesen Orten ausgehenden Photoelektronen werden natürlich nicht genauso wie der Sollstrahl durch die Strahlführung transportiert und daher eventuell schon im oberen Teil der Strahlführung abgestreift.

Die Beobachtungen, die im Zusammenhang mit der Feldemission aus der Hochspannungselektrode gemacht wurden, deuten an, daß ein absoluter Transmissionsverlust von 100 nA in der Nähe des Kristalls bereits einen lebensdauerermindernden Effekt aufweist, die Transmissionsverluste bei den angestrebten Strömen von 100 μ A sollten also $< 10^{-3}$ sein. Wegen der oben angesprochenen Schwierigkeiten der Transmissionsbestimmung ist eine direkte Messung des verlorengehenden Stromes zuverlässiger. Dazu werden an den neuen Quellen die direkt unter der Quelle montierten 'Repeller' benutzt werden. Diese Repeller - abgebildet in Abbildung 5.31 - bestehen aus ca. 7 cm langen isolierten Rohrstücken, die in das Vakuumsystem direkt unter der Anode montiert sind. Der darauf fallende Stromanteil kann mit einem empfindlichen Strommeßgerät gemessen werden, Anteile von 10^{-6} des Primärstroms (0.1 nA bei 100 μ A) sind meßbar.

Es sollte auch ein Zusammenhang zwischen einem Transmissionsverlust und dem Anstieg des Quellendrucks bei der Stromproduktion bestehen. Dieser Druckanstieg lag bei einem Primärstrom von 150 μ A, der in einem sorgfältig auf Transmission optimierten, 15 Meter langen Stück Strahlführung transportiert und anschließend in einem wassergekühlten Faraday-Cup vernichtet wurde, bei $2 \cdot 10^{-11}$ mbar. Dieser Wert demonstriert die fast vollständige Entkopplung der Quelle vom Vakuumsystem der Strahlführung: Obwohl durch das Auftreffen des Stroms im Faradaycup erhebliche Gasmengen freigesetzt werden, kommt es nur zu einem derart geringen Druckanstieg in der Quelle. Wahrscheinlich ist die Ursache auch des verbleibenden Druckanstiegs in einem Transmissionsverlust in Quellennähe zu suchen, denn im Betrieb am Beschleuniger zeigten sich ähnliche Werte für den Druckanstieg, ohne daß der Strahl in der Strahlführung vernichtet wurde.

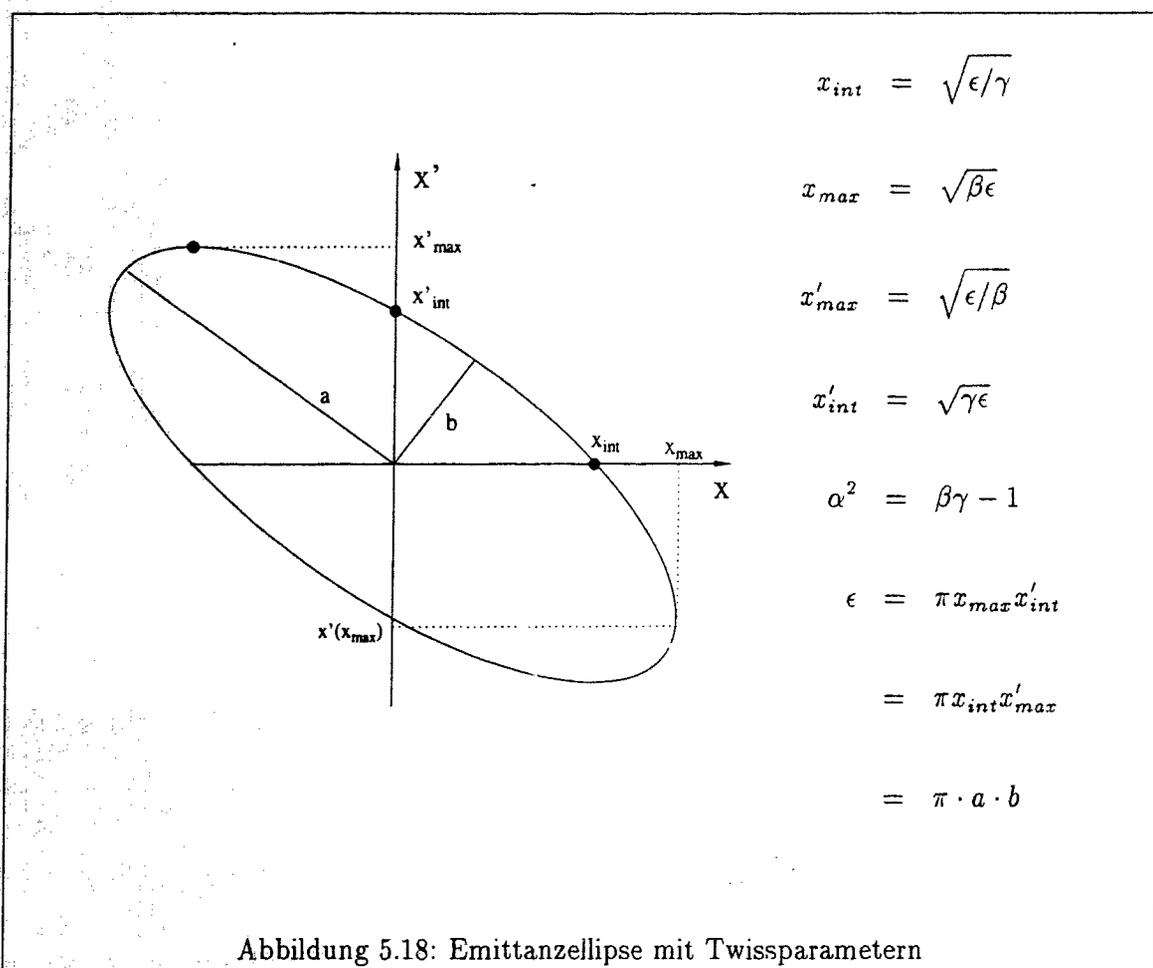


Abbildung 5.18: Emittanzellipse mit Twissparametern

Der Druckanstieg in der Quelle liegt bei etwa $5 \cdot 10^{-11}$ mbar, wenn absichtlich ein Transmissionsverlust von 1 Mikroampere in der Nähe der Kathode hervorgerufen wird.

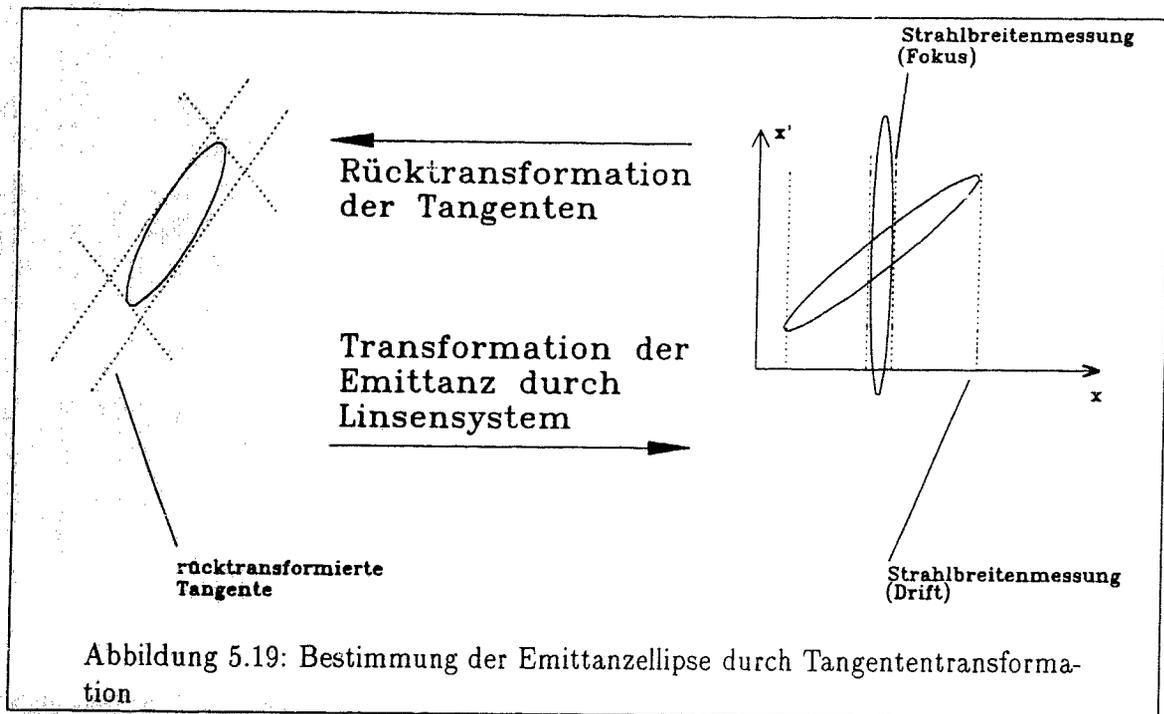
Es deutet sich also an, daß - wenn man den gemessenen Druckanstieg von $2 \cdot 10^{-11}$ bei $150 \mu A$ einem Transmissionsverlust in Quellennähe zuschreibt - ein effektiver Transmissionsverlust in der Größenordnung von Promille stattfindet.

5.5.3 Vermessung der transversalen Emittanz

Die meisten der hier beschriebenen Emittanzvermessungen sind mit den von Thorsten Dombó [DOM92] entwickelten Linearscannersystemen durchgeführt worden. Das Ziel der Emittanzbestimmung ist, die Emittanzellipse in ihrer Größe und Orientierung zu charakterisieren. Abbildung 5.18 zeigt eine exemplarische Emittanzellipse und die sie charakterisierenden Orientierungsgrößen, die sogenannten 'Twissparameter' α, β, γ .

Theoretisch ist die Vermessung der Emittanzellipse unkompliziert, da ja nur die von festen Strahlrädien ausgehende Winkelverteilung vermessen werden muß. Experimente in dieser Richtung [KES86] zeigten, daß diese Methode zu langsam ist.

Die am MAMI-Beschleunigersystem verwendete Methode stützt sich auf die Charakterisierung der Ellipse durch mehrere Tangenten. Diese Tangenten werden durch die Strahlbreitenmessungen mit den Linearscannern gewonnen. Wie in Abbildung 5.19 gezeigt, ist die Strahlbreite die Projektion der Emittanzellipse auf die Ortskoordinate und liefert so ein



Tangentenpaar an die Ellipse. Natürlich werden mehrere Tangentenpaare zur Bestimmung der Ellipse benötigt. Die fehlenden Tangenten kann man erhalten, wenn zwischen der Position, an der die Ellipse vermessen werden soll, und der Scannerposition eine Linse oder ein Linsensystem, sowie ein geeignet langer Driftraum liegt.

Dieses System strahloptischer Elemente übt auf jeden Punkt der Emittanzellipse eine lineare Transformation aus, die von den Einstellungen der Linsen abhängt. Beispielsweise führt ein Abschalten der Linsen zu einer langgezogenen Ellipse mit großer Projektion auf die Ortsachse - der Strahl ist dann aufgrund seiner Divergenz auseinandergedriftet. Das andere Extrem ist erreicht, wenn man mit der Linse auf die Meßposition fokussiert: Die Ellipse steht dann aufrecht und hat eine minimale Projektion. Durch Variation der Brennweiten läßt sich also eine Schar von jeweils senkrecht stehenden Tangentenpaaren an der Strahlmeßposition gewinnen. Die Matrix der linearen Abbildung, die die Transformation für eine gegebene Linseneinstellung beschreibt, kann invertiert werden, um die Rücktransformation eines Tangentenpaares an die Bestimmungsstelle der Emittanzellipse zu berechnen. Zu jeder dieser Tangenten an der Meßposition gehört wegen der variierten Linsenbrennweite eine andere Rücktransformation, daher verwandeln sich die gemeinsam aufrecht stehenden Tangentestreifen nach der Berechnung der Rücktransformation in mehr oder weniger schräg stehende an der Position vor der Linse. Die Fläche, die dann allen Streifen gemeinsam ist, umschreibt die Emittanzellipse. Abbildung 5.22 zeigt auf diese Weise gewonnene Emittanzellipsen.

Diese Meßmethode erfordert lediglich 5-10 Strahlbreitenmessungen und läßt damit eine Emittanzvermessung innerhalb von 10 Minuten zu, da alle Einstellmechanismen (Scannerfahrten, Linseneinstellungen, Datenreduktion, Rücktransformation, etc.) durch die Software automatisch vorgenommen werden. Die Strahlbreite wird aus den Strommeßdaten gewonnen, indem man sie als Verteilung um einen Lagemittelwert auffaßt. Man bestimmt dann die Standardabweichung des Mittelwertes σ und bezeichnet das Vierfache dieses Wertes als die Strahlbreite. Bei einer gaußförmigen, eindimensionalen Verteilung entspricht diese Breite von 4σ den $1/e^2$ Punkten der Verteilung.

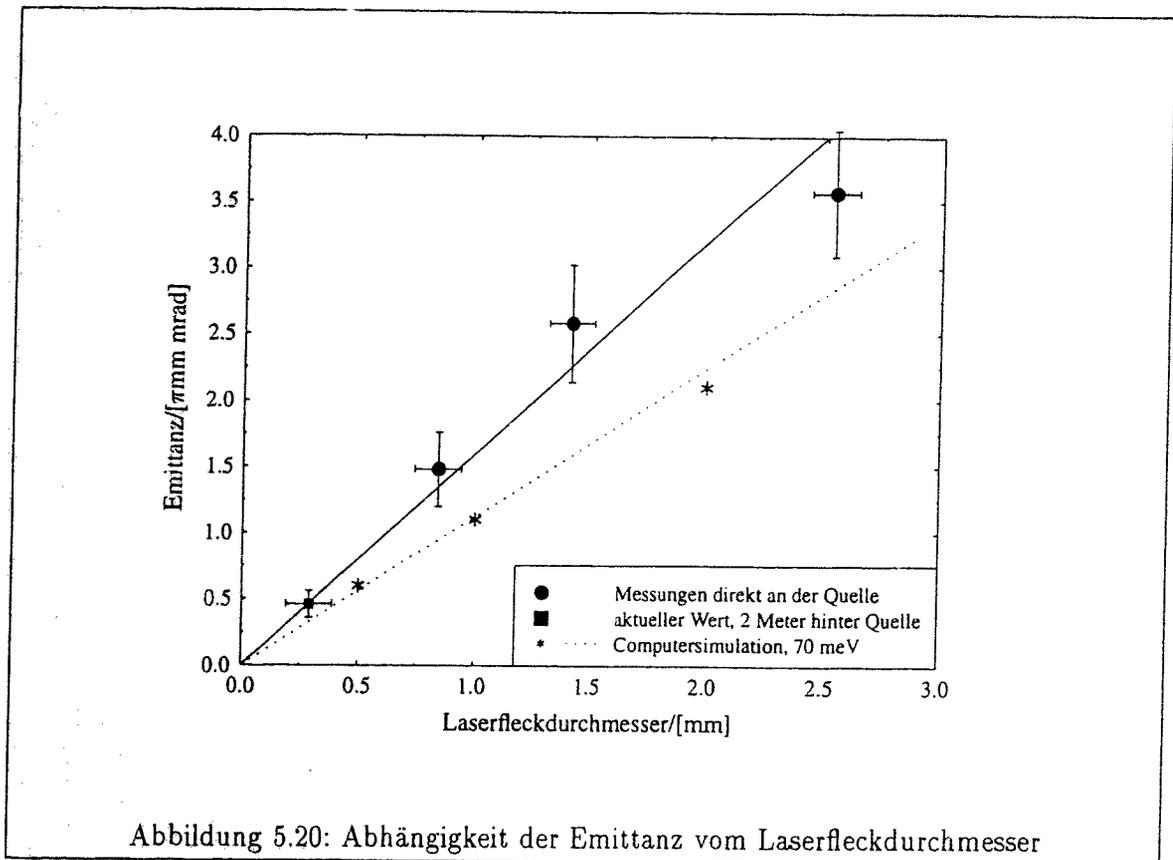


Abbildung 5.20: Abhängigkeit der Emittanz vom Laserfleckdurchmesser

5.5.4 Abhängigkeit der Emittanz vom Anfangsstrahldurchmesser

Bereits kurz nach dem Aufbau der Quelle wurde mit Hilfe eines unter der Quelle angebrachten Solenoiden und eines Scanners die Emittanzellipse an der Anode der polarisierten Quelle bestimmt. Das Scannersystem und die Auswertungs- und Regelsoftware war zum damaligen Zeitpunkt mit in MAMI eingesetzten Komponenten identisch. Das ergab den Vorteil, daß mit MAMI-Werten vergleichbare Daten gewonnen werden konnten. Der Laserfleckdurchmesser wurde variiert und die Emittanzellipse mehrfach bei einer festen Einstellung vermessen. Abbildung 5.20 zeigt die Durchmesserabhängigkeit der Emittanz. Die Laserfleck- und Strahldurchmesser beziehen sich auf 4σ der jeweiligen Verteilung. Für jeden Durchmesser wurden mehrere Emittanzvermessungen vorgenommen. Die Fehler der Emittanzen ergeben sich durch die Streuung um den Mittelwert. Während drei Datenpunkte der Abbildung 5.20 noch mit einem MAMI-Scannersystem aufgenommen wurden, ist jetzt - allerdings nicht direkt unter der Quelle - eine Vermessung mit den neuen Scannern möglich. Das Quadrat in Abbildung 5.20 zeigt die Emittanz und den Startdurchmesser des zur Zeit eingesetzten Strahles. Die älteren Messungen wurden bei etwa 590 nm Wellenlänge vorgenommen, während die aktuelle Messung mit 640 nm Wellenlänge durchgeführt ist. Die eingetragenen Werte sind die geometrischen Mittel aus horizontaler und vertikaler Emittanz. Die zu erwartende lineare Abhängigkeit ist in der Abbildung eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve ist diejenige, die sich aus der modellierten Anfangsemittanz und der Berechnung der Quellenbeschleunigungsstrecke durch die Computersimulation ergibt.

5.5.5 Ortsabhängigkeit der Emittanz

Im derzeitigen Operationsmodus der Quelle wird der Elektronenstrahl meistens von einem Punkt auf der Kristalloberfläche gestartet, der mehrere Millimeter von der Symmetrieachse entfernt ist. In den Randbereichen des Kristalls ist nämlich einerseits die Startquantenausbeute eines frisch präparierten Kristalls höher und andererseits die Schädigung im Betrieb weniger stark. Daher ist die Quantenausbeute in den Randbereichen am Anfang einer Strahlzeit etwa um einen Faktor 2, und am Ende einer Strahlzeit etwa um einen Faktor 30 größer als in der Mitte.

Es war experimentell zu klären, ob die Emittanz vom exzentrischen Startort oder der Quantenausbeute beeinflusst wird. Dazu wurde die Emittanz von an verschiedenen Stellen auf dem Kristall gestarteten Elektronenstrahlen vermessen. Tabelle 5.5 zeigt die Daten, die bei verschiedenen horizontalen und vertikalen Ablagen und bei konstanter Stromstärke von etwa $3 \mu\text{A}$ erhalten wurden. Horizontal bedeutet hier, daß in der Ebene verschoben wurde, die durch den ein- und ausfliegenden Strahl im ersten Ablenkmagneten gebildet wird. 'Vertikal' ist die Senkrechte auf diese Ebene.

Der Strahlfleck kann unbedenklich bis zu 4 mm von der Symmetrieachse entfernt werden, da sich die Emittanzanforderungen überall erfüllen lassen. Der Unterschied der Emittanzen in den beiden Ebenen liegt vermutlich an einer ungünstigen Meßposition des verwendeten Scanners. Andere, weiter stromabwärts in der Strahlführung gelegene Scanner, liefern gleiche Emittanzen in beiden Ebenen.

Der Mittelwert der 14 Messungen außerhalb der Mitte ist $0.46 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Den Fehler dieser Messung sollte man nicht kleiner als $0.1 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ ansetzen, da die ungleiche Behandlung der Ebenen dies nahelegt.

Nur ein einziger Wert ragt aus den ansonsten wenig variierenden Daten heraus, nämlich der in der Kristallmitte. Gerade dort wären die optimalen Bedingungen für die Elektronenoptik gegeben, so daß das Ergebnis nicht sofort verständlich ist. Ein einfacher Erklärungsversuch beruht darauf, daß die zur Erzeugung der benötigten Stromstärke gebrauchte Laserintensität an diesem Ort viel höher ist, weil die Quantenausbeute nur etwa 4-6% der ansonsten auf dem Kristall herrschenden ist.

Da die Quantenausbeute lokal sehr stark variiert -, siehe nächster Abschnitt - können die weiter außen liegenden Bereiche des Kristalls wegen der dort höheren Quantenausbeute mehr zum Strahlstrom beitragen, als es nach der Intensitätsverteilung des Laserlichts der Fall wäre. Besonders störend sind die Anteile von diffusem Streulicht, die praktisch überall auf der Kristalloberfläche Elektronen auslösen. Diese 'Untergrundelektronen' produzieren einen weit breiteren Strahl, als die vom Laserfleck kommenden Elektronen. In dieser Situation ist der Untergrund um den Faktor der größeren Quantenausbeute gegenüber dem eigentlichen Strahl angehoben.

Die Summe dieser Effekte führt zu einer Vergrößerung der effektiven Strahlbreite, so daß die Emittanz an einer Stelle, die relativ zum Restkristall eine stark verringerte Quantenausbeute besitzt, wächst.

5.5.6 Stromabhängigkeit der Emittanz

Im Abschnitt über die Computersimulation wurde angedeutet, daß der kleine Anfangsstrahldurchmesser bei großen Strömen zu Emittanzveränderungen führen könnte. Die experimentelle Vermessung des Phasenraums stößt jedoch auf die Schwierigkeit, daß die Scannerdrähte bei der Vermessung großer Strahlströme bereits ab $20 \mu\text{A}$ starken thermischen Belastungen

Ausbeute[w.E.]	hor-Ablage[mm]	ver-Ablage[mm]	Emittanz(hor/ver) [π mm mrad]
0.05	0	0	1.00/0.65
0.61	2	0	0.51/0.38
0.57	4	0	0.56/0.32
0.81	0	2	0.62/0.31
1.15	0	4	0.60/0.40
1.27	2	2	0.62/0.38

Tabelle 5.5: Emittanzwerte für verschiedene Ablagen von der Sollachse.

ausgesetzt sind, da bei dieser Stromstärke das Aufglühen der Drähte beim Durchfahren des Strahls deutlich beobachtbar ist. Bei einer Stromstärke von $50 \mu\text{A}$ brannte der Wolframdraht am Meßscanner durch. Auf weitere d.c.-Hochstrommessungen mußte daher verzichtet werden.

Trotzdem ist eine Vermessung der Emittanz bei höheren Strömen möglich, da das Lasersystem mit hoher Frequenz repetierende, gepulste²⁹ Elektronenstrahlen erzeugen kann. Die Scannerstromdatenerfassung besitzt eine Integrationszeitkonstante $> 100 \mu\text{s}$ und kann daher den beispielsweise mit 4 MHz gepulsten Strahl nicht von einem Gleichstrom unterscheiden. Da in diesem Falle wegen der Pulslänge von etwa 10 Nanosekunden der Dutyfaktor des Lasers nur 4% beträgt, kann bei einem gegebenen mittleren Strom der 25fache Pulsstrom vermessen werden. Um zu überprüfen, ob beide Meßverfahren gleichwertig sind, wurde die Emittanz zunächst bei einem Gleichstrom von $25 \mu\text{A}$ vermessen. Eine weitere Vermessung mit $1 \mu\text{A}$ mittlerem Strom aber $25 \mu\text{A}$ Pulsstrom ergab die gleichen Emittanzwerte.

Auf diese Weise war es möglich, Pulsströme bis zu $370 \mu\text{A}$ zu vermessen. In Abbildung 5.21 sind die experimentell erhaltenen Daten zur Emittanzvergrößerung abgebildet. Die gezeigten Werte sind die arithmetischen Mittel aus horizontaler und vertikaler Vergrößerung. Es wurde während dieser Messung nicht versucht, durch eine Veränderung der elektronenoptischen Fokussierung die 'Raumladungseffekte' zu beeinflussen.

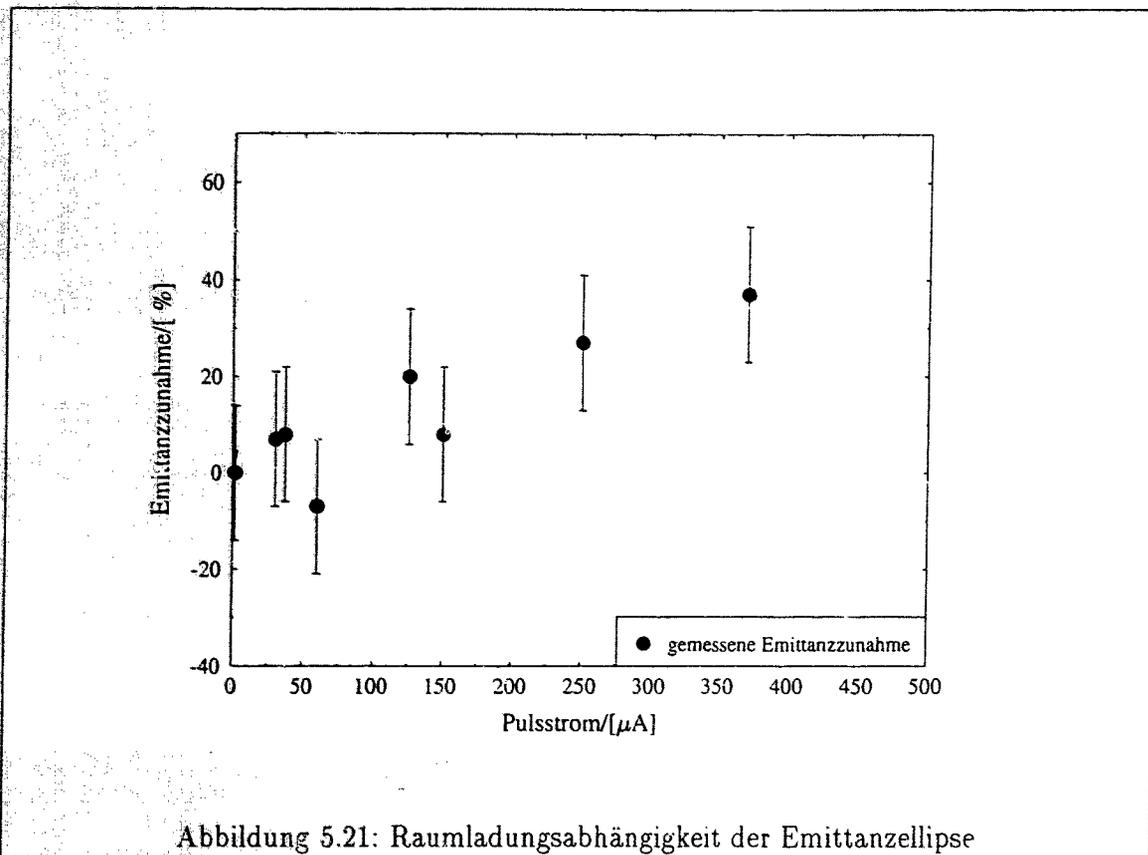
Bei dem maximal vermessenen Pulsstrom waren die absoluten Werte der Emittanz $0.85 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ (horizontal) und $0.57 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ (vertikal). Auch mit diesen Werten ist ein effektiver Strahltransport zum Target noch immer möglich. Es ist unwahrscheinlich, daß in den nächsten Jahren höhere Ströme als $400 \mu\text{A}$ in Experimenten benötigt werden.

Die Stellung der Ellipsen - also die Strahlfokussierung in der Quelle und dem Teil der Strahlführung bis zur Meßstelle - wird nicht allzusehr beeinflusst, wie Abbildung 5.22 zeigt.

5.5.7 Abhängigkeit der Emittanz vom Präparationszustand des Kristalls

Nach den in Abschnitt 5.4.3 diskutierten Wechselwirkungen zwischen NEA und mittlerer Austrittsenergie sollte man eine Abhängigkeit der Emittanz vom Präparationszustand des Kristalls vermuten. Ein solcher Effekt würde zu Störungen im Experimentierbetrieb Anlaß geben, wenn beispielsweise die Strahlführung optimiert ist und danach durch Nachsäuerung die NEA und damit die Emittanz verändert wird.

²⁹Bei der Berechnung der Pulsstromstärken wird von Rechteckpulsen von 10 ns Länge ausgegangen. Die wahre Pulshöhe müßte die Form des Pulses und speziell die durch den Cavity-Dumping-Mechanismus erzeugte Pulssubstruktur von 778 MHz berücksichtigen. In diesem Fall wären die Pulshöhen etwa doppelt so hoch.



Zur Untersuchung dieses Phänomens wurde die Quantenausbeute eines optimal präparierten Kristalls durch eine Überdosierung von NF_3 auf 40% des Ausgangswertes abgesenkt. Vor und nach dieser Maßnahme wurde eine Emittanzmessung - mit gleicher Stromstärke - vorgenommen.

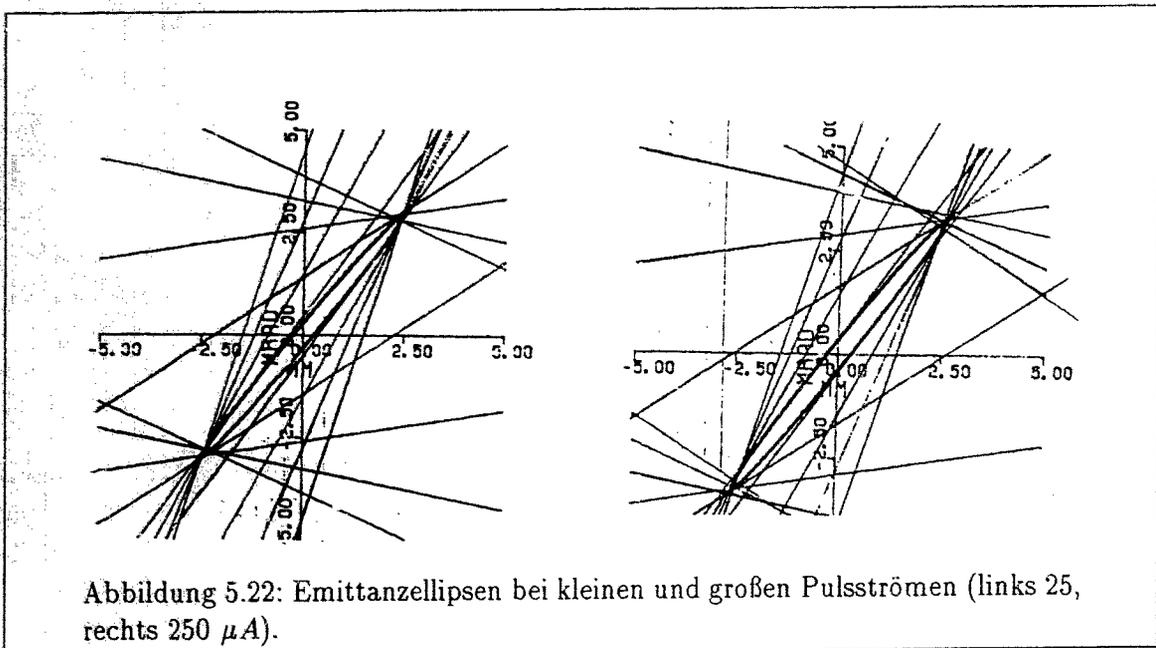
Gegenüber der ersten Messung bei maximaler Quantenausbeute nahm die horizontale Emittanz um 14% und die vertikale um 19% ab. Aufgrund dieser Messung kann man davon ausgehen, daß die mit dem Dauerbetrieb einhergehenden Änderungen des Präparationszustands keine gravierenden Änderungen der Emittanz bewirken.

5.5.8 Der Einschub in den Beschleuniger

Am Ende der in Abbildung 5.17 gezeigten Beamline wird der Elektronenstrahl auf die Achse des 3.5-MeV-Injektorlinearbeschleunigers umgelenkt. Dort sorgen zunächst zwei in einem Meter Abstand hintereinander montierte Blenden von 2.5 und 3mm Durchmesser für eine Begrenzung der transversalen Emittanz.

Diese Blenden sollen bei 100keV die Emittanz bewußt einengen, da Transmissionsverluste, wenn sie erst im Beschleuniger bei höheren Elektronenenergien auftreten, zu Strahlungsschäden und zu unsauberem Experimentierverhältnissen führen. Bietet man dem Beschleunigersystem einen d.c-Strahl an, der vollständig durch das Blendensystem hindurchpaßt, so stellt sich die maximale Transmission zum Target ein.

Im Zeitbereich wird nur ein Anteil von etwa 100 Grad der Hochfrequenzphase beschleunigt, so daß der Beschleuniger selbst durch den Verlust des übrigen Phasenanteils einen mit etwa 2.5 GHz zerhackten ('gechoppten') Strahl erzeugt. Der Phasenverlust limitiert in diesem



Betriebszustand die Transmission zum Target auf ca. 30%.

Der gepoppte Betrieb

Der Nachteil des eben beschriebenen Betriebszustandes liegt darin, daß der beschleunigungsfähige Teil der H.f.-Phase voll ausgenutzt wird: Es gibt einen Übergangsbereich zwischen dem zulässigen und dem nicht zulässigen Teil der Phase, in dem Elektronen eventuell erst bei hoher Energie an Teilen des Vakuumsystems abgestreift werden. Der durch diesen Zustand entstehende hohe Strahlungsuntergrund verhindert Strahlzeiten von längerer Dauer oder mit hohen Stromstärken.

Es muß also vor dem Einschub in den Beschleuniger dafür Sorge getragen werden, daß ein gepoppter Elektronenstrahl angeboten wird, bei dem die Elektronenpakete voll im erlaubten Phasenbereich des Beschleunigers liegen, ohne in die Übergangsbereiche der Phase gelangen zu können. Diese Aufgabe wird vom Strahlchopper geleistet. Das Gerät ist detailliert in der Arbeit von Braun [BRA88] beschrieben.

Aufgrund der Konstruktion des Choppers werden die Emittanzanforderungen an den polarisierten Strahl nochmals erhöht.

Aus diesem Grunde wird die polarisierte Quelle derzeit mit der oben genannten Emittanz $0.46 \pi \cdot mm \cdot mrad$ betrieben. Emittanzaufweitungen in der Strahlführung, deren Ursachen noch nicht geklärt sind, führen zu einem Wert der Emittanz am Einschubpunkt, der unter optimalen Bedingungen bei $0.7 - 0.8 \pi \cdot mm \cdot mrad$ liegt.

Transmission zum Target

Mit den erreichten Werten der Emittanz am Chopper ist ein Betriebszustand des Beschleunigers gegeben, bei dem etwa 80 Grad der gesamten H.f.-Phase mit Elektronen belegt sind, die totale Transmission von der Quelle bis zum Target liegt bei etwa 20%.

In diesem Zustand liegen die Strahlungspegel in der Maschine nur noch wenig über dem Betriebszustand mit optimal eingestellter konventioneller Elektronenquelle. Der Wert der

erreichten Transmission wird sich nicht mehr wesentlich steigern lassen, so daß die Primärstrommengenanforderungen für ein gegebenes Experiment festgelegt sind, d.h. die Quelle muß das Fünffache der für das Experiment eingeplanten Ladungsmenge und Stromstärke liefern.

5.5.9 Elektronenpulserzeugung zur Strahldiagnose

Selbstverständlich muß der Elektronenstrahl im Beschleuniger sorgfältig optimiert werden, bevor ein Experiment begonnen werden kann. Das gilt auch für die Mikrotrone RTM1 bis RTM3. Auf den Beschleunigungsstrecken der Mikrotrone sind herkömmliche Strahldiagnoseelemente wie Scanner oder Leuchtschirme nicht von Nutzen, da im Sollzustand alle rezirkulierten Strahlen gleichzeitig überlagert sind. Es muß also eine zerstörungsfreie Meßmethode angewendet werden, die den Strahl nicht beeinflusst.

Die Lösung dieses Problems besteht darin, das Induktionssignal zu benutzen, das ein Elektronenpuls in einer Hochfrequenzcavity, die auf der Beschleunigungsachse eines RTM liegt, erzeugt. Da der Elektronenpuls in der Maschine rezirkuliert wird, erzeugt er eine Folge von Pulsen, die *zeitlich* getrennt sind. Durch geeignete Wahl der Cavity und der Lage der Signalempfänger kann man sowohl auf die Pulshöhe, als auch auf die Sollage des Strahls (Ortsbeziehungsweise Phasenablagen) empfindlich werden [HER80].

Die maximal erlaubte Pulslänge wird durch die kürzeste Umlaufzeit in MAMI diktiert, diese liegt bei den ersten Umläufen im RTM 1 vor und beträgt etwa 10 Nanosekunden. Der Elektronenpuls sollte also kürzer als 10 Nanosekunden sein, damit es nicht zu einer Überlagerung der Signale kommt. Man erhält aus einem Elektronenpuls einen Pulszug mit so vielen Einzelpulsen, wie es Umläufe in MAMI gibt.

In der Optimierungsphase wird der Elektronenpuls mit 10 kHz repetiert, so daß eine Online-Darstellung auf einem Oszilloskop die Überwachung und Optimierung aller Umläufe in MAMI ermöglicht (siehe Abbildung 5.23).

Der Operateur der Maschine könnte im Prinzip alle Umläufe der Maschine anhand des Oszillographensignals optimieren, jedoch ist diese Aufgabe zu zeitaufwendig.

Daher werden die einzelnen Signale digitalisiert und stehen damit einem computergesteuerten Regelkreis [KRE87] als Istsignal zur Verfügung. Da die Reaktionszeit auf eine Regelung wegen der sich mit 10 kHz wiederholenden Pulszüge kurz ist, ist auch eine schnelle Einstellmöglichkeit des Sollzustandes gegeben. Typischerweise dauert das Optimieren der 90 Bahnen des RTM3 nur einige Sekunden.

Das in Kapitel 4 beschriebene Lasersystem ist in der Lage, den benötigten Lichtpuls mit der geforderten Repetitionsrate zu erzeugen. Da die Pulsspitzenleistung ein Mehrfaches der c.w.-Leistung ist, können Pulsströme von einigen Milliampere erzeugt werden. Auch die phasenstarre Anbindung an den Triggergenerator, der die Digitalisierungszeitpunkte für die Computeroptimierung setzt, ist durch die Möglichkeit der externen Modulation des Laser-H.f.-Leistungsverstärkers problemlos möglich.

Abbildung 5.23 zeigt den Pulszug, den ein durch einen Laserpuls hervorgerufener Elektronenstrahl in der Maschine erzeugt. Mit Hilfe dieses Signals gelingt die Optimierung des Elektronenstrahls auch mit der polarisierten Quelle. In der Abbildung sind die Signale der Ortsablagen optimiert. Die beiden unteren Signale im Bild stellen die Phasen- und Intensitätssignale dar.

Wegen des geringen Duty-Faktors von $\leq 10^{-4}$ ist die mittlere Stromstärke ≤ 100 nA, so daß eventuell im Verlaufe der Optimierungen auftretende Transmissionsverluste in der Maschine

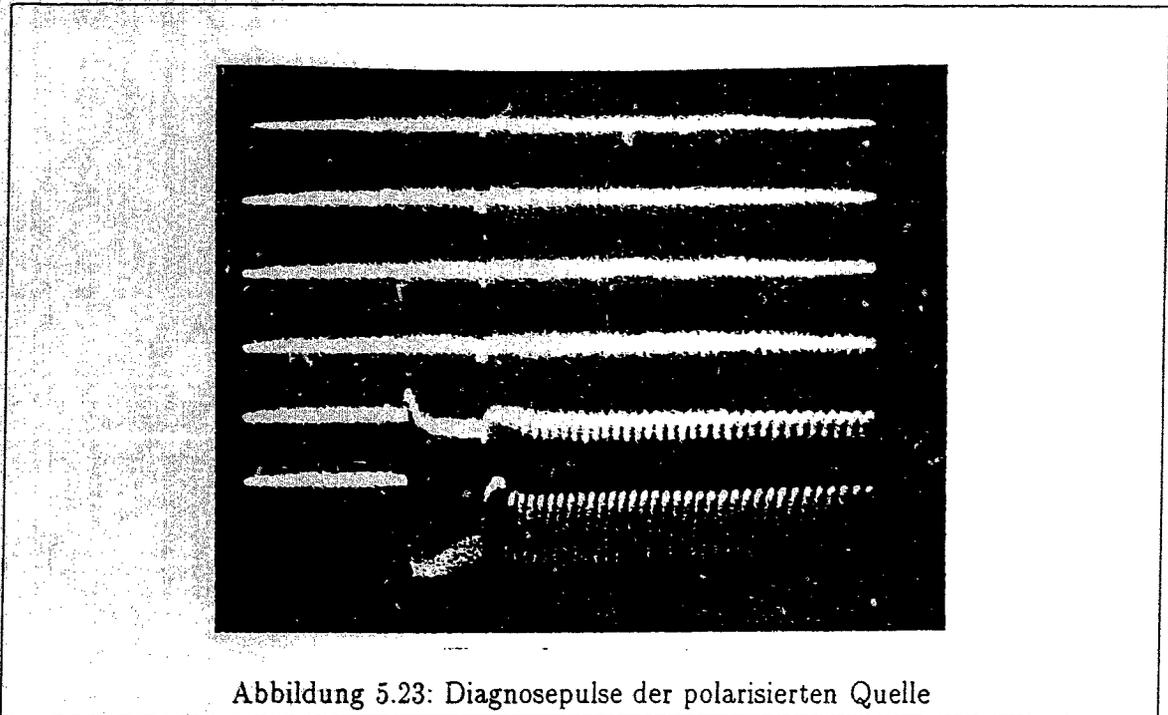


Abbildung 5.23: Diagnosepulse der polarisierten Quelle

ungefährlich sind ³⁰.

Substruktur des Elektronenpulses

Wie im Kapitel über den Laser dargestellt, ist dem Diagnosepuls eine Substruktur von 778 MHz überlagert. Im Hinblick auf spätere Experimente mit Pulslängen um 100 Piko-sekunden war es interessant nachzuweisen, ob sich diese Struktur - mit ihrer 'Pulslänge' von 1.2 Nanosekunden - auf den Strahl überträgt. Tatsächlich läßt sich mit Hilfe des von Hoffmann [HOF92] entwickelten Faraday-Cups und eines Analog-Sampling Oszilloskops ³¹ die Substruktur im Elektronenpuls nachweisen.

Das auf diese Weise gewonnene Signal unterscheidet sich kaum von dem mit der Photodiode vermessenen (siehe 4.6b). Das bedeutet, daß weder die Elektronenquelle noch der zum Nachweis verwendete Faraday-Cup zusätzliche Bandbreitenbegrenzungen beim Signalnachweis einbringen. Man kann daher erwarten, daß auch Signale im Sub-Nanosekundenbereich mit der Elektronenquelle erzeugt werden können.

³⁰Der Elektronenstrahl besitzt bei der Endenergie und einer Stromstärke von $1 \mu\text{A}$ bereits eine Energiedichte von mehr als $1 \text{ kW}/\text{mm}^2$. Es ist möglich, mit Stromstärken dieser Größenordnung die Vakuumwandungen der Maschine durchzuschmelzen.

³¹Tektronix 7904, S6-Sampling-Kopf, 7T11-Zeitbasis

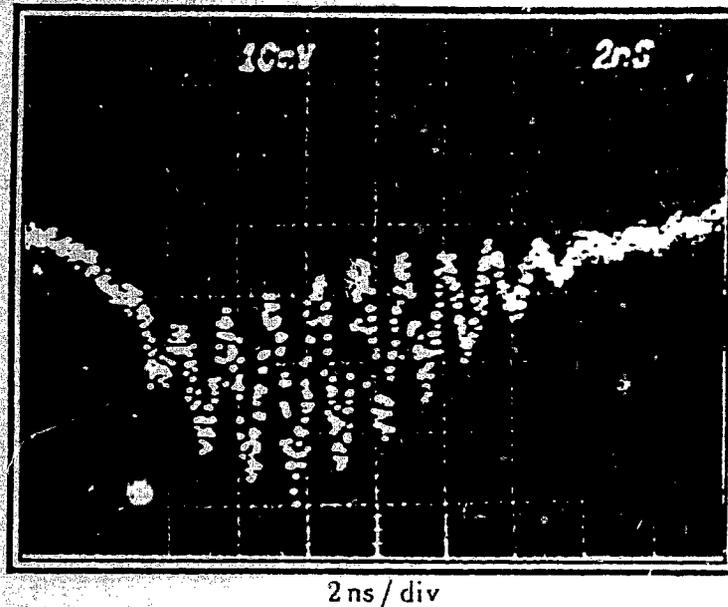


Abbildung 5.24: Substruktur eines 8ns langen Elektronenpulses

5.6 Die Betriebsstabilität der Elektronenquelle

Eine befriedigende Betriebsstabilität ist dann gegeben, wenn ein Experiment kontinuierlich über seine gesamte Dauer mit Strom versorgt werden kann.

Ein typisches Meßintervall liegt zwischen 100 und 200 Stunden. Durch die beim Experiment vorliegenden Betriebsbedingungen wird die Quantenausbeute des Kristalls verschlechtert. Es kommt also darauf an, alle ausbeutevermindernden Faktoren so klein zu halten, daß der Abfall der Ausbeute, dessen Zeitkonstante oft auch 'Lebensdauer' genannt wird, von der verfügbaren Laserleistungsreserve aufgefangen werden kann.

5.6.1 Diskussion der Betriebsstabilität ohne Elektronenstrom

Vakuumlebensdauer

Unter Vakuum- oder Dunkellebensdauer versteht man die Zeitkonstante des exponentiellen Absinkens der Quantenausbeute, wenn kein Strom von der Kathode geliefert wird.

Nach dem Ende der Kristallpräparation bleibt unter diesen Umständen die Quantenausbeute für etwa ein bis zwei Wochen stabil, danach setzt ein langsamer Abfall mit einer Zeitkonstante von etwa einem Monat ein. Die maximale Quantenausbeute läßt sich dann durch Gabe einer kleinen Cäsiumdosis ('Nachcäsierung') wieder erreichen. Ein präparierter Kristall kann daher mindestens einige Monate lang (> 2000 h) für Experimente mit optimaler Quantenausbeute bereitgehalten werden.

Im Experiment, bei dem grundsätzlich alle Ventile zum relativ schlechten Beschleunigervakuum hin offen sind, sollte der zusätzliche, negative Effekt durch diesen Umstand gering sein, da der Anstieg des Drucks in der Quellenkammer lediglich 30% beträgt (siehe Tabelle 5.3).

Vakuumlebensdauer unter Hochspannung

Auch in der neuen Elektrodenkonfiguration kann nach längerer Betriebszeit und vielen Kristallcäsierungen ein Feldemissionsstrom mit dem Anlegen der 100kV-Beschleunigungsspannung verbunden sein. Wie weiter oben beschrieben, führen solche Emissionen zu einem Abfall der Quantenausbeute, so daß die Vakuumlebensdauer unter Hochspannung dann geringer ist als ohne angelegte HV.

Im heutigen Betriebszustand, bei dem die Feldemissionen nie 100 Nanoampere überschreiten, liegt die Zeitkonstante der Abnahme bei mehr als 200 Stunden. Eine genauere Abschätzung des Werts ist nicht möglich, da mit dem längeren Anlegen der HV immer ein Experimentierbetrieb verbunden wird, dessen Auswirkungen durch den geförderten Elektronenstrom die Lebensdauer stärker verschlechtern als die Feldemissionen alleine. Solange der Feldemissionsstrom kleiner als 100 nA gehalten werden kann, gefährdet er Strahlzeiten der genannten Dauer nicht.

5.6.2 Lastabhängigkeit der maximalen kontinuierlichen Betriebszeit

Es ist bekannt, daß die Quantenausbeute umso schneller abnimmt, je höher der geförderte Quellenstrom ist. Nach den bisher vorliegenden Erfahrungen erlaubt der Kristall - bei gegebenen, definierten Betriebsbedingungen³² - die Produktion einer gewissen Ladungsmenge pro Abfallzeitkonstante, unabhängig von der Stromstärke.

Unter den genannten Voraussetzungen beobachtet man daher:

$$Q_0 = I_{soll} \cdot \tau = konst. \quad (5.10)$$

Dabei sollte man im Auge behalten, daß nur bis zu Stromstärken von 50 μ A Dauerexperimente stattgefunden haben.

Immerhin werden dabei schon Intensitäten von 30 Watt pro Quadratcentimeter im Laserfleck auf den Kristall gebracht. Ein zusätzlicher, beispielsweise thermischer Effekt könnte also bei höheren Belastungen eine weitere lebensdauerermindernde Rolle spielen, so daß bei größeren Strömen oder kleineren Quantenausbeuten als den hier vorliegenden der Gültigkeitsbereich von 5.10 verlassen werden könnte.

Unter den besten bisher erreichten Bedingungen lag die von einem Strahlfleck innerhalb einer Lebensdauer für das Experiment lieferbare Strommenge bei $Q_0 = 5-6$ Coulomb. Darin ist die unten beschriebene Möglichkeit der Nachcäsierung eingeschlossen.

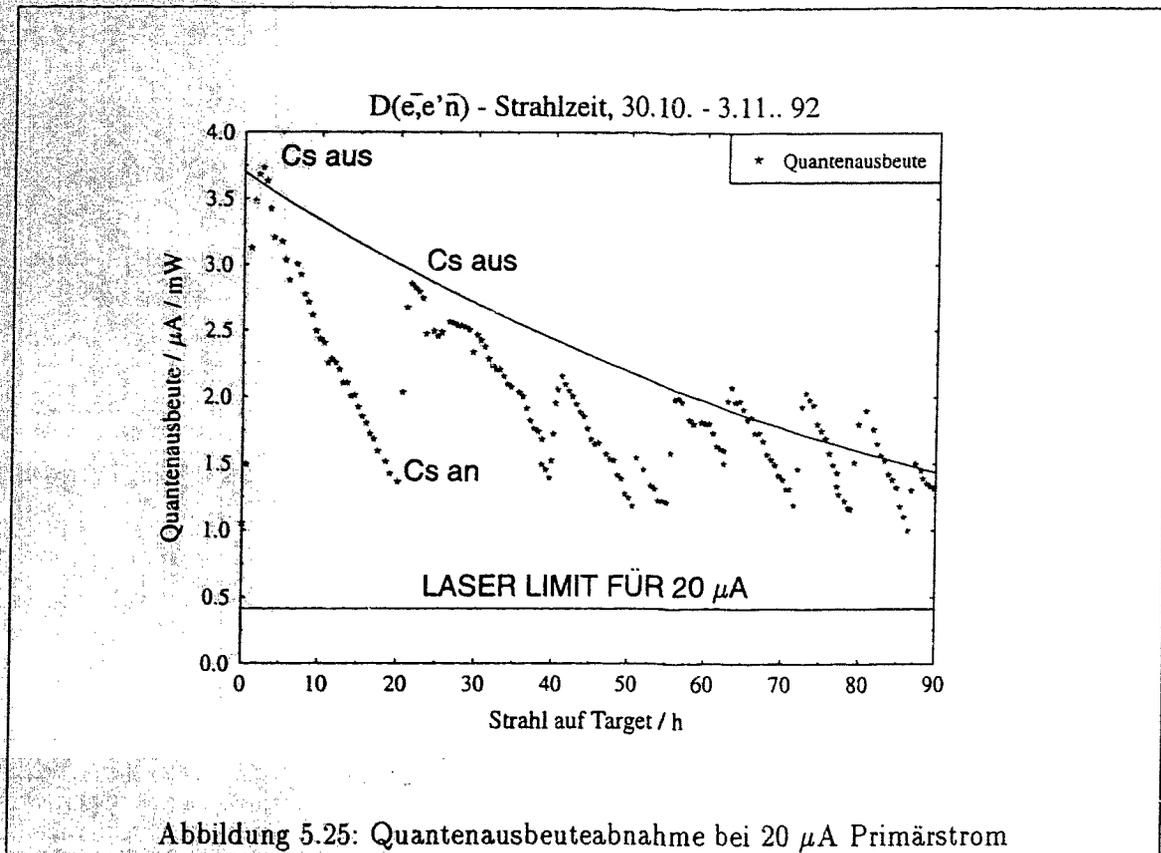
Bei diesen Randbedingungen kann man die maximale kontinuierliche Betriebszeit unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls ausrechnen:

$$T_{max} = \ln \left(\frac{QE(0) \cdot P_{laser}}{i_{soll}} \right) \cdot \frac{Q_0}{i_{soll}} \quad (5.11)$$

- T_{max} = maximale kontinuierliche Betriebszeit mit Sollstrom in [s]
- $QE(0)$ = Quantenausbeute zu Beginn in [μ A/mW] (typisch etwa 3.5)
- P_{laser} = am Kristallort verfügbare Laserleistung in [mW] (typisch³³80)
- i_{soll} = Sollprimärstrom in [μ A]
- Q_0 = Ladungsmenge in einer Abfallzeitkonstante $\approx 5 \cdot 10^6$ [μ A · s]

³²Das Betriebsvakuum und Transmissionsverluste sind entscheidende Einflußfaktoren.

³³Maximal sind 110 Milliwatt verfügbar, jedoch nimmt die Leistung des Lasers im Laufe des Experiments ab. Daher sind 80 mW ein realistischer Wert. Durch Einsatz des Farbstofflasers ohne akustooptischen



Die angegebenen Werte der Parameter in Gleichung 5.11 ergeben, daß Primärströme von 20 μA in kontinuierlicher Weise für mehr als 100 Stunden erzeugt werden können.

Abbildung 5.25 zeigt das Verhalten der Quantenausbeute in der ersten von zwei $D(\bar{e}, e'\bar{n})$ -Strahlzeiten, die im Herbst 1992 durchgeführt wurden (siehe Kapitel 7). Dieses Experiment wurde mit 20 μA Primärstrom durchgeführt, die Zeitkonstante der die Maxima einhüllenden Exponentialfunktion beträgt 95 Stunden, die Leistungsreserve hätte für insgesamt 150-200 Stunden ausgereicht.

5.6.3 Lebensdauerermindernde Effekte

Cäsiumabhängige Quantenausbeuteverminderung

Die auffälligen kurzfristigen Variationen der Quantenausbeute in Abbildung 5.25 rühren von einem besonderen Betriebszustand her: Die Quantenausbeute fällt zunächst mit einer typischen Zeitkonstante von etwa 15 Stunden. Während dieser Zeit wird die Laserleistung auf dem Kristall ständig erhöht, um einen konstanten Strom am Target anzuliefern. Die Linie in Abbildung 5.25 zeigt die geringste Quantenausbeute, bei der der geforderte Targetstrom mit der verfügbaren Laserleistung erzeugbar gewesen wäre.

An einem Minimum der Kurve wurde der Cäsiumdispenser in Betrieb gesetzt, was möglich ist, ohne den Betrieb der Quelle zu stören. Auf diese Weise konnte die Quantenausbeute immer wieder regeneriert werden, so daß sich die Einhüllende der Maxima als lebensdauerbestimmende Kurve präsentiert.

Modulator könnte die typische verfügbare d.c.-Leistung auf dem Kristall auf 200 mW gesteigert werden.

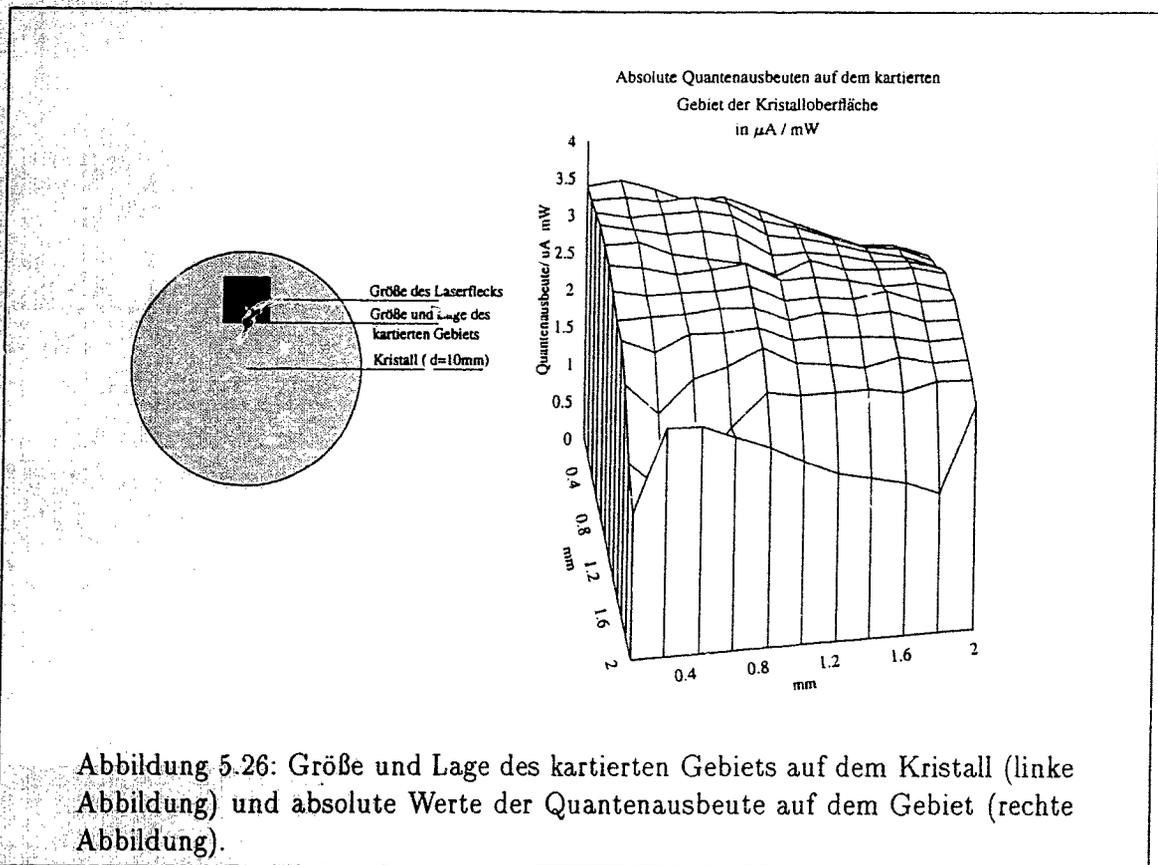


Abbildung 5.26: Größe und Lage des kartierten Gebiets auf dem Kristall (linke Abbildung) und absolute Werte der Quantenausbeute auf dem Gebiet (rechte Abbildung).

Durch die Möglichkeit der Online-Nachcäsierung vermindert dieser 'cäsiumabhängige' Quantenausbeuteverlust die maximale kontinuierliche Betriebszeit entweder überhaupt nicht oder doch nicht so stark wie der im folgenden Abschnitt diskutierte lokale Effekt.

Lokale Quantenausbeuteveränderung

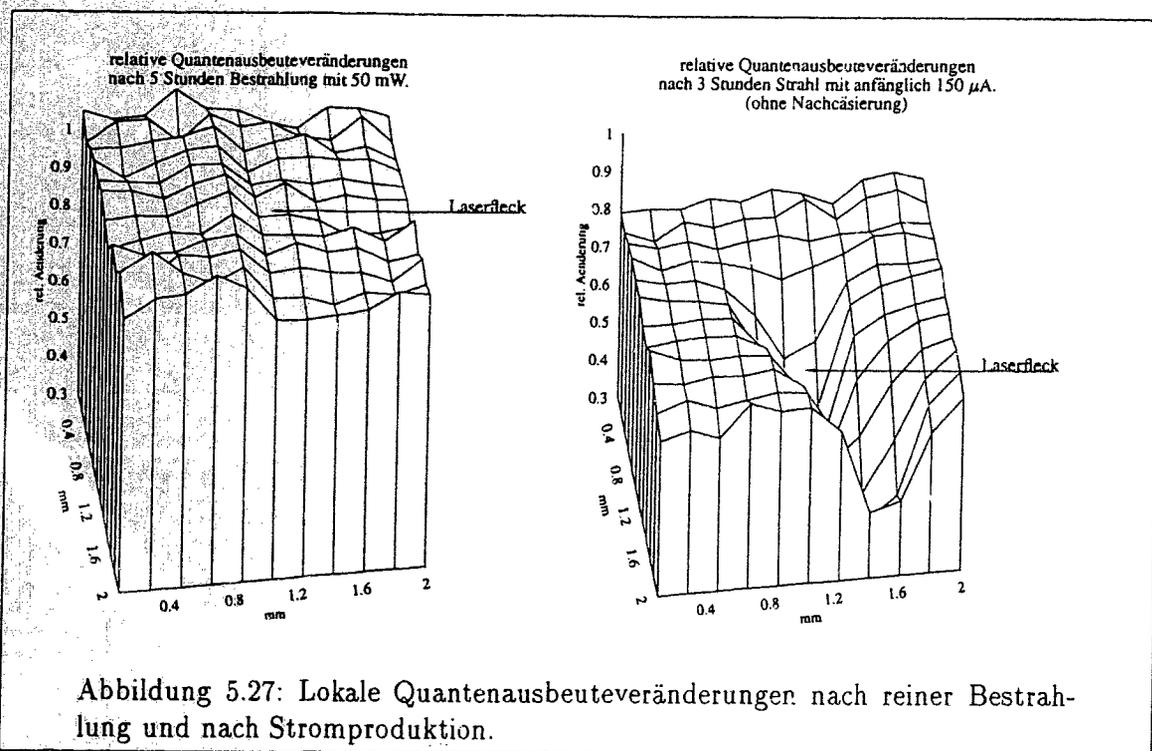
Die an der alten LINAC-Quelle vorgenommenen Untersuchungen [SPR89] legen nahe, daß die Quantenausbeuteabnahme nur lokal an der bestrahlten Stelle erfolgt.

Auf einem quadratischen Gitter von $2 \cdot 2 \text{ mm}^2$ wurde vor und nach einigen Experimenten punktweise die Quantenausbeute vermessen. Der Abstand der Meßpunkte voneinander betrug 0.2 mm . Die absolute Quantenausbeute auf dieser Fläche variierte zwischen 1.5 und $3.6 \mu\text{A}/\text{mW}$. Im linken Teil der Abbildung 5.26 sind die Größenverhältnisse des Kristalls, des kartierten Gebiets und des Laserflecks abgebildet, im rechten Teil der Abbildung sind die absoluten Werte der Quantenausbeute vor den Experimenten auf dem kartierten Gebiet dargestellt.

Abbildung 5.27 zeigt für jeden Gitterpunkt den Quotienten aus der Quantenausbeute nach und vor dem Experiment, ein Wert von 1 bedeutet also keine Änderung.

Im linken Bild wurde zunächst der Kristall in geerdetem Zustand, d.h. ohne daß ein Elektronenstrom produziert werden konnte, mit einer Laserintensität von $75 \text{ W}/\text{cm}^2$ bestrahlt. Innerhalb eines Zeitraums von 5 Stunden ergab sich keine signifikante Absenkung der Quantenausbeute relativ zur Umgebung. Die sichtbaren Abweichungen sind Folgen der nicht exakten Laserleistungsmessung.

Andere Verhältnisse stellen sich ein, wenn man vor und nach einer Strahlperiode die lokalen



Quantenausbeuteveränderungen betrachtet. Die rechte Abbildung in 5.27 zeigt die Veränderungen, die sich nach 3 Stunden Laufzeit mit dem von einer Intensität von 50 mW erzeugten 100keV-Strahl ergaben. Dabei wurde der Strahl etwa 15 Meter von der Quelle entfernt in einem wassergekühlten Faraday-Cup vernichtet.

Man sieht, daß an der bestrahlten Stelle die Abnahme bedeutend ist und eine rinnenartige Struktur mit ebenfalls verschlechterter Ausbeute von diesem Fleck ausgeht. Die Orientierung der 'Rinne' auf der Kristalloberfläche ist dergestalt, daß sie bei allen durchgeführten Experimenten grob in die Richtung der Kristallmitte zielt, jedoch läuft die extrapolierte Achse der Rinne jeweils etwa 1-2 mm an der Kristallmitte vorbei.

Bei allen diesen Untersuchungen verhinderte das Fehlen einer automatisierten Meßdatenerfassung die Aufnahme von Quantenausbeutewerten vom gesamten Kristall, so daß keine Daten aus der eigentlichen Kristallmitte zur Verfügung stehen. Eine geeignete automatisierte Meßwerterfassung befindet sich zur Zeit (Sommer 1993) im Aufbau.

Die Abnahme auf dem Rest der untersuchten Fläche (etwa 20%) ist vermutlich auf den Cäsium-korrelierten Effekt zurückzuführen, da bei dieser Messung auf Nachcäsierungen verzichtet wurde. Spätere Messungen zeigten bei kontinuierlicher Nachcäsierung den globalen Rückgang nicht oder nur nach der Produktion von wesentlich höheren Ladungsmengen (siehe Abb. 5.28, links)

Damit ist dieser 'lokale Effekt' als Hauptursache für die Begrenzung der Lebensdauer im kontinuierlichen Betrieb identifiziert.

Die begrenzende Ladungsmenge Q_0 aus Gleichung 5.11 gilt also nur für den Betrieb von einem einzigen Strahlfleck aus, von der Gesamtfläche des Kristalls können erheblich größere Ladungsmengen gewonnen werden.

5.6.4 Betrieb mit Strahlfleckverschiebung

Die im Frühjahr 1993 durchgeführten Strahlzeiten (siehe Kapitel 7) erforderten Ströme bis $50 \mu\text{A}$ bei Laufzeiten von insgesamt fast 200 Stunden. In kontinuierlicher Betriebsweise waren diese Anforderungen nicht mehr zu erfüllen.

Wie nach den eben beschriebenen Resultaten zu erwarten war, konnte man jedoch den Laserfleck von der ursprünglichen Position entfernen und an einer neuen Position mit praktisch unveränderter Quantenausbeute weiter Strahlstrom produzieren. Die Messungen zur Abhängigkeit der Emittanz und der Polarisierung vom Startort hatten ergeben, daß diese Parameter sich bei einem solchen Vorgehen kaum ändern.

Die aus der Versetzung des Strahlflecks resultierende Strahlzeitunterbrechung beträgt 1 bis 2 Stunden. Ein Teil dieser Zeit wird zu sowieso anliegenden Optimierungen (z.B. des Einschusses in den Beschleuniger) genutzt, so daß ein Teil der Verzögerung nicht unbedingt ursächlich mit dem Versetzen des Strahlflecks zusammenhängt.

Die oben erwähnte Stromstärke von $50 \mu\text{A}$ wurde während eines Experiments zur Vermessung der Asymmetrie in der Streuung am polarisierten Helium-3 gefordert. Dieses Experiment wurde im Frühjahr 1993 durchgeführt. Im Experiment mußte der Strahlfleck etwa alle 24 Stunden gewechselt werden, so daß die Verfügbarkeit der Quelle auf etwa 90-95% sank. Das Experiment wurde unter diesen Bedingungen erfolgreich abgeschlossen, insgesamt wurde eine Ladungsmenge von 22 Coulomb erzeugt.

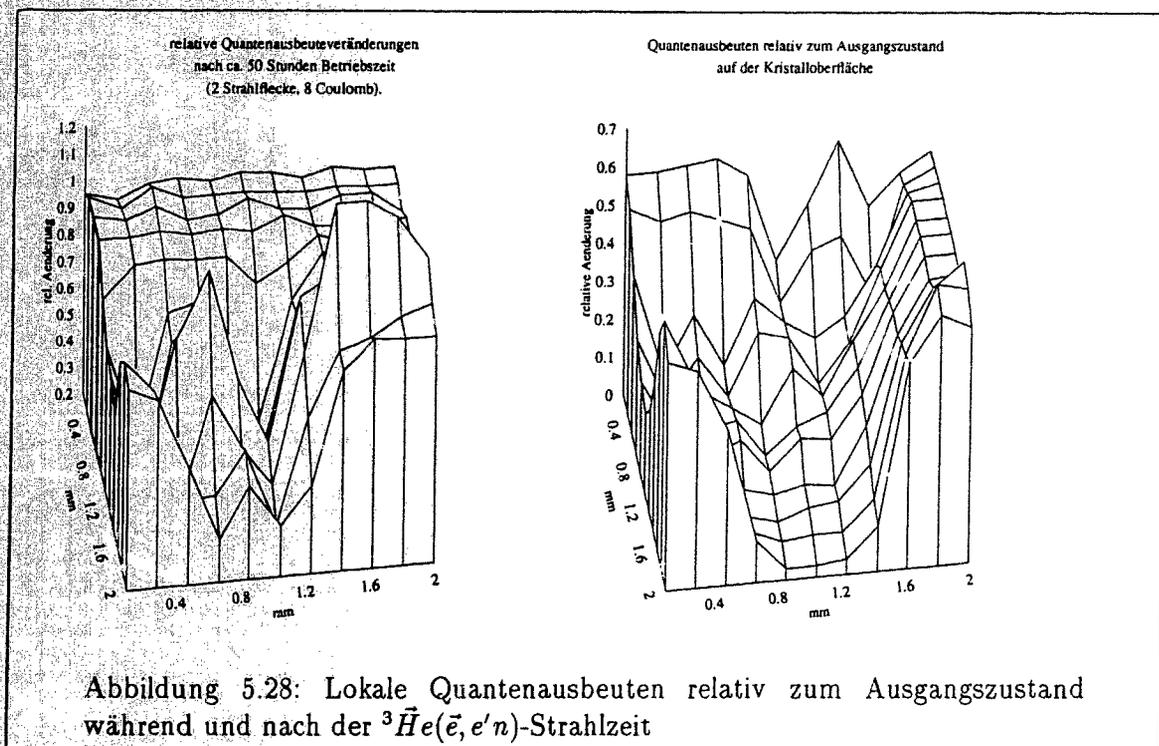
Abbildung 5.28 zeigt auf der linken Seite den Zustand des Kristalls nach etwa einem Drittel des Experiments: Zwei Stellen auf dem Kristall waren belastet worden, in großen Regionen beträgt die Quantenausbeute noch fast 100% des Startwertes vor dem Experiment. Am Ende des Experiments (rechtes Bild) waren 7 verschiedene Stellen benutzt worden, die 'Rinnen', die von den verschiedenen Strahlflecken ausgehen, haben sich teilweise überlagert, so daß gebietsweise nur noch 5% der ursprünglich vorliegenden Quantenausbeute vorhanden sind. Andere Gebiete besitzen noch mehr als 60% der ursprünglichen Quantenausbeute. Die Gebiete extremer Schädigung reichen auf jeden Fall bis in den Bereich der Kristallmitte, der im Maßstab der Abbildung 5.28 etwa 1 mm vor dem linken Rand des kartierten Gebietes liegt.

Offensichtlich erlaubt das Versetzen des Strahlflecks eine erhebliche Steigerung der Betriebszeit aus Gleichung 5.11, die in der Abbildung dokumentierte Schädigung ist jedoch noch zu groß, um Experimente, die beispielsweise Hunderte von Coulomb benötigen, auf diese 'quasikontinuierliche' Weise durchzuführen.

5.6.5 Regenerationsheizen

Auch nach der recht weitgehenden Schädigung bei einer langen Strahlzeit braucht der Kristall nicht ausgewechselt zu werden. Abbildung 5.29 zeigt die Erholung des Kristalls nach einer zweitägigen Ausheizperiode des Kristalls, bei der der Kristall auf eine Temperatur zwischen 550 und 600 Grad aufgeheizt wurde. Die alten Strahlflecken sind nur noch als kleine Dellen zu erkennen, während sich die große Depression aus der Abbildung im vorigen Abschnitt noch nicht erholt hat. Eine weitere Heizperiode, die mit nochmals leicht erhöhter Temperatur durchgeführt wurde, brachte auch in der Kristallmitte die alte Quantenausbeute annähernd wieder zurück (nicht abgebildet).

In Abbildung 5.29 liegen weite Teile der Oberfläche wieder bei 90% des ursprünglich vorliegenden Wertes.



Die positiven Auswirkungen des bei höherer Temperatur ausgeführten Regenerationsheizens wurden - sogar am gleichen Kristall - von Hartmann [HAR87] beobachtet. Dieses 'Tempern' des Kristalls ist in der Halbleiterproduktion wohlbekannt und dient der Ausheilung ('Annealing') des Kristallgitters nach der Implantation von Dotierungsatomen[GIB80].

5.3.6 Hypothese zur lokalen Quantenausbeuteverminderung

Die eigentümlichen Rinnenstrukturen, die vom Startort der Elektronen ausgehen, aber eben nicht auf den Emissionsort beschränkt sind, lassen folgenden Erklärungsversuch plausibel erscheinen:

Hochenergetische Ionen sind ohne weiteres in der Lage, den Kristall durch die implantierten Störstellen so zu schädigen, daß beispielsweise die freie Weglänge der Elektronen im Leitungsband vermindert wird. Experimentelle Vermessungen dieser Zerstörungen [SEL70] befassen sich mit mehr oder weniger makroskopischen Veränderungen, wie z.B. der Veränderung des Reflexionskoeffizienten von GaAs.

Die zur Erzielung solcher Effekte notwendigen Ionendosen sind klein, bis hinab zu $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ für 75 keV Ar^+ -Ionen.

Es könnte sein, daß zur Störung des komplexen Photoemissionsprozesses noch kleinere Dosen ausreichend sind.

Die Produktionsrate von Protonen aus dem Restgas liegt bei einem geschätzten Ionisationswirkungsquerschnitt³⁴ von $1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ und einer Gasdichte von $3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (entsprechend etwa einem Druck von $1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$) und einem Strom von $50 \mu\text{A}$ bei 100 Ionen pro Zentimeter Flugstrecke und Sekunde.

³⁴Der Ionisierungsquerschnitt ist energieabhängig und erreicht ein Maximum von etwa 10^{-17} cm^2 bei einigen 100eV.

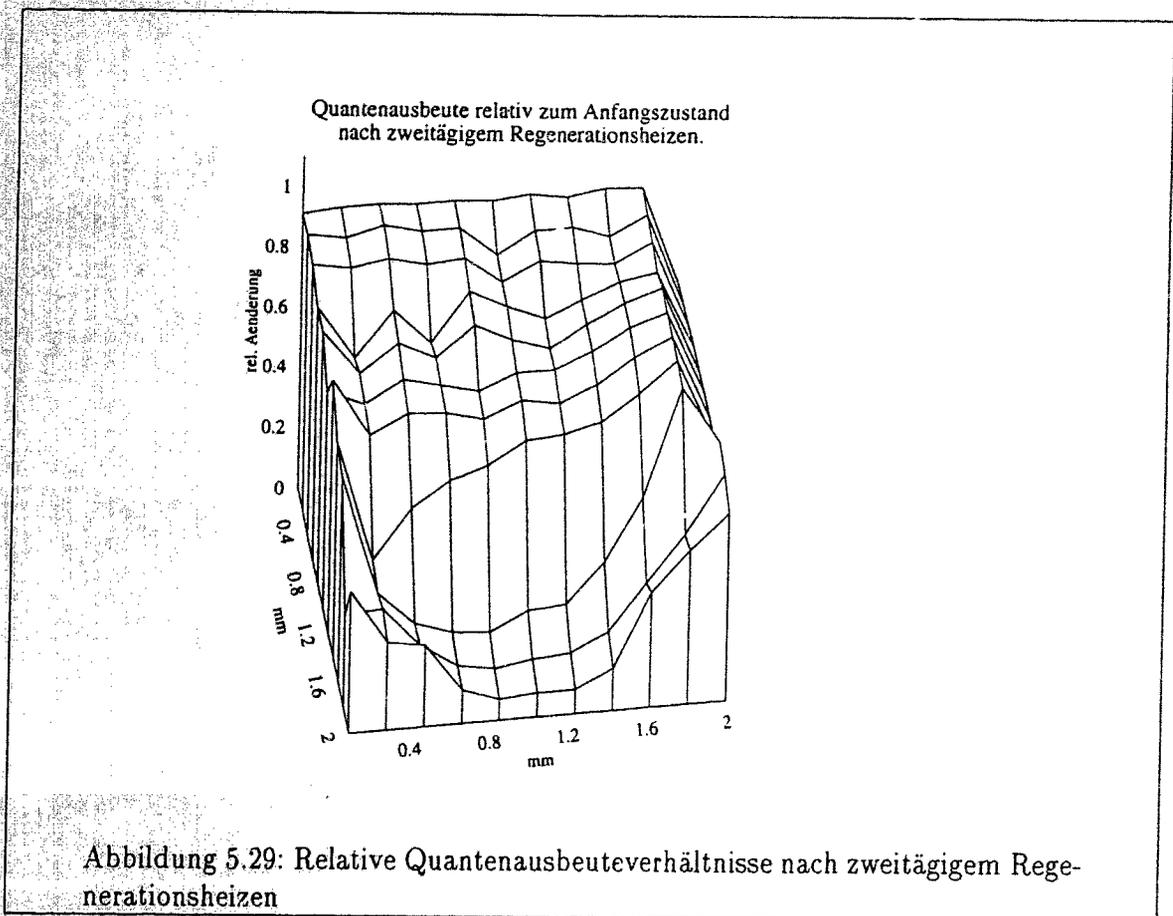


Abbildung 5.30 zeigt die Bahnen von Protonen, die auf der Trajektorie des exzentrisch gestarteten Strahls aus Abbildung 5.16 loslaufen: Da fast keine Energie auf die Ionen übertragen wurde, fallen sie praktisch senkrecht auf den Kristall zurück und zeichnen dort die Projektion der Elektronenstrahltrajektorie in die Kristalloberfläche. Der 0.3 mm breite, ca 3 mm lange Projektionsstreifen wird pro Betriebstag mit etwa $0.9 \cdot 10^8$ Ionen beschossen. Die mittlere Flächendosis liegt bei $2.8 \cdot 10^{10}$ pro cm^{-2} und Betriebstag.

Hier gelten wieder die gleichen Einschränkungen für die Gültigkeit der Computersimulation wie bei der Diskussion der Simulation des exzentrisch gestarteten Elektronenstrahls.

Theoretisch können sogar Ionen aus dem Strahlrohr zurück in den Beschleunigungsraum dringen. Bei Stromstärken von mehr als $200 \mu A$ besteht eine Bindungsenergie der positiven Ionen an die Raumladung des Strahls, die die thermische Energie übertrifft, d.h. thermische Ionen werden vom Strahl eingefangen [ARD56]. Das Strahlführungssystem bis zur ersten Umlenkung produziert wegen der größeren Länge³⁵ eine große Rate von Ionen, die, falls ein solcher Effekt eine Rolle spielt, mit 100 keV Energie auf das Zentrum der Kathode aufschlagen. Das gleiche gilt auch für Ionen, die sich aufgrund eines Transmissionsverlustes - z.B. durch elektronenstimulierte Desorption - irgendwo im Strahlführungssystem bilden, wobei der Mechanismus der Ionenerzeugung wegen der hohen Ausbeute von Sekundärionen auch bei kleinen Verlusten schon eine hohe Rate von Ionen beisteuert.

³⁵Die Länge der Strahlführung bis zur ersten Umlenkung beträgt etwa 1 Meter. Da diese Rohrstrecke nur an ihren Enden bepumpt wird, ist es auch möglich, daß dort ein höherer Druck als in der Beschleunigungsstrecke vorliegt.

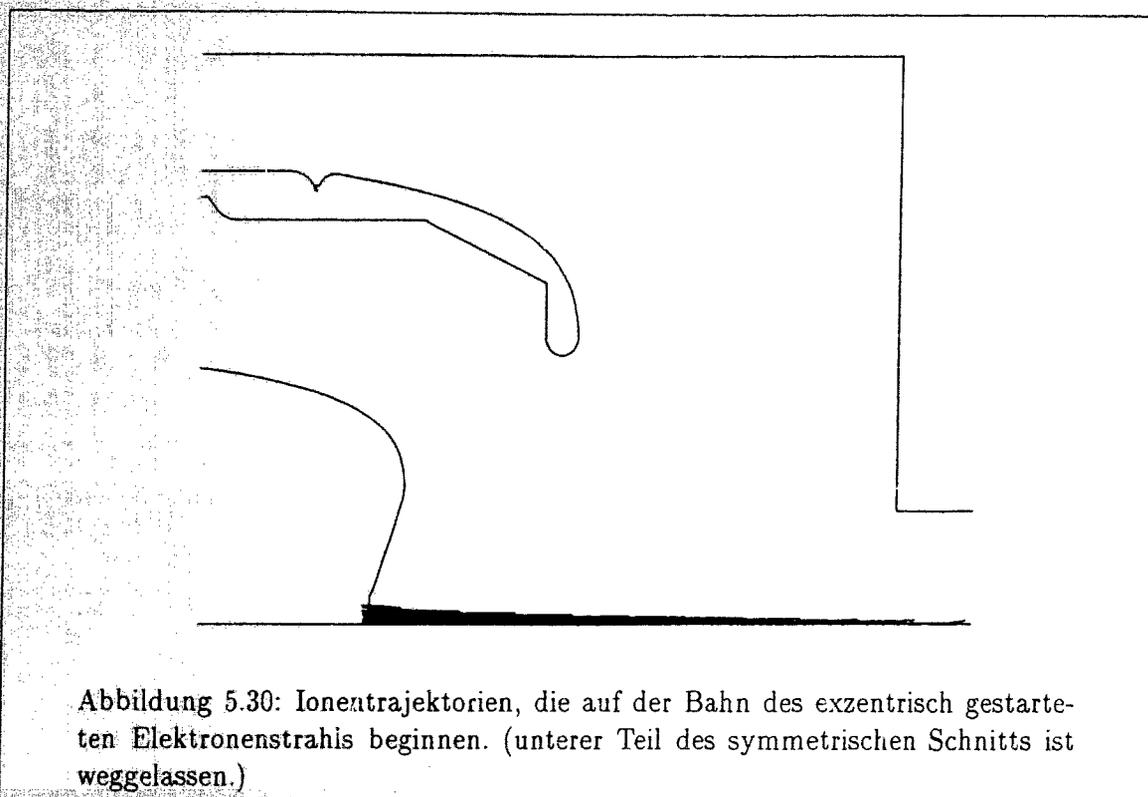


Abbildung 5.30: Ionentrajektorien, die auf der Bahn des exzentrisch gestarteten Elektronenstrahls beginnen. (unterer Teil des symmetrischen Schnitts ist weggelassen.)

Nach dieser Hypothese sind die im Beschleunigungsraum gebildeten Ionen für die vom Strahlfleck ausgehenden 'Rinnen' verantwortlich, während die noch gravierendere Schädigung des Kristalls in der Umgebung seines Zentrums von Ionen verursacht wird, die entweder vom Ende der Beschleunigungsstrecke stammen oder sogar aus der Strahltransportstrecke zurückströmen.

Einsatz einer Longitudinalbarriere ('Repeller')

Sollte die Rückströmung aus der Strahlführung tatsächlich eine Rolle spielen, so kann sie durch eine Potentialbarriere wirksam reduziert werden [GIN54]. Abbildung 5.31 zeigt die Anordnung: An das isolierte Rohrstück kann eine positive Spannung gelegt werden, die die mit niedriger Energie produzierten Ionen nicht überwinden können. Ionen, die innerhalb dieses 'Repellers' produziert werden, gelangen natürlich zur Kathode, jedoch ist die Länge des Repellers (7 cm) klein gegenüber der Länge des Strahlführungssystems bis zur ersten Umlenkung (>100 cm). Der Felddurchgriff des Beschleunigungsfeldes in den Repeller spielt keine Rolle.

Eine der Abbildung 5.31 entsprechende Anordnung befindet sich an der zweiten gebauten Elektronenquelle, die Ende 1993 ihren Betrieb aufnehmen soll.

5.7 Konzept zur Produktion höchster Stromstärken

Obwohl viele der an MAMI geplanten Experimente mit der erreichten Betriebsstabilität durchführbar geworden sind, überschreiten die Anforderungen, die sich bei der vorgeschlagenen Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Streuung am Wasserstoff [FIN92]

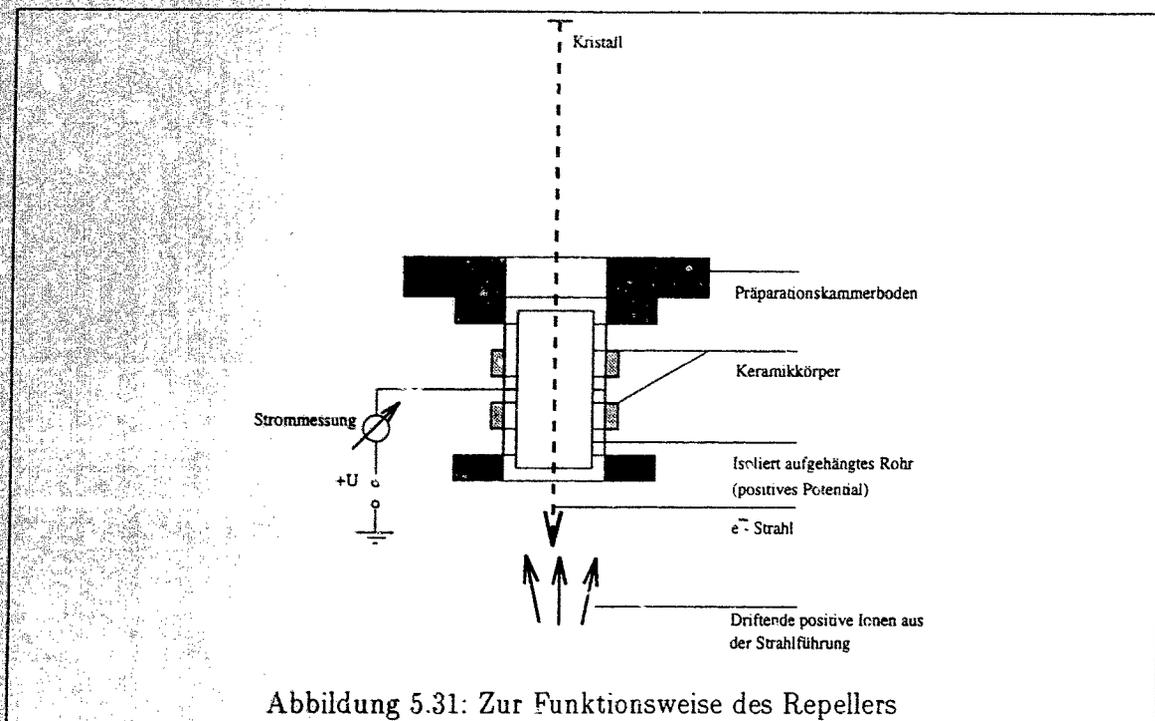


Abbildung 5.31: Zur Funktionsweise des Repellers

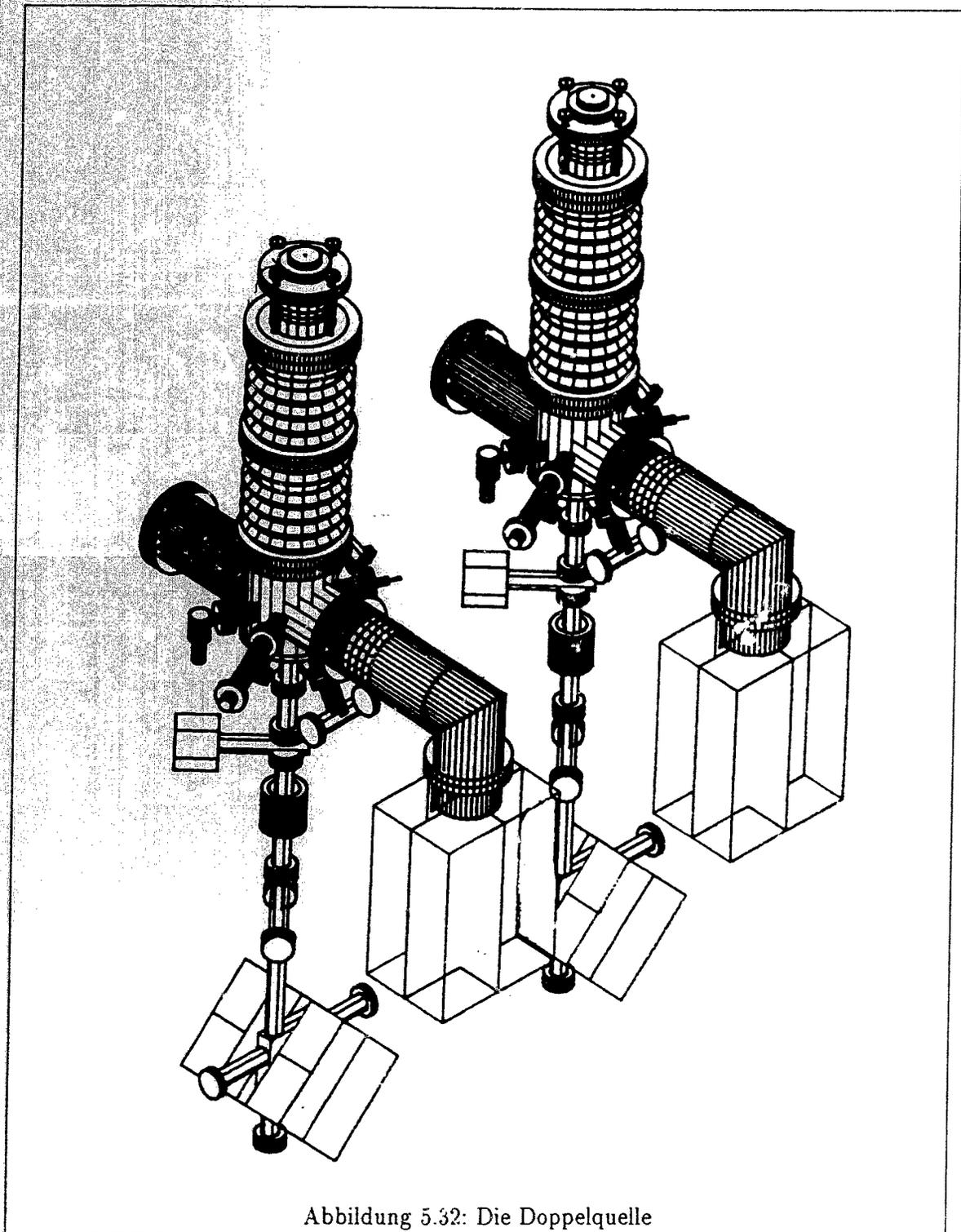
ergeben, das Leistungsvermögen der derzeitigen Installation. Die Anforderungen laufen darauf hinaus, einen Strom von ca. $200 \mu\text{A}$ für etwa 500 Stunden zu produzieren, was etwa einer Ladungsmenge von 360 Coulomb entspricht.

5.7.1 Die Doppelquelle

Die in Abbildung 5.32 gezeigte Doppelquelle ist im Prinzip in der Lage, Strommengenanforderungen von Hunderten von Coulomb in einem quasikontinuierlichen Betrieb zu erfüllen: Eine einzelne Quelle kann mit Hilfe des Versetzens des Laserflecks auf der Kathode im quasikontinuierlichen Betrieb etwa 30-40 Coulomb produzieren, wenn man die in Abschnitt 5.6.4 dargestellten Erfahrungen zugrunde legt. Durch das in Abschnitt 5.6.5 beschriebene Regenerationsheizen läßt sich die Quantenausbeute des Kristalls beinahe völlig wiederherstellen. Jedoch beträgt die derzeit notwendige Betriebsunterbrechung zwischen 1 und 2 Tagen. Das Konzept der Doppelquelle erlaubt, daß in dieser Zeit die zweite Quelle die Produktion des polarisierten Strahls übernimmt. Das Umschalten von einer Quelle auf die andere sollte eine Verzögerung verursachen, die nicht mehr als 3 Stunden beträgt: Das ist ungefähr der Zeitraum, den man zum Einfahren der gesamten Strahlführung braucht. Das Umschalten erfordert lediglich das Umlenken des Laserstrahls, das Wechseln der Hochspannungsversorgung auf die jeweils neue Quelle und das Ab- bzw. Anschalten des Umlenkmagneten unter den Quellen in Abbildung 5.32.

So können die beiden Quellen sich gegenseitig abwechseln, im Prinzip ist die lieferbare Ladungsmenge nur durch die (noch unbekannt) Anzahl möglicher Regenerationszyklen begrenzt. Der im Moment in die Quelle eingebaute Kristall ist beispielsweise mindestens Zehnmal regeneriert worden, ohne daß seine anfänglich vorhandene Quantenausbeute merklich abgenommen hätte³⁶.

³⁶Dieser Kristall wurde bereits zur Produktion des Strahls für das Paritätsexperiment am LINAC



Wesentlich mehr als 5-6 Regenerationen sind jedoch wahrscheinlich nicht praktikabel, da das nach dem Regenerationsheizen notwendige Präparieren des Kristalls nach dieser Zahl von Regenerationszyklen zum Einsetzen der Feldemission führt. Dieses Phänomen erzwingt, wie in Abschnitt 5.3.9 beschrieben, ein Öffnen des Vakuumsystems und damit eine mehrwöchige Betriebsunterbrechung.

Insgesamt sollte die Doppelquelle daher etwa 10-12 Produktionszeiträume mit je 30-40 Coulomb ermöglichen.

Dabei darf aber nicht übersehen werden, daß aufgrund des lokalen Effektes und der bei 200 μ A Sollstrom nur noch sehr kleinen Laserleistungsreserve ein häufiger Wechsel der Laserfleckposition erfolgen muß. Mit der bisher praktizierten Methode ist das nicht sinnvoll, da bei einem Fleckwechsel eine etwa zweistündige Strahlpause eintritt. Die einfachste Lösung wäre hier, den Kristall um seine Mittelachse zu drehen, damit der Laserfleck aufgrund eines exzentrischen Startortes an immer neue Emissionsorte auf dem Kristall gelangt. Die andere Lösung, die keinen Eingriff in das Quellenvakuumsystem verlangt, ist, die Ablage, welche von einer Verschiebung erzeugt wird, vor dem Experiment zu vermessen und mit einem Wedlerpaar von bekannter Stärke den Strahl automatisch auf die Sollbahn zurückzulenken. Ein weiterer, wesentlicher Vorteil des Doppelquellensystems besteht darin, daß die Flexibilität, was die Tests von neuen Quellenkomponenten angeht, gesteigert wird. Beispielsweise ist der Test von 'gestreßten' GaAs-Kristallen bisher nicht durchgeführt worden, weil kaum Aussicht bestand, die A3-Experimente, die erhebliche Intensitäten benötigen, mit Strom zu versorgen. Auch die dringend benötigte Kristalltransferapparatur ('Scileuse'), deren Einbau und Test die Quelle für eine längere Frist stilllegt, kann erst dann eingesetzt werden, wenn das Doppelquellensystem einsatzbereit ist und damit eine der beiden Quellen für solche Operationen zur Verfügung steht.

5.8 Zusammenfassung der Betriebsparameter

Tabelle 5.6 enthält die wichtigsten Betriebsparameter, die mit dem letzten eingebauten Kristall (laufende Nr. 7) simultan erzielt wurden. Alle Angaben beziehen sich auf eine Anregungswellenlänge von 642 nm. Das Kristallmaterial ist $GaAs_{0.62}P_{0.38}$ und wurde von der Firma Monsanto, Palo Alto, USA geliefert. Alle übrigen in die Quelle eingebauten Kristalle stammten von Siemens und waren nicht wesentlich schlechter, in einigen Parametern sogar besser.

Ein Vergleich der Parameter der Quelle mit anderen operierenden Quellen ist schwierig, weil diese Quelle die erste im d.c.-Modus an einem Beschleuniger operierende ist. Ganz allgemein kann aber gesagt werden, daß das Produkt aus mittlerem Strom und der kontinuierlich möglichen Betriebszeit in der gleichen Größenordnung wie das anderer Quellen liegt. Die mittlere Brillanz des Strahls I/E ist im Vergleich zur Quelle am Mainzer LINAC um fast das Hundertfache gesteigert worden. Dies ergab sich jedoch nicht durch neuartige Techniken, sondern durch konsequente Ausnutzung der Vorteile der Photoemission, die die Verkleinerung der Emittanz durch die Verkleinerung der emittierenden Fläche erlaubt.

Parameter	erreichter Wert	Bemerkung
Quantenausbeute	0.8 %	
Vakuumlebensdauer	500 - 1000 h	durch Nachcäsierung regenerierbar
kont. Betriebszeit	150-200h bei 20 μ A	100% Verfügbarkeit
quasikont. Betriebszeit	150h bei 50 μ A	90-95% Verfügbarkeit
Ermittanz	$0.46 \pm 0.1\pi \cdot mm \cdot mrad$	bei 100 keV
d.c.-Stromdichte	70mA/cm ²	bei 50 μ A, 0.29mm Strahldurchm.
Polarisation	$34.6 \pm 2\%$	siehe nächstes Kapitel

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der wichtigsten Betriebsparameter der polarisierten Elektronenquelle

Kapitel 6

Untersuchungen der Strahlpolarisation

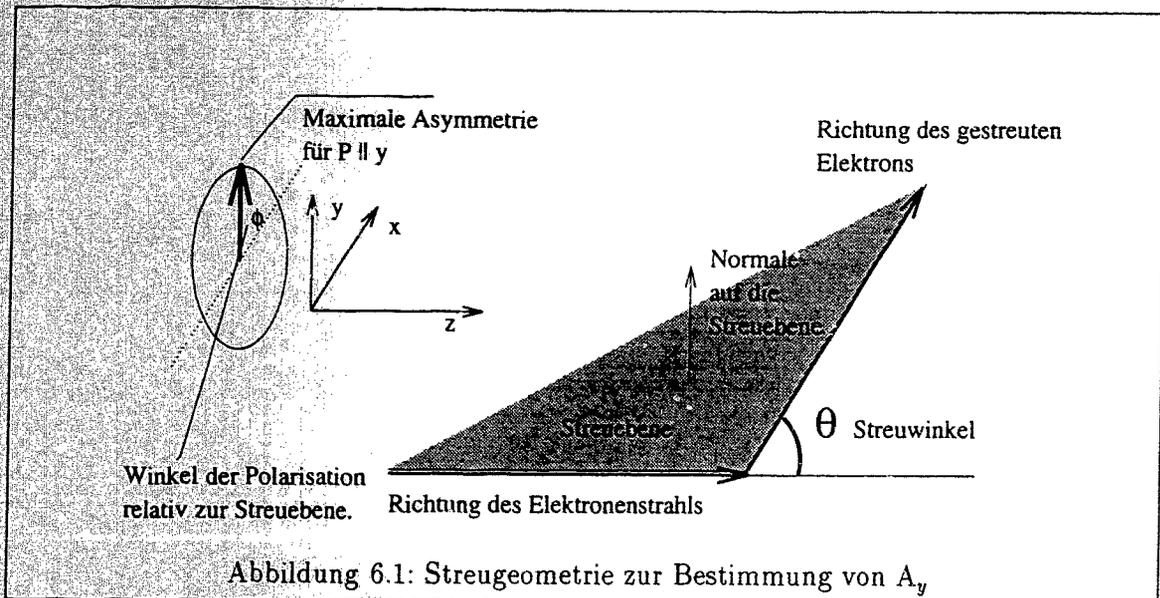
Eine Bestimmung des absoluten Polarisationsgrades des niederenergetischen 100 keV-Elektronenstrahls ist hauptsächlich aus zwei Gründen notwendig. Einerseits bietet diese Messung eine - im Vergleich zu einer Polarisationsmessung bei 855 MeV - bequeme Möglichkeit herauszufinden, ob die verwendeten Kristalle eine genügend hohe Polarisation für ein Experiment besitzen. Andererseits kann mit voneinander unabhängigen Polarisationsmessungen vor und hinter dem Beschleuniger der Frage nachgegangen werden, ob der Polarisationsgrad während der Beschleunigung in MAMI erhalten bleibt.

Die Strahlenergie von 100 keV ermöglicht die Untersuchung spinabhängiger Streuprozesse am Coulomb-Feld des Atomkerns. Da sich diese rein elektromagnetischen Prozesse theoretisch recht gut berechnen lassen, ergibt sich aus der Messung der spinabhängigen Wirkungsquerschnitte die Möglichkeit, den Grad der Spinpolarisation zu bestimmen. Die Spinabhängigkeit solcher Streuprozesse wurde zuerst durch Lösung der Dirac-Gleichung von Mott [MOT32] ermittelt, daher wird der Prozeß 'Mott-Streuung' genannt.

6.1 Grundlagen der Mott-Polarisationsmessung

Der hier untersuchte Streuprozess ist die elastische Streuung am Goldatom bei 100 keV. Anders als im in Kapitel 2 erwähnten hochrelativistischen Fall können prinzipiell alle drei Polarisationskomponenten Auswirkungen auf die Wirkungsquerschnitte haben. Die Paritätserhaltung bei der (elektromagnetischen) Streuung erzwingt jedoch, daß Komponenten, die in der Streuebene liegen, keine Asymmetrien hervorrufen (siehe dazu z.B. [KES85]). Daher ist der spinabhängige Wirkungsquerschnitt Δ nur dann von Null verschieden, wenn der Polarisationsvektor senkrecht zu der beobachteten Streuebene liegt. Diese Richtung wird nach allgemeiner Konvention als y-Richtung gewählt (siehe Abb. 6.1). Die bei vollständiger Polarisation in dieser Richtung beobachtbare Asymmetrie wird 'Analysierstärke' A_y genannt. Der spinabhängige Wirkungsquerschnitt in der elektromagnetischen Streuung am Spin-0-Teilchen läßt sich daher durch den über die Spinrichtungen gemittelten ('unpolarisierten') Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke A_y charakterisieren:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{+/-} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 \pm A_y \cdot P_y) \quad (6.1)$$



Daraus folgt für die beobachtbare, auf die Summe beider Wirkungsquerschnitte normierte Asymmetrie:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^- + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+} = A_y \cdot P_y \quad (6.2)$$

Dabei zeigt Abbildung 6.1 die Definition des in der Streuung geltenden Koordinatensystems. Da nur die y -Komponente der Polarisation eine Asymmetrie erzeugt, beobachtet man bei Variation der Richtung der Polarisation des Elektronenstrahls relativ zur Streuebene eine sinusförmige Modulation der Asymmetrie in Abhängigkeit vom Azimutwinkel Φ , so daß für senkrecht zur Streuebene stehende Polarisationen (90 oder 270 Grad zur Ebene) maximale Asymmetrien entstehen. Eine genauere Darstellung der theoretischen Hintergründe der Mottstreuung findet sich z.B. in [KES85].

6.1.1 Analysierstärke der Mottstreuung

Es ist zu erwarten, daß der Wert von A_y von der Elektronenenergie, dem Streuwinkel und der Stärke des spinabhängigen Teils des Streupotentials abhängt.

$$A_y = A_y(V_{spin}, \theta, E, \dots) \quad (6.3)$$

Der größte spinabhängige Teil des Streupotentials in der Coulombstreuung ist der Spin-Bahn-Kopplungsterm:

$$V_{LS} = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV_c}{dr} \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (6.4)$$

Quantitative Berechnungen wurden zuerst durch Sherman [SHE56] durchgeführt, nach diesem Autor wird A_y in diesem Zusammenhang auch die 'Sherman-Funktion' genannt. Genauere Daten unter Berücksichtigung der Abschirmung des Atomkerns durch die Hüllenelektronen stammen von Fink und Ross [ROS88]. Wie wegen der Ableitung des Coulomb-Potentials in 6.4 zu erwarten ist, wächst A_y mit der Kernladungszahl, die Maxima von A_y tendieren für relativistische Elektronenenergien zu Rückwärtswinkeln.

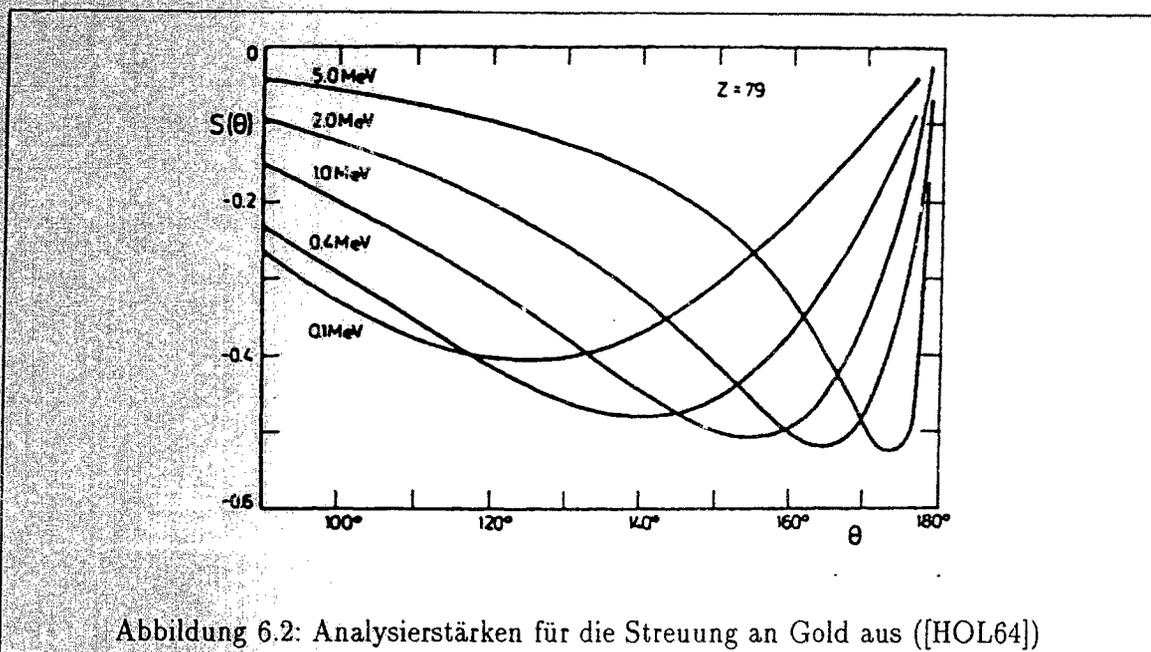


Abbildung 6.2: Analysierstärken für die Streuung an Gold aus ([HOL64])

Die meisten Rechnungen sind für die aus experimenteller Sicht günstigen Materialien Gold und Quecksilber durchgeführt worden. Abbildung 6.2 zeigt die Analysierstärken für Gold als Funktion des Streuwinkels für verschiedene Elektronenenergien.

Der in dieser Arbeit interessante Fall von 100 keV Elektronenenergie liefert ein Maximum der Analysierstärke bei einem Streuwinkel von etwa 120 Grad. Da die Analysierstärke bei diesem Rückwärtswinkel zudem nur sehr schwach vom Streuwinkel abhängig ist, spielen die endlichen Akzeptanzen und Justiergenauigkeiten von Detektoren keine große Rolle.

Der Wirkungsquerschnitt der Coulombstreuung ist bei 120° Streuwinkel noch so groß, daß ein geringer Elektronenstrom genügt, um in kurzer Zeitspanne die Asymmetrie aus Gleichung 6.2 mit hoher statistischer Genauigkeit zu bestimmen.

6.2 Der Mottanalysator

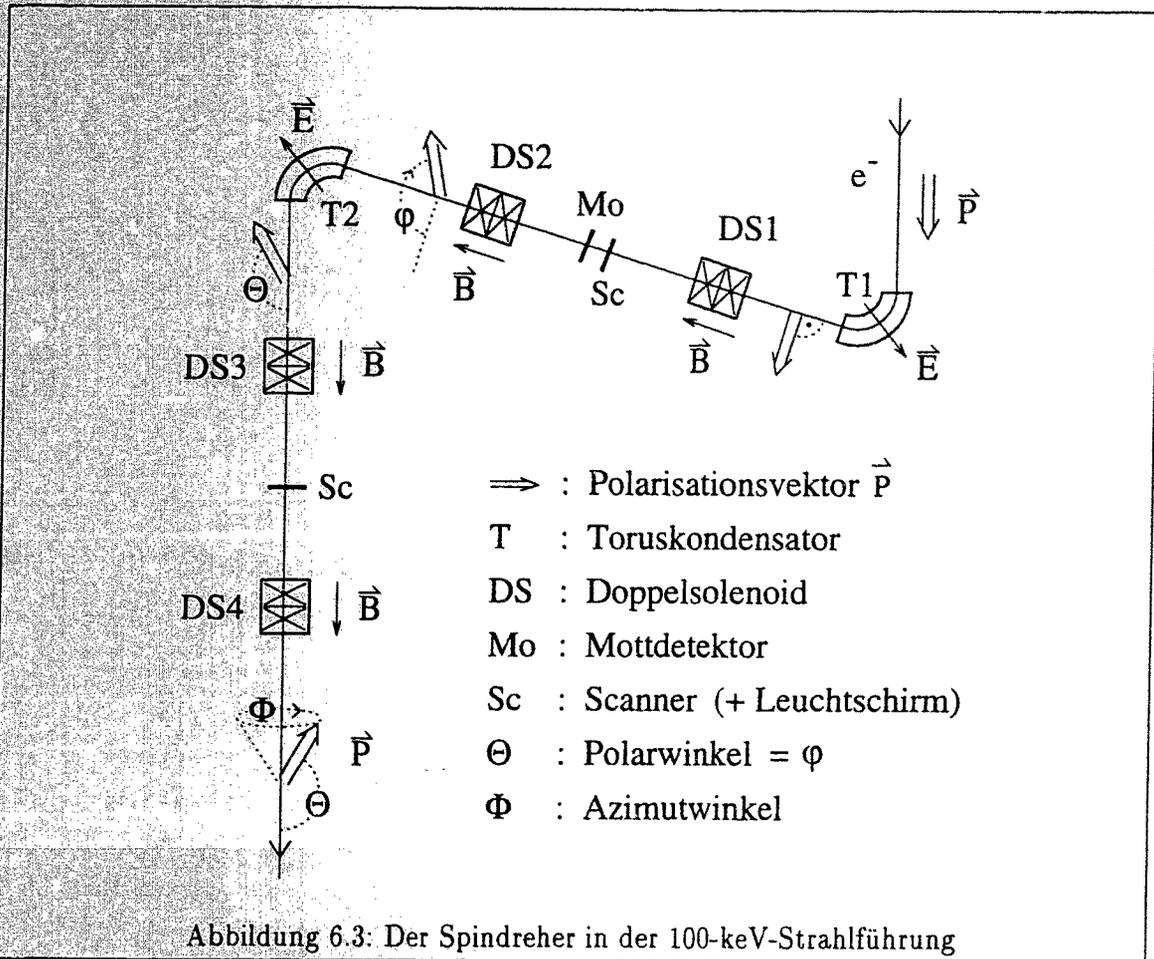
Das Mottpolarimeter wurde im Rahmen der Diplomarbeit von H. Hartmann [HAR90a] konzipiert und getestet. Diese Arbeiten fanden am 44 keV-Strahl der alten LINAC-Quelle statt, da der Ausbau der Strahlführung der 100 keV-Quelle noch nicht genügend weit vorangeschritten war.

In Fortführung dieser Arbeiten wurde hier die Inbetriebnahme des Polarimeters und speziell seine Kalibration durchgeführt.

6.2.1 Integration des Mottanalysators in den Spindrehher

Abbildung 6.3 zeigt schematisch die Ablenkebene des Spindrehers, der zum Zwecke der Erzielung longitudinaler Spinpolarisation am Target in die 100 keV-Strahlführung eingebaut ist (siehe auch Abschnitt 2.5).

Der zunächst longitudinalpolarisierte Elektronenstrahl wird in einem ersten Toroidkondensator einer elektrostatischen Ablenkung von etwa 107 Grad unterworfen. Die Präzessionsgeschwindigkeit ω , des Spins in einem transversalen elektrischen Feld liegt bei $((\gamma - 1)/\gamma) \cdot \omega_p$,

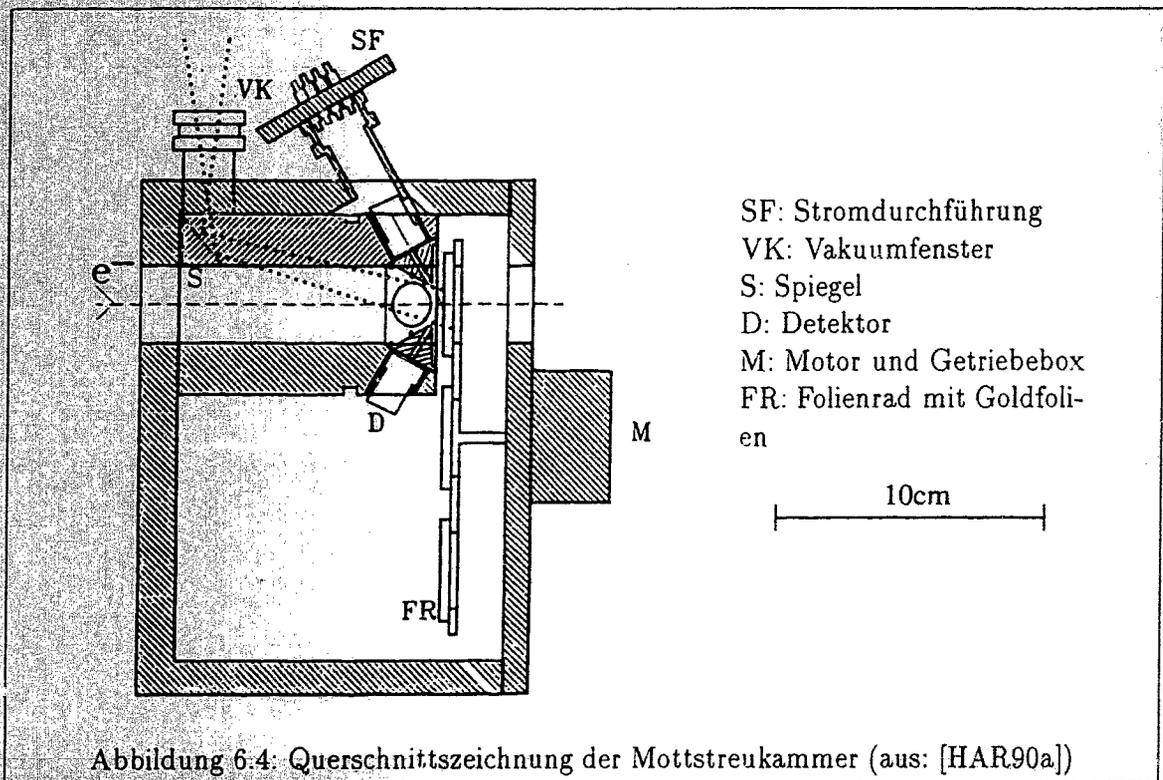


so daß nach diesem Ablenkwinkel bei 100 keV eine transversale Spinstellung vorliegt. Der zweite Toruskondensator macht die Spintransformation des ersten Kondensators wieder rückgängig, so daß nach dem Spindreher wieder longitudinale Polarisation vorliegt, wenn nicht mit den Solenoiden DS1 und DS2 (Abbildung 6.3) zwischen den beiden Kondensatoren eine Manipulation des Spins vorgenommen wird.

Nach dem oben gesagten ist nach dem ersten Kondensator die Gelegenheit gegeben, den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zu bestimmen, da die transversale Stellung der Polarisation die Beobachtung von P_y erlaubt. Ohne weitere Manipulation der Polarisation wird P_y durch die Messung der Asymmetrie in der Streuung über und unter die Zeichenebene in Abbildung 6.3 ermittelt. Die Position des Mottdetektors ist eingezeichnet.

Da mit Hilfe des Solenoiden DS1 in Abb. 6.3 die Polarisation aus der Zeichenebene herausgedreht werden kann, wird im Betrieb eventuell auch eine x-Komponente der Polarisation vorliegen. Diese wird durch Detektion der Mottstreuung in der Zeichenebene bestimmt.

Auf diese Weise können die Komponenten P_x und P_y der Polarisation in der zum Impuls senkrechten Ebene zur gleichen Zeit vermessen werden, und unter der Annahme vollständiger Transversalität ergibt sich $|P| = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$ für alle Spindrehwinkel. Letzterer ergibt sich aus $\tan(\phi) = P_x/P_y$.



6.2.2 Detektorgehäuse

Die Vakuumbenster mit dem Detektorgehäuse ist in Abbildung 6.4 gezeigt: Der Strahl fliegt durch den exzentrisch in der Kammer angebrachten Detektorturm und trifft auf das Goldtarget. Dieses wird mit Hilfe der Drehdurchföhrung, deren Achse mit der Symmetrieachse der Vakuumbenster zusammenfällt, vor den Detektorturm gefahren.

Das Targetrad besitzt Aufnahmen für 6 Targets, davon sind 4 Goldtargets, eine Position ist leer, um den normalen Strahlbetrieb zu ermöglichen, und auf der sechsten befindet sich ein Zinksulfid-Leuchtschirm. Der Leuchtfleck des Strahls auf dem Schirm kann über einen Spiegel mit einer Kamera beobachtet werden.

Einer der Hauptunterschiede zu anderen Mottpolarimetern liegt darin, daß der Strahl nicht nach dem Polarimeter vernichtet wird, sondern daß nach dem Ende der Messung der Strahl durch das Polarimeter hindurch zum Einschub in den Beschleuniger weitergeföhrt wird.

6.2.3 Streuwinkeldefinition und mittlere, theoretische Analysierstärke

Die kompakte Bauweise, die durch die beengten Platzverhältnisse im Spinrotator erforderlich ist, diktiert den kleinen Abstand vom Target zur Detektoroberfläche.

Die Symmetrieachsen der Detektoren stehen alle unter 120 Grad zur Achse des Detektorturms und schneiden sich auf der Oberfläche des Targets.

Die Winkelkollimation durch die Bohrung in den kegelförmigen Blendenhütchen (siehe Abbildung 6.5), die vor den Detektoren angebracht sind, ergibt einen Raumwinkel von etwa 1 mrad pro Detektor und einen zugelassenen Streuwinkelbereich zwischen 117.5 und 122.5 Grad. Wegen der Abweichungen der Goldtargets von der Idealform - sie sind nur auf ± 0.5 mm eben - kommt es zu einer zusätzlichen Winkelunsicherheit, so daß der Streuwinkel

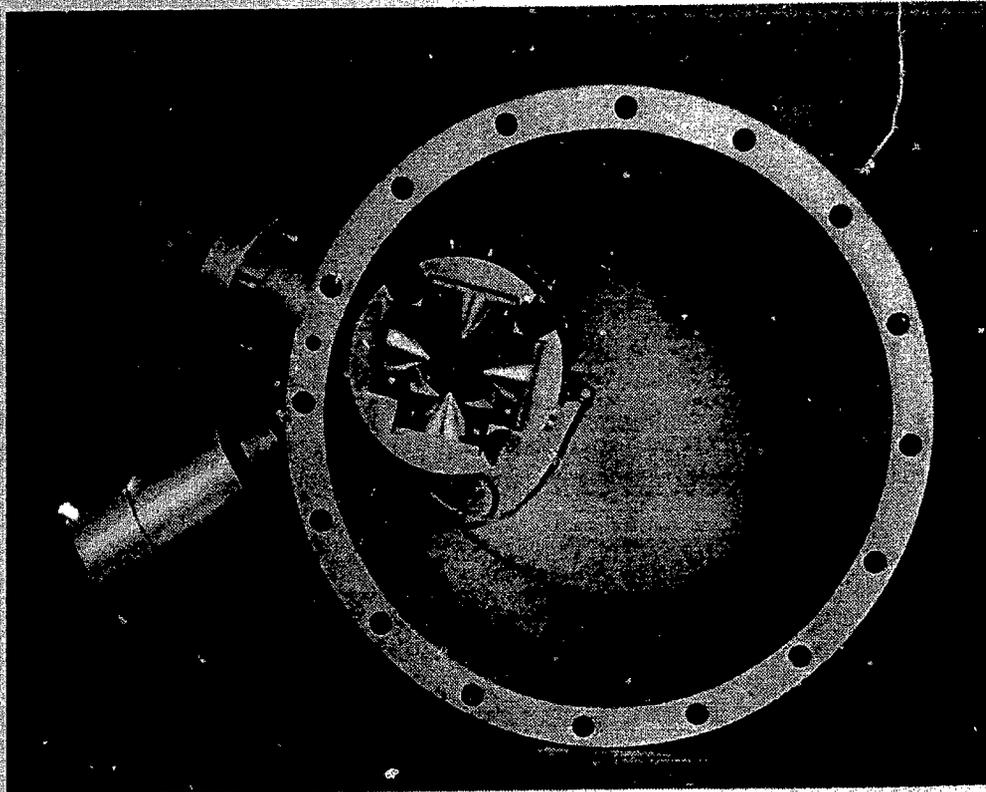


Abbildung 6.5: Photographie des Detektorturms entgegen Strahlrichtung (ohne Folienrad). Die exzentrische Anordnung des Turms in der Vakuumkammer ist zu erkennen. Im nach oben links stehenden Flansch sind die Durchführungen für die Detektoren eingebaut, der nach links unten weisende Stutzen enthält das Sichtfenster (aus [HAR90a]).

auf ± 4 Grad genau definiert ist. Das führt nach den Tabellen von Holzwarth und Meister [HOL64] nur zu einer relativen Reduzierung der Analysierstärke um 1%, so daß die gemittelte theoretische Analysierstärke des Detektorsystems $A_v = 0.39$ sein sollte. Im folgenden wird dieser Wert benutzt, wenn von der theoretischen Analysierstärke die Rede ist.

6.2.4 Detektoren und Zähl elektronik

Das Blockschaltbild der Zähl elektronik eines Detektorkanals ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Vermessung der Asymmetrie für die zwei verschiedenen Streuebene erfordert zur Eliminierung apparativer Asymmetrien zwei Detektoren pro Streuebene, so daß vier Detektoren im Detektorturm montiert sind. Die Detektoren sollten wegen der erforderlichen Kalibration der effektiven Analysierstärke des Polarimeters (siehe unten) Energieauflösung besitzen und daher im Einzelelektronennachweis arbeiten, um elastisch gestreute Elektronen von inelastischen zu unterscheiden.

Bei den Detektoren handelt es sich um Oberflächensperrschichtdetektoren. Beim Einschlag eines Elektrons in den Detektor wird in der Sperrschicht eine Ladungsmenge (Elektronen-

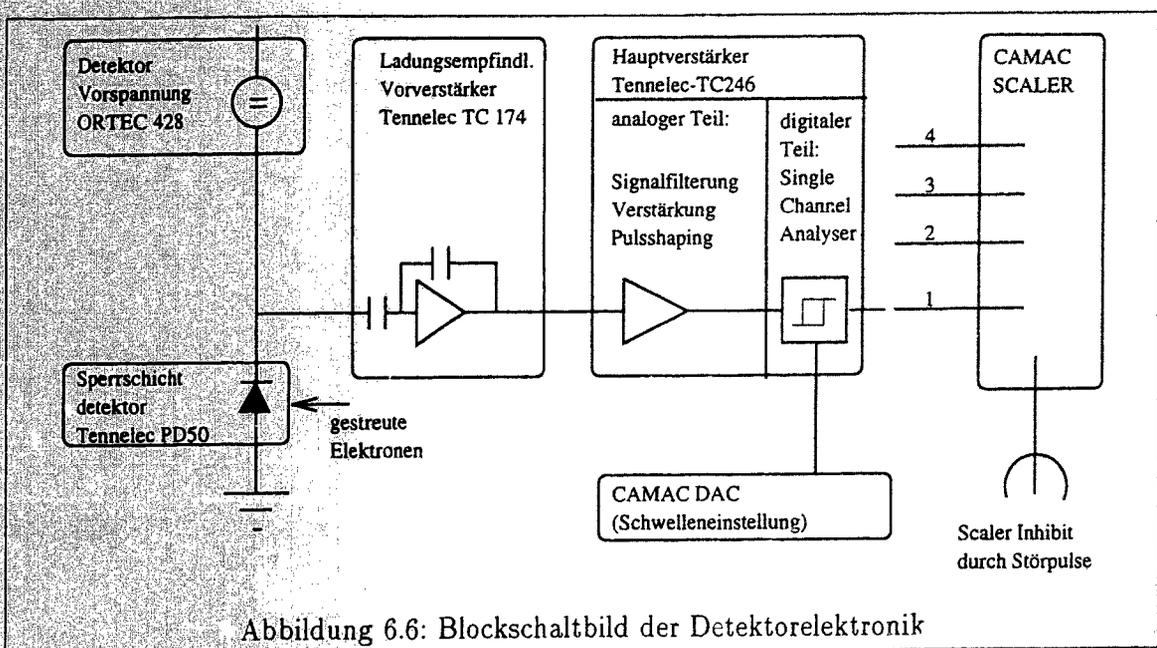


Abbildung 6.6: Blockschaltbild der Detektorelektronik

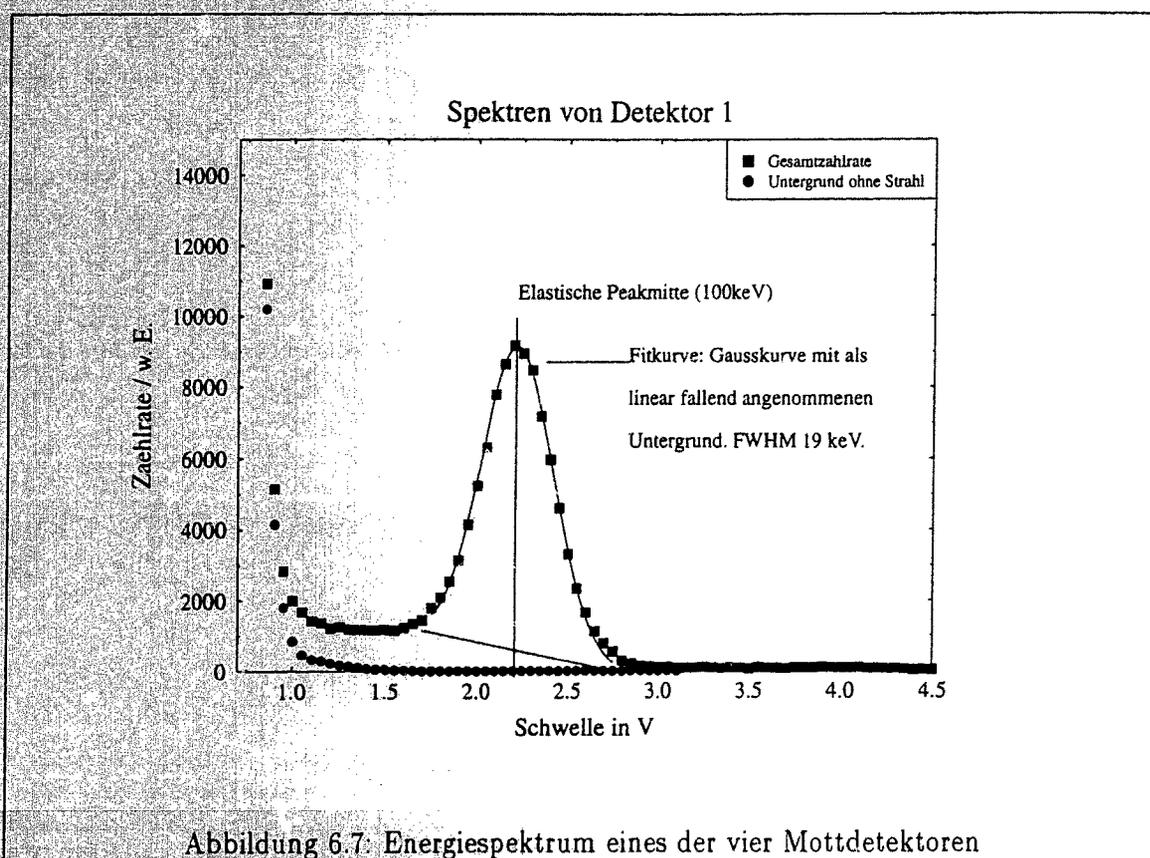
Lochpaare) erzeugt, die der Energie des eintreffenden Elektrons proportional ist. Die erzeugten Ladungsträger werden durch die an die Sperrschicht angelegte Spannung abgesaugt und stehen einem ladungsempfindlichen Vorverstärker zur Verfügung. Dessen Ausgangssignal wird wiederum von einem Hauptverstärker in einen gaußförmigen Puls verwandelt, dessen Höhe wegen der Linearität der verwendeten Elektronik immer noch der Energie des einfallenden Elektrons proportional ist. Der am Ausgang des Hauptverstärkers erscheinende Pulszug verschieden hoher Signale kann mit Diskriminatoren untersucht werden, um ein Energiespektrum der gestreuten Elektronen zu erhalten. In den verwendeten Verstärkern ist bereits ein Fensterdiskriminator (Single Channel Analyser, SCA) eingebaut. Die Lage des Energiefensters kann über eine von außen über einen CAMAC-DAC vorgebbare Spannung geregelt werden. Diese Spannung ist das Maß für die im Detektor deponierte Teilchenenergie. Auf diese Weise wurde das in Abbildung 6.7 gezeigte Spektrum erzeugt, indem die Rate des in das 0.05 Volt breite Energiefenster fallenden Stroms bestimmt wurde. Die Lage des Energiefensters wurde dazu ferngesteuert von etwa 1 bis 4.5 Volt variiert.

Das Spektrum in Abbildung 6.7 zeigt den Peak der elastisch gestreuten Elektronen, die Peakmitte entspricht also 100 keV. Die Halbwertsbreite (Full width half maximum, FWHM) des Peaks entspricht etwa 19% der Energie des Peaks, die absolute Energieauflösung beträgt daher 19 keV.

Die gemessenen Energieauflösungen der anderen Detektoren liegen zwischen 18 und 22 keV. Diese Auflösung ist nur etwas besser als die z.B. von Nass [NAS82] bei der gleichen Energie gemessene.

Die zwischen dem Bereich des Verstärkerrauschens und dem elastischen Peak liegende Zone besitzt eine Zählrate, die von inelastisch gestreuten Elektronen herrührt. Im Zählratenfit in Abbildung 6.7 ist dieser Untergrund unterhalb des elastischen Peaks als linear mit der Energie fallend angenommen.

Unter ungünstigen Umständen können elektrische Störungen dazu führen, daß die Detektorelektronik Ereignisse erzeugt, die nichts mit dem Elektronenstrahl zu tun haben. Ein eigener Zählkanal (Hauptverstärker mit Antennensignalkabel) dient dazu, diese Störungen



zu erkennen. Über ein Gate (in Abbildung 6.6 nicht eingezeichnet) werden in diesem Fall die Scalerkanäle für eine am Gate-Generator einstellbare Zeit gesperrt, bis die Störung vorüber ist.

6.2.5 Steuerelektronik und Datenerfassung

Der vollautomatische Ablauf einer Asymmetriemessung muß neben dem Ablauf der Ereigniszählung auch den Polarisationszustand des Elektronenstrahls kontrollieren. Außerdem muß die Targetanwahl vorgenommen werden. Für die Lösung dieser verschiedenartigen Aufgaben, bei denen die zu steuernden Komponenten viele Meter voneinander entfernt sind, wird das heterogene Rechnernetz, das zum Zwecke der Steuerung der polarisierten Strahlführung aufgebaut wurde, eingesetzt. Es besteht aus einem VME-Bussystem, in das neben dem zentralen Steuerungsrechner auch die Verbindung zu den CAMAC-Systemen integriert ist (CAMAC-Branch-Treiber). Über das Ethernet-Netzwerk sind kleinere Rechner, sogenannte Einplatinen-Allzweck-Computer ('EPAC'), mit dem Zentralsystem verbunden. Diese können wieder lokal über ihre eigenen, einfachen Bussysteme ('P-Bus') Hardwarekomponenten steuern. Details zum VME-System, der Rechnernetzung und den EPAC-Komponenten sind beispielsweise den Arbeiten von Steffens [STE93] oder Dombo [DOM92] zu entnehmen.

Abbildung 6.8 zeigt die zur Datengewinnung notwendigen Komponenten:

Der vor Ort befindliche EPAC stellt zunächst ein angewähltes Target in den Strahlengang. Dies geschieht, indem die Winkelstellung des Targetrads durch eine an einem Drehpotentiometer abfallende Spannung gemessen wird, und das motorisierte Targetrad solange verfahren

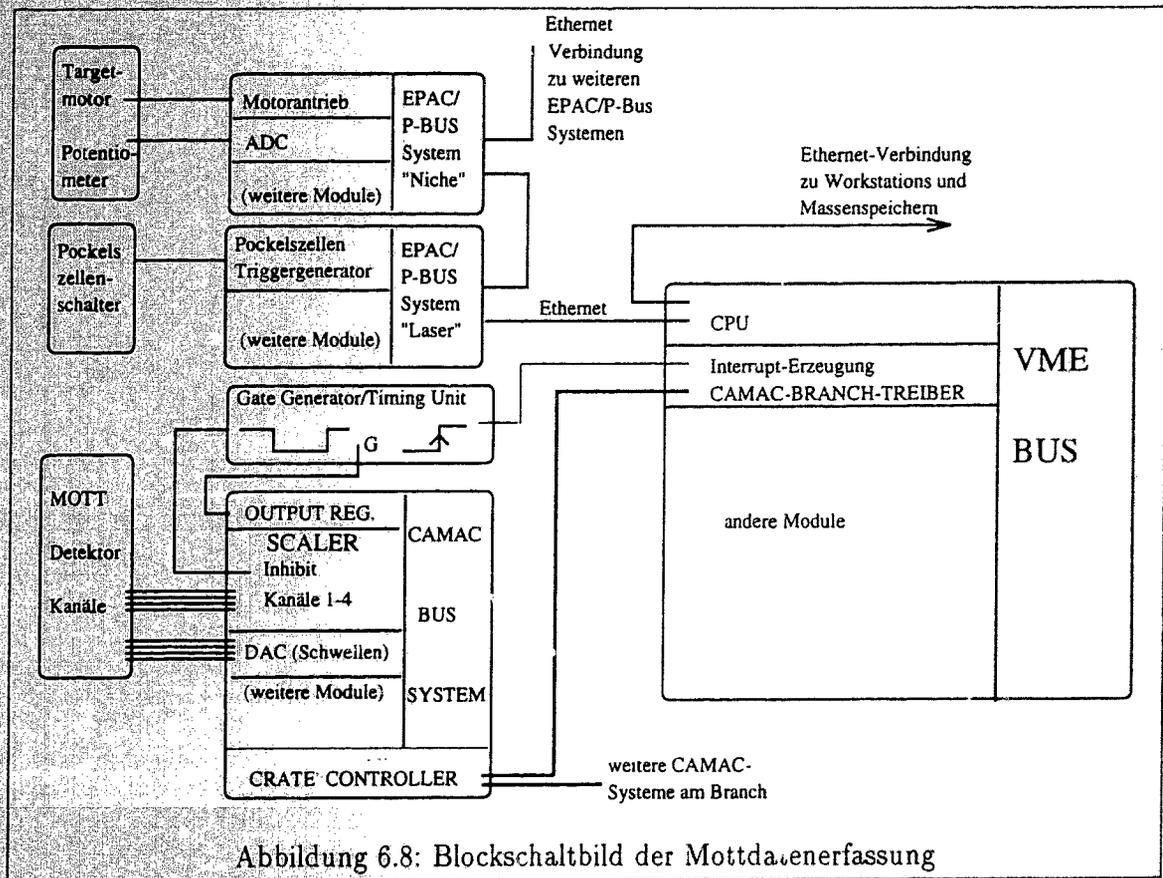


Abbildung 6.8: Blockschaltbild der Mottdatenerfassung

wird, bis die Sollposition erreicht ist.

Danach kann das Meßprogramm¹ gestartet werden, daß zunächst ein definiertes Vorzeichen der Elektronenstrahlpolarisation herstellt. Dies wird durchgeführt, indem der am Laser befindliche EPAC die Pockelszelle in eine definierte Polarität schaltet. Danach kann ein Zählzyklus beginnen.

Dazu muß das CAMAC-Zählersystem am Mottdetektor aktiviert werden, das über den im VME-Bussystem integrierten Branch-Treiber angesprochen wird.

Die erwünschten Zählereignisse im Energiefenster um den elastischen Peak werden in logische Pulse (NIM-Pegel) umgewandelt. Diese werden von CAMAC-Scalern gezählt und stehen so der Computerdatenerfassung zur Verfügung.

Die Dauer einer Zählperiode wird durch das Signal einer Timing-Einheit bestimmt, die die vier Scaler-Kanäle für einen definierten Zeitraum (typisch 1 Sekunde) aktiviert ('gated'). Die Timing-Einheit ist in diesem Fall kein eigenes CAMAC-Modul und muß daher durch ein CAMAC-Output-Register aktiviert werden.

Nach dem Ende des Gates müssen die Scalerinhalte ausgelesen und gelöscht werden. Der Zentralrechner erfährt von diesem Zustand durch ein Signal der Timing-Einheit, das einen Rechner-Interrupt auslöst, wenn der Gate-Zeitraum vorüber ist².

¹ Es wird hier nicht darauf eingegangen, welche oder wieviele verschiedene Software-Prozesse auf den einzelnen jeweils wiederum multitaskingfähigen Rechnern beteiligt sind, siehe dazu beispielsweise die Arbeit von Steffens [STE93].

² Die in CAMAC-Systemen übliche Methode, die Rechner-Auslese durch 'Look at me'-Signale der Module zu starten, wird von den hier verwendeten Scalern nicht unterstützt.

Die Daten werden zusammen mit dem Zustand der Lichtpolarisation auf der Festplatte gespeichert. Daraufhin wird die Entscheidung gefällt, ob die Elektronenpolarisation beibehalten oder umgepolt wird, und ein neuer Meßzyklus beginnt.

Die Software erlaubt auch andere Abläufe der Messung, z.B. die automatische Gewinnung des Spektrums aus Abbildung 6.7, bei der nach jeder Zählung eine neue Lage des Energiefensters angewählt wurde³.

6.3 Kalibrierung des Mottanalysators

Obwohl die theoretische Analysierstärke A_y relativ genau bekannt ist, muß zur Polarisationsmessung die *effektive* Analysierstärke A_y^{eff} des Polarimeters bestimmt werden. Die Fehler, die die Bestimmung von A_y^{eff} beinhaltet, gehen wegen der Beziehung 6.2 in den Fehler der Polarisationsbestimmung ein, und limitieren - falls nicht statistische Fehler dominant sind - die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung. Es muß daher genau untersucht werden, inwieweit die vorhandene Analysierstärke A_y^{eff} von der in 6.2 angenommenen Analysierstärke A_y abweichen kann.

Die Analysierstärke kann zunächst verkleinert werden, wenn inelastische Elektronen zur nachgewiesenen Zählrate beitragen, weil die Energieauflösung der Detektoren nicht ausreicht. Für solche Prozesse liegen keine präzisen theoretischen Daten vor, man weiß jedoch, daß die Analysierstärke inelastischer Prozesse kleiner ist.

Ein noch schwieriger einzuschätzender Effekt rührt davon her, daß in 'dicken' Targets mehrfache elastische Streuung stattfinden kann.

Die Analysierstärke der Mehrfachstreuung ist ebenfalls kleiner als die des einfachen elastischen Prozesses. Dies äußert sich in dem wohlbekanntem Effekt, daß die gemessene Asymmetrie mit steigender Dicke des Goldtargets fällt, da der Anteil der Mehrfachstreuung mit steigender Flächenbelegung des Targets zunimmt. Eine Eliminierung dieses Effekts wird im allgemeinen durch Extrapolation gegen die Foliendicke Null versucht.

6.3.1 Problematik der endlichen Energieauflösung und Foliendicke

Das hier beschriebene Polarimeter besitzt weder die optimale heute erreichbare Energieauflösung, noch können bisher die dünnsten herstellbaren Targets benutzt werden, um die Effekte der Vielfachstreuung zu eliminieren.

In der Arbeit von Gay et al. [GAY91] wurde der Effekt der endlichen Energieauflösung der Nachweisordnung und der nicht beliebig kleinen Targetdicke intensiv untersucht.

Auswirkungen der Energieauflösung auf die Asymmetrie

Abbildung 6.9 zeigt in der linken Abbildungsseite die dort ermittelte Targetdickenabhängigkeit der Asymmetrie für verschieden große Energieauflösungen. Während sich aus den Daten für 20 keV ergibt, daß sich genaue Werte für $A(d=0)$ nur für extrem gute Energieauflösungen und Folien < 200 Ångström Dicke erreichen lassen, zeigen die Kurven für 100 keV, daß sich für eine lineare Extrapolation gegen die Dicke Null kein feststellbarer Unterschied für verschiedene Energieauflösungen ergibt. Die rechte Seite der Abbildung zeigt, daß die Asymmetrie als Funktion der Energieauflösung bei 100 keV bei schlechten Energieauflösungen ab 500 eV nicht mehr weiter absinkt, so daß sich zusammen mit dem oben Gesagten

³Das Programm wurde von Steffens und Blume-Werry [BLU92] entwickelt.

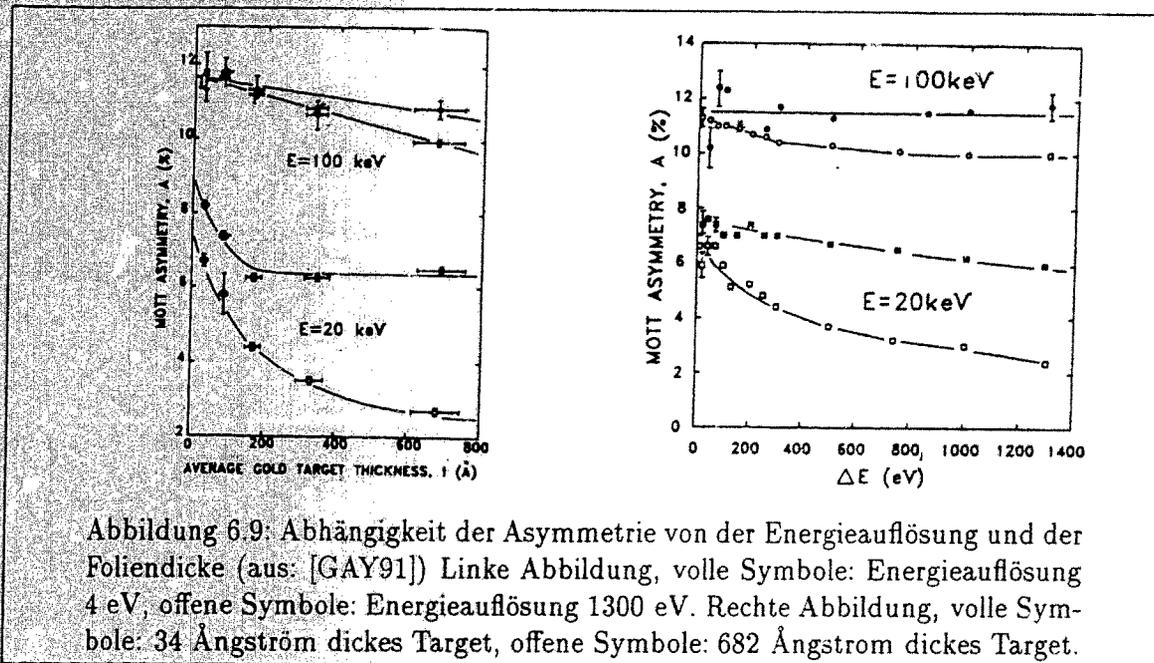


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der Asymmetrie von der Energieauflösung und der Foliendicke (aus: [GAY91]) Linke Abbildung, volle Symbole: Energieauflösung 4 eV, offene Symbole: Energieauflösung 1300 eV. Rechte Abbildung, volle Symbole: 34 Ångström dickes Target, offene Symbole: 682 Ångström dickes Target.

ergibt, daß die mäßige Energieauflösung der Detektoren bei 100 keV nicht die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung limitiert. Das ist auch schon vor dem Aufkommen der hochenergieauflösenden Gegenfeld-Polarimeter [HOD79] vermutet worden. Daher wurden Mottpolarimeter von jeher in der auch hier realisierten Form gebaut und zur absoluten Polarisationsbestimmung benutzt ([DRA77], [NAS82], [FLE86]). In jedem Fall muß ein Satz verschieden dicker Targets hergestellt werden, damit man eine Extrapolation wie im linken Teil der Abbildung 6.9 vornehmen kann.

Das Problem der endlichen Foliendicke

Nach dem eben Gesagten ist es bei einer Strahlenergie von 100 keV ungeachtet der Energieauflösung möglich, die Polarisation zu messen, wenn es nur gelingt, die Foliendickenabhängigkeit der Asymmetrieverminderung zu bestimmen:

$$A_y^{eff} = A_y \cdot (1 - F(d)) \quad F(d=0) = 0 \quad (6.5)$$

Die Funktion $F(d)$ wird von den verschiedenen denkbaren Arten der Mehrfachstreuung beeinflusst und läßt sich daher theoretisch nur ungenau vorhersagen.

Gleichgültig welche analytische Form $F(d)$ besitzt, wird sich für genügend kleine Dicken entsprechend einer Taylornäherung eine lineare Abhängigkeit ergeben. Die Messung von Gay zeigt diese Abhängigkeit von 35 bis 600 Ångström. Der Schluß, daß eine lineare Abhängigkeit eine genügend dünne Folie bedeutet, ist zwar a priori nicht richtig, jedoch in diesem Falle wegen der extremen Dickenverhältnisse - die dünnste Folie ist nur etwa 20 Atomlagen 'dick' - angebracht.

Verwendet man dickere Folien, so wird der Einfluß der nichtlinearen Anteile stärker. Das dünnste Goldtarget des hier beschriebenen Polarimeters ist mit 760 Ångström noch immer dicker als die dickste in der Arbeit von Gay verwendete Folie.

Die Auswirkungen, die dieser Nachteil auf die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung hat, werden in Abschnitt 6.3.6 diskutiert.

6.3.2 Targetherstellung

Freitragende Goldfolien

Goldtargets, die ohne stützenden Hintergrund auskommen, besitzen den Vorteil, daß kein Beitrag des 'Substrats', das im allgemeinen keine Analysierstärke besitzt, in der Streuintensität vorkommt.

Dieser Untergrund mußte in den genannten Arbeiten ([GAY91], [FLE86]) sehr sorgfältig abgezogen werden. Dagegen ist der Nachteil freitragender Goldfolien ihre geringe mechanische Stabilität, die die Herstellung sehr dünner Targets verhindert. Dies ist vor allem bei den hier verwendeten Targets der Fall, da diese mit 15 mm freitragendem Durchmesser besonders groß sind. Dies sollte gewährleisten, daß die Streuung der Elektronen ausschließlich am Gold und nicht am Aluminium des Folienhalters stattfindet. Wie die Meßkurve in Abbildung 6.11 zeigt, ist diese Befürchtung unbegründet gewesen. Es könnten durchaus Folien mit dem halben Durchmesser verwendet werden, so daß sich auch dünnere Folien montieren lassen würden.

Herstellung

Die Goldfolien werden in einer Aufdampfanlage auf dünne Kochsalzfilme aufgebracht, diese Kochsalzfilme befinden sich wiederum auf Mikroskopobjektträgern. Diese sind besonders eben und fördern so das Entstehen einer glatten Folie. Der Objektträger wird in destilliertes Wasser getaucht, worauf die Folie wegen der Oberflächenspannung des Wassers glatt aufschwimmt. Der Targethalter mit der kreisförmigen Öffnung von 15mm wird vorsichtig unter die schwimmende Folie plaziert und die Folie daher beim Herausnehmen des Trägers aus der Flüssigkeit auf den Träger aufgezogen.

Relative Dickenmessungen

Zur Extrapolation auf Dicke Null genügt es, die Dicke der Targetfolien in Einheiten einer geeigneten, kleinen Dickeneinheit zu kennen. Die dünnste der vorhandenen Folien liefert hier diese Dickeneinheit, so daß nur die Dicken der anderen Folien relativ zu dieser Folie bestimmt werden müssen.

Zur Bestimmung der Dicke während des Aufdampfverfahrens wurde ein Schwingquarzdickenmeßgerät verwendet, das die Veränderung der Resonanzfrequenz eines Oszillators in Abhängigkeit von der Belegung mit dem auf ihm aufgedampften Film mißt. Dieses Verfahren mißt die entstehende Filmdicke nicht am Orte des Objektträgers. Außerdem wurden die Targets chargenweise gefertigt, so daß sich Fluktuationen der einzelnen Targets aus einer Charge nicht messen lassen. In Tabelle 6.1 ist der Wert für die aus je drei Trägern bestehende Charge angegeben. Wie die in Klammern angegebenen absoluten Dickenangaben des Schwingquarzmeßsystems anzeigen, stimmt dieses Verfahren auch mit der absolut messenden Wägungsmethode innerhalb der Fehler überein.

Wegen der oben beschriebenen Einschränkungen wurde eine weitere relative Dickenmessung mit Hilfe der Absorption eines Lichtstrahls in der Goldschicht auf jedem Target vorgenommen⁴.

⁴Herr Dr. Nass von der Firma Schott führte diese Messungen freundlicherweise mit einem Perkin-Elmer-Lambda-9-Absorptionsspektrometer für uns durch.

	Foliennummer	Dicke (Wägung)	Dicke (Schwingquarz) Dicke einer Charge	Optische Dicke (bezogen auf 760 Å = 1)
*	27	759±67		1
	26	766	1 (760)	0.993
	25	711		0.947
*	24	950		1.301
	23	925±78	1.31 (1000)	1.324
	22	875		1.286
*	21	1250±83		1.652
	20	1159	1.65 (1256)	1.726
	19	1239		1.700

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Dickenmessungen für die verschiedenen Folien, mit (*) markierte Folien sind eingebaut. Die absoluten Dickenangaben besitzen den Fehler der Wägung, während die relativen einen Fehler von $\pm 3.5\%$ relativ zum Bezugstarget (Folie 27) aufweisen.

Die dritte Spalte in 6.1 stellt diese Ergebnisse für die Dicken der später verwendeten Folien zusammen. Die Streuung der Targets aus den jeweiligen Chargen um ihren Mittelwert liegt bei weniger als 2%. Das Absorptionsspektrometer ermöglicht außerdem, die Homogenität der Folie orts aufgelöst zu bestimmen, indem die Absorption an verschiedenen Orten gemessen wird. Hier wurden ebenfalls Dickenschwankungen von 2% gemessen. Diese Messung wurde nur auf einer Folie ausgeführt.

Die Fehler der relativen Dicken $r = d_1/d_2$ sollten daher kleiner als $\pm 3.5\%$ sein.

Mit der Festlegung der Dickenverhältnisse ist es bereits möglich, die zur Kalibrierung notwendigen Extrapolationen vorzunehmen.

Absolute Dickenmessung

Die Angabe von absoluten Werten der Targetdicke ermöglicht zusätzlich, die Größe der asymmetrievermindernden Faktoren anzugeben. Gleichzeitig bildet sie einen weiteren Test für die oben beschriebenen, mehr oder weniger relativ messenden Verfahren.

Eine absolute Dickenmessung kann durch Gewichtsvergleich der Objektträger vor und nach der Bedampfung mit Gold stattfinden. Die Dicke ergibt sich dann nach der Formel

$$d = \frac{\Delta m}{A_{\text{träger}} \cdot \rho_{\text{Au}}} \quad \rho_{\text{Au}} = 19.28 \text{ g/cm}^3 \quad (6.6)$$

Bei der Absolutbestimmung kommt es zu einer Unsicherheit durch die Wägung selbst - es konnte nur eine Reproduzierbarkeit von $5 \cdot 10^{-5}$ bei der Wägung des Objektträgers erreicht werden - was zu einer Filmdickenungenauigkeit von etwa $\pm 40 \text{ Å}$ führt. Zudem ist wegen der Abschattungseffekte an der Halterung der Objektträger die bedampfte Fläche nur auf etwa 5% genau bekannt. Die quadratische Addition der beiden Fehlerquellen führt zu den in Tabelle 6.1 angegebenen Fehlern der absoluten Dicke.

Einbau und Zahl der Folien

Die freitragenden Goldfolien neigen bei mechanischer Belastung zum Reißen. Leider ist auch beim Einbau des Polarimeters eine der ursprünglich vier Folien zerstört worden.

Offensichtlich ist jedoch im eingebauten Zustand die mechanische Stabilität der Folien gegeben, da sowohl das Beschleunigen beim Anfahren des Folienrads durch den Motor als auch das sporadische Belüften des Polarimeters, das durch Wartungsarbeiten in der Beamline notwendig wird, den Folien nicht schaden.

Die Zahl von drei Folien ist offenkundig das Minimum, um die zwei Parameter von Funktionen wie z.B. $A = A_0 - kd$ aus den Daten extrahieren zu können.

6.3.3 Eliminierung apparativer Asymmetrien

Die Bestimmung der experimentellen Asymmetrie scheint von der exakten geometrischen und elektronischen Symmetrie des Systems abhängig zu sein.

Diese ist nicht gegeben, da beispielsweise die eingesehenen Raumwinkel nicht identisch sein müssen und auf der elektronischen Seite die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verwendeten Zählkanäle nicht gleich sein werden.

Daher ist die Zählrate von unter 180 Grad gegenüberliegenden Zählern a priori asymmetrisch, was berücksichtigt werden muß. Dies geschieht durch die Berechnung der Asymmetrie bei *Vorzeichenwechsel* der Elektronenpolarisation.

Die Asymmetrie aus 6.2 berechnet sich unter Berücksichtigung des Vorzeichenwechsels aus den Raten N_1^\pm und N_2^\pm der beiden Detektoren zu

$$A^{exp} = A_y^{eff} \cdot P = \frac{1 - \chi}{1 + \chi}; \quad \chi = \sqrt{\frac{N_1^+ \cdot N_2^-}{N_1^- \cdot N_2^+}} \quad (6.7)$$

Durch die Quotientenbildung im Parameter χ fallen alle als konstante Faktoren in die Zählrate pro Meßintervall eingehenden Effekte - wie z.B. die oben erwähnten - aus der Berechnung heraus.

6.3.4 Vorbereitende Asymmetriemessungen

Schwellen und Untergrund

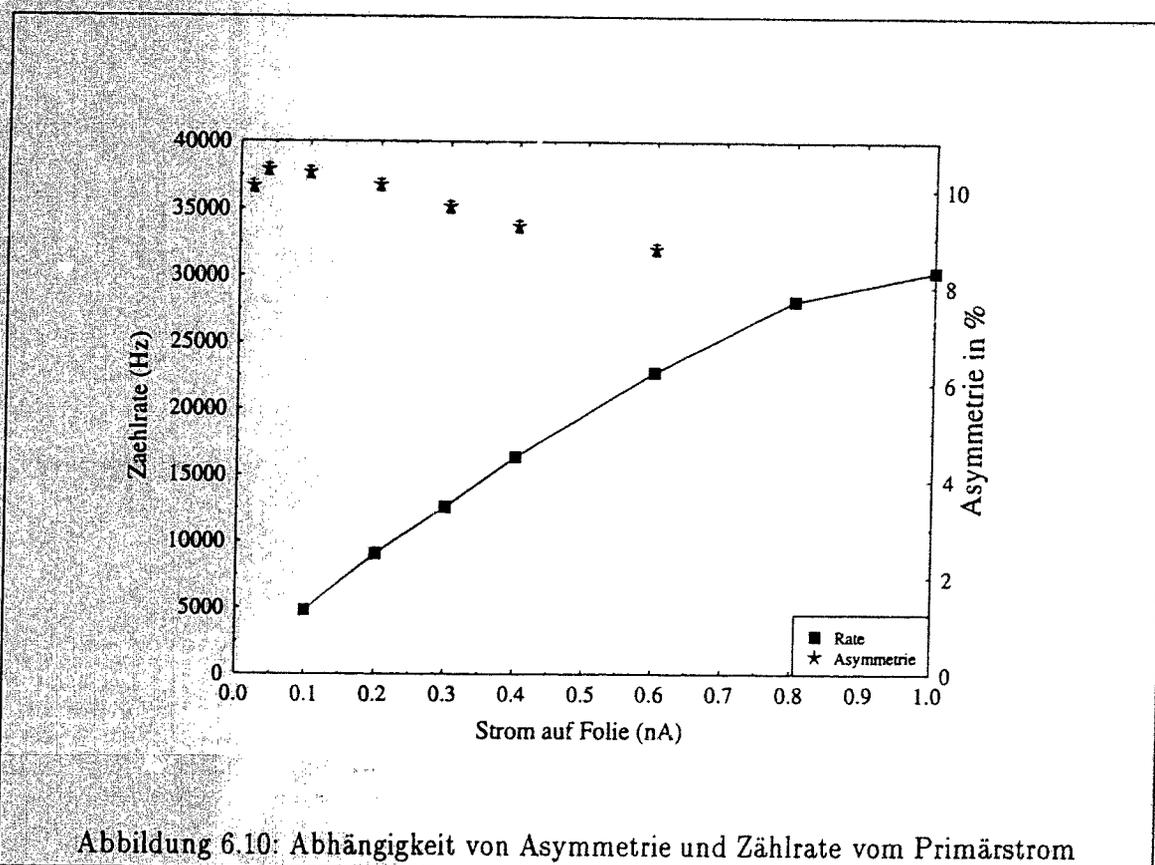
Die Energiefenster für die vier Detektoren wurden in den Messungen symmetrisch um die Maxima der elastischen Peaks gelegt. Ihre Breite entsprach der vollen Halbwertsbreite des elastischen Peaks.

Das Signal-zu-Untergrundverhältnis (Zählrate Laser ein/Zählrate Laser aus) im zugelassenen Energiefenster betrug bei 5 kHz Rate immer mehr als 10^3 , was einen asymmetrievermindernden Effekt durch den Untergrund auf ein vernachlässigbares Niveau senkt.

Allerdings muß darauf geachtet werden, daß bei einer Messung Raum- und Instrumentenbeleuchtung im Quellenraum ausgeschaltet sind, da diese nennenswerte Untergrundbeiträge durch die über die Vakuumfenster auf den Kristall fallende Lichtintensität herbeiführen.

Strahlfokussierung und -lage

Der Strahl kann mit dem in Abbildung 6.3 gezeigten Solenoiden DS1 auf die Mottfolie fokussiert werden, was sich am in den Strahlengang fahrbaren Leuchtschirm beobachten läßt. Bei den Asymmetrievermessungen wurde meist mit 1 bis 2 mm Strahldurchmesser gearbeitet. Die Strahlage wurde mit den Wedlern vor dem Detektor so lange optimiert, bis sich bei ausgeschalteter Pockelszelle - also unpolarisiertem Strahl - eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Rate auf die vier Detektoren ergab. Die Unterschiede zwischen dem Detektor mit der größten und der kleinsten Rate lagen im besten Fall bei 30%.



Zählratenabhängigkeit der Asymmetrie

Abbildung 6.10 zeigt die Abhängigkeit der Asymmetrie vom Primärstrom. Man erkennt, daß die Abnahme der Asymmetrie bei etwa 10 kHz Zählrate (entspricht 200 pA Primärstrom) einsetzt. Die Strom-Zählraten-Abhängigkeit ist im Bild ebenfalls eingetragen. Es empfiehlt sich, zur Vermeidung der Verminderung der Asymmetrie das Polarimeter bei der gegebenen Lage und Breite des Energiefensters (symmetrisch um die Peakmitte, ± 10 kV) mit einer Zählrate von 5 kHz zu betreiben, was etwa einem Primärstrom von 50-100 pA entspricht.

Homogenität der Asymmetrie auf der Folie

Die Asymmetrie einer Folie (760 Å) wurde an verschiedenen Positionen bestimmt, um auszusprechen, daß Inhomogenitäten der Folie (beispielsweise Falten) die Asymmetrie verändern. Dazu wurde bei verschiedenen Stellungen des Folienrades eine Asymmetrie - bei konstanter Strahlfokussierung und -lage - vermessen.

In Abbildung 6.11 ist zu sehen, daß die Asymmetrie auf der Folie bis auf den Wert bei 6 mm Ablage konstant ist. Bei 6 mm Ablage wird der 2 mm dicke Strahl allmählich beginnen, auf den Halter der 15 mm breiten, kreisförmigen Folie zu treffen. Daher kann der freie Foliendurchmesser verkleinert werden, was die Herstellung dünnerer Folien ermöglichen sollte.

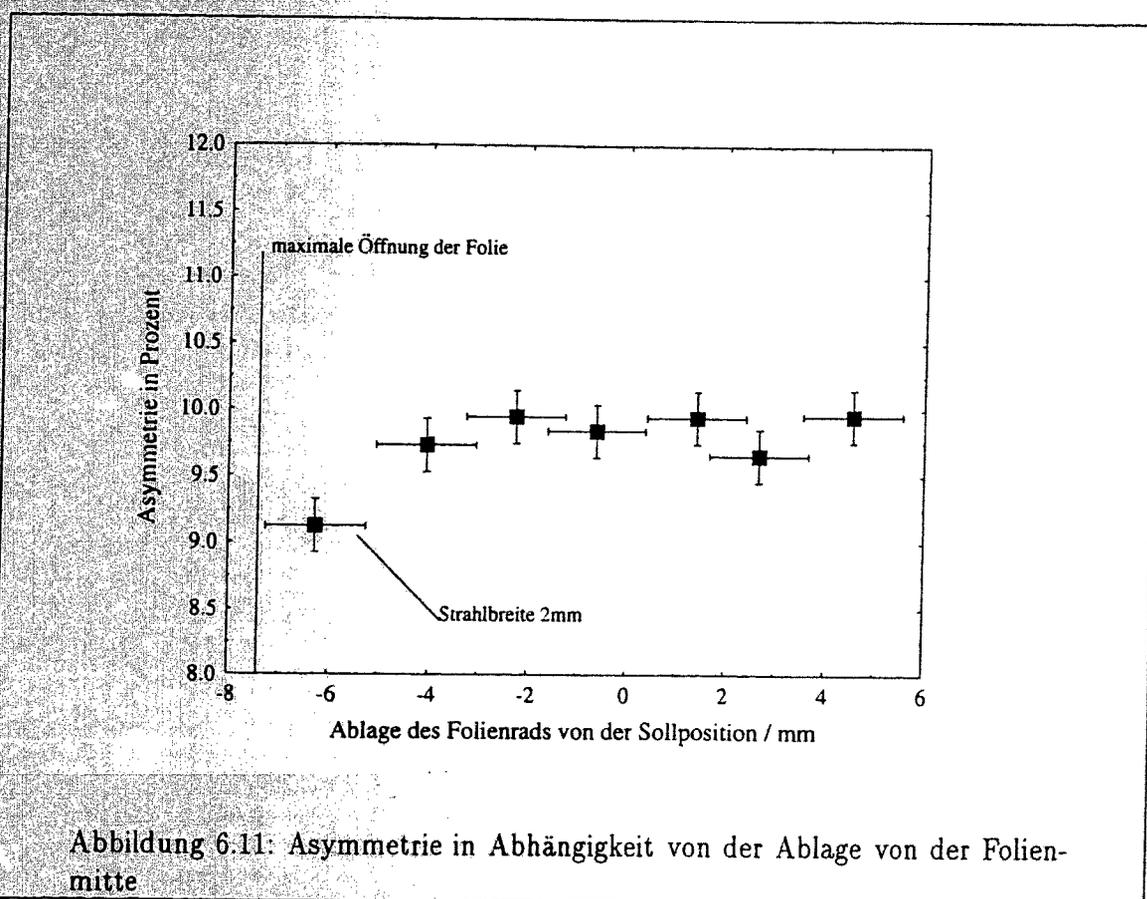


Abbildung 6.11: Asymmetrie in Abhängigkeit von der Ablage von der Folienmitte

Messung der Asymmetrie in Abhängigkeit des Diskriminatorfensters

Wenn der in Abbildung 6.7 gezeigte Peak tatsächlich nur von elastisch gestreuten Elektronen herrührt, deren Signal aufgrund der Detektorauflösung 'ausgeschmiert' ist, darf die Asymmetrie nicht von der Lage des Energiefensters im Peak abhängen. Die in der Abbildung 6.12 gezeigte Messung bestätigt dies. Sogar der 'niederenergetischste' Meßpunkt bei etwa 68 keV besitzt noch etwa 90% der Asymmetrie in der Peakmitte. Daher ist es auch unwahrscheinlich, daß der dreieckig angedeutete 'Schwanz' des inelastischen Tals, der sich unter den elastischen Peak fortsetzt, die Asymmetrie um mehr als relativ 1% ändert.

Aus diesem Grunde wurde das Energiefenster bei den Polarisationsmessungen auf die volle Halbwertsbreite des elastischen Peaks ausgedehnt und die asymmetrievermindernde Wirkung des 'Untergrundschwanzes' nicht berücksichtigt.

Das Ansteigen der Asymmetrie am extremen hochenergetischen Rand des Spektrums bei 132 keV rührt wahrscheinlich von der Zählung von Doppelpulsen her. Solche Doppelpulse sollten auch die doppelte Asymmetrie des Einzelereignisses (also im Mittel die von 66 keV) besitzen. Da diese aber nicht wesentlich kleiner als die elastische Asymmetrie ist, und das 'Aussterben' des elastischen Peaks wegen des großen Abstands zur Peakmitte die Doppelpulse hervortreten läßt, kommt es zur Vergrößerung der insgesamt beobachteten Asymmetrie.

6.3.5 Kalibration der Analysierstärke durch Extrapolation

Abbildung 6.13 zeigt die experimentell ermittelte Dickenabhängigkeit der beobachteten Asymmetrie.

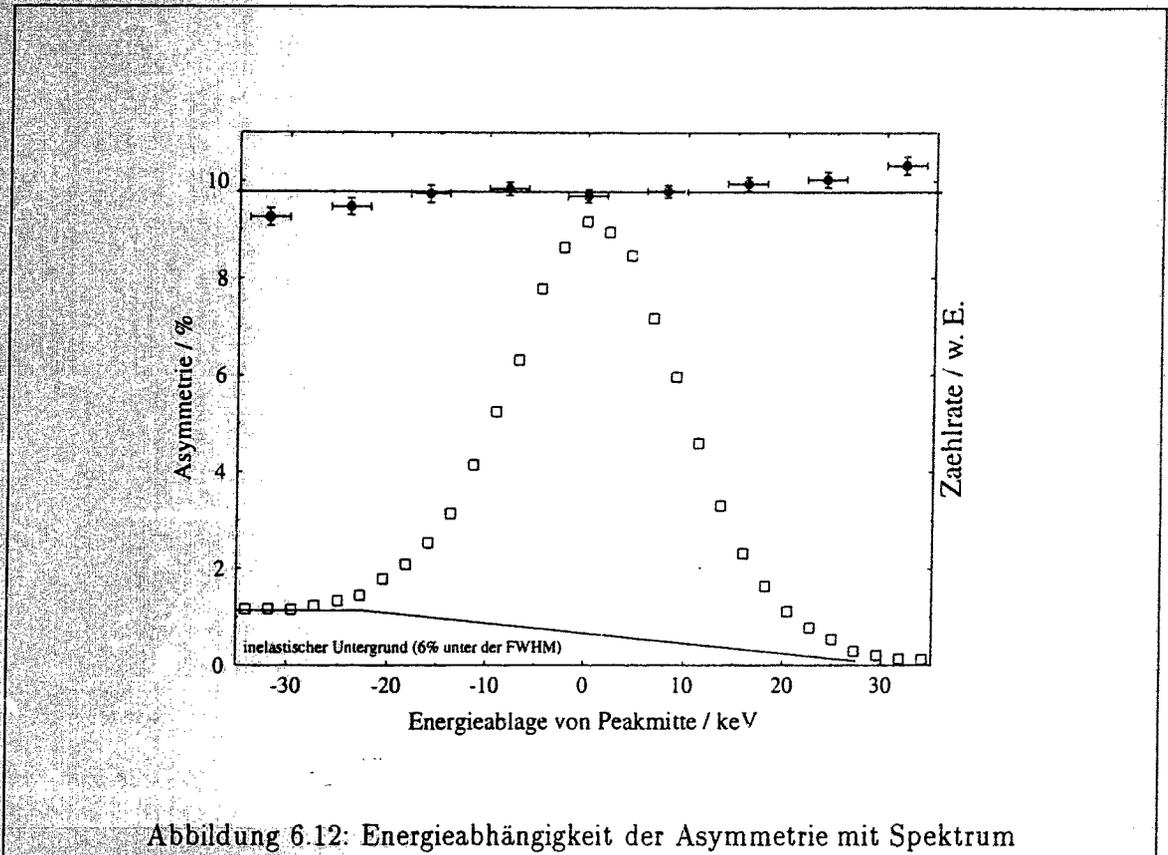


Abbildung 6.12: Energieabhängigkeit der Asymmetrie mit Spektrum

Die einzelnen Asymmetrien stellen den Mittelwert von drei voneinander unabhängigen Messungen mit je einer Million Streueignissen dar. Die Asymmetrie der einzelnen Messungen schwankte dabei nur im von der Zählstatistik vorgegebenen Rahmen, so daß keine Drifts der Apparatur beobachtet wurden und die Reproduzierbarkeit einer Asymmetriemessung - wie von Mottanalysatoren allgemein bekannt - gut ist.

Die eingezeichneten horizontalen Fehler entsprechen den relativen Dickenungenauigkeiten, die typische absolute Dickenungenauigkeit ist separat eingezeichnet.

Der mittlere Meßpunkt wird von keiner der vier Fitkurven gut getroffen. Bei sehr kleinen Strahldurchmessern, wurden bei dieser Folie auffällige Ratenschwankungen bemerkt, die wie auch der besonders kleine Wägungswert, auf eine Inhomogenität der Folie hindeuten. Trotzdem ist diese Situation unproblematisch, da auch das Einsetzen des Wägungswertes (925 Å), der wesentlich bessere Fits liefert, den extrapolierten Wert der Polarisierung für alle Fits nur um (relativ) 1% ändert.

In der Literatur ist die Asymmetrie als Funktion der Targetdicke beispielsweise durch folgenden Funktionen beschrieben worden, die hier an die Daten angefitet worden sind. Der Wert für $A(0)$, der sich aus der jeweiligen Fitkurve ergibt, ist am Ende jeder Zeile angegeben.

$$A(d) = A(0) - kd \quad ; \quad A(0) = 0.1280(21) \quad (6.8)$$

$$A(d) = \frac{1}{A(0) + kd} \quad ; \quad A(0) = 0.1423(40)$$

$$A(d) = A(0) \cdot e^{-kd} \quad ; \quad A(0) = 0.1326(46)$$

$$A(d) = \frac{1}{(A(0) + kd)^2} \quad ; \quad A(0) = 0.1371(29)$$

In Abbildung 6.13 sind diese vier Fitkurven eingezeichnet. Es ist zu erkennen, daß keine der Funktionen aufgrund der verfügbaren Daten ausgeschlossen werden kann.

Die ersten drei Funktionen entsprechen dem Vorschlag von Fletcher et al. [FLE86], während die letzte von Brosi et al [BRO63] empirisch gefunden worden ist, weil sie bei dickeren Folien $> 1000 \text{ \AA}$ die besseren Fitkurven liefert.

6.3.6 Bestimmung der Polarisation

Der extrapolierte Wert $A(0)$ stellt die Asymmetrie für die elastische Einfachstreuung am Goldatom dar, die Polarisation ergibt sich also durch Division des Wertes durch die theoretische Analysierstärke des Prozesses. Anhand der verfügbaren Daten kann folgende Zusammenfassung zur Abschätzung des Fehlers gemacht werden:

1. Der typische relative Fehler der Extrapolationen aus 6.8 liegt bei 2.5%.
2. Es kann *nicht* entschieden werden, welche der Funktionen der Gleichungen 6.8 die wirkliche Abnahme der Asymmetrie beschreibt. Nach Fletcher [FLE86] existiert auch keine theoretische Begründung, eine der Fitkurven zu favorisieren - sie sind nur als charakteristische Vertreter einer ganzen Klasse von Funktionen aufzufassen.

Da aber der extrapolierte Wert von Fall zu Fall variiert, muß die Schwankung um den Mittelwert aller Fits als systematischer Fehler angesehen werden.

Der gewichtete Mittelwert und die Standardabweichung sind :

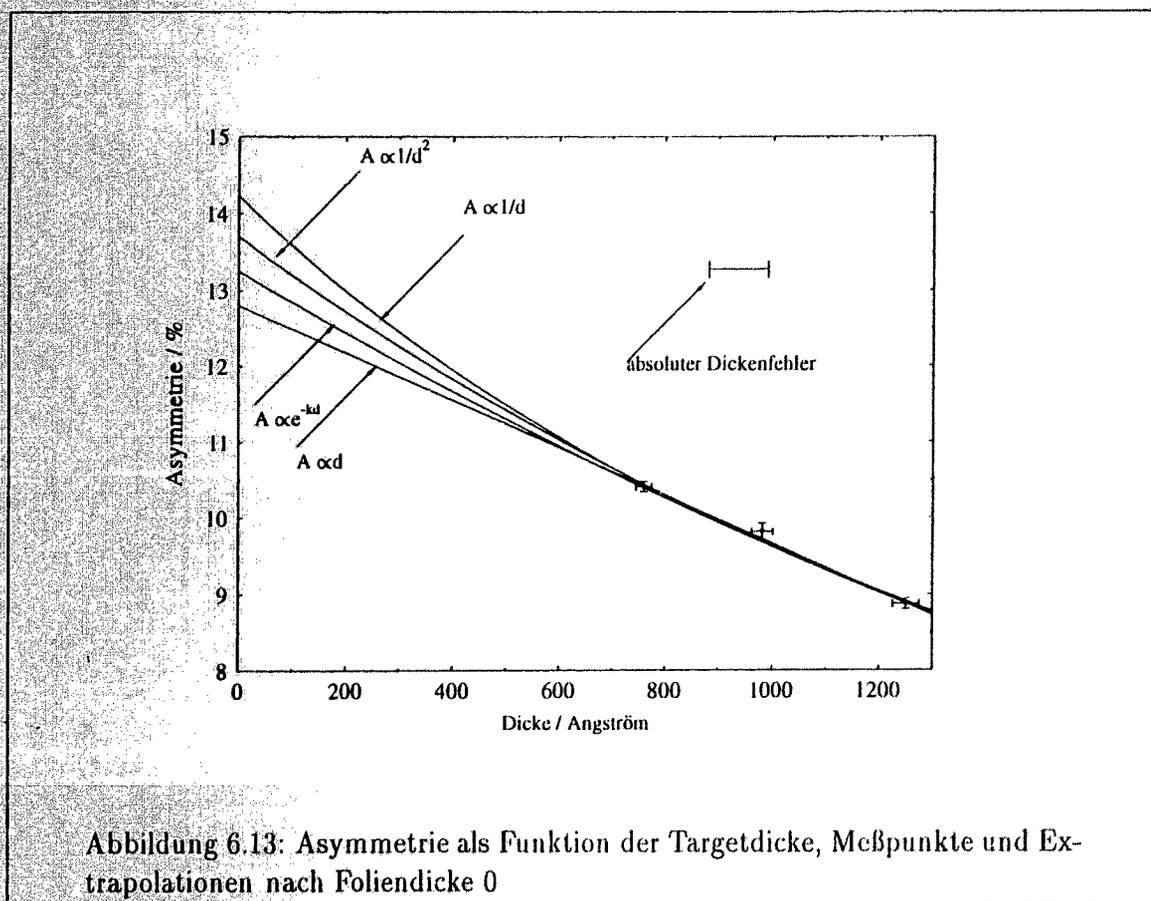
$$\bar{A} = 0.135 \quad ; \quad \sigma = 0.0061 \quad (6.9)$$

3. Durch die Indizien für eine zusätzliche Unsicherheit in der relativen Dicke der Folie mit nominell 1000 \AA (Zählratenschwankungen, Differenz zwischen Wägung und Absorptionsmethode, schlechte Fits) kommt eine Unsicherheit in den extrapolierten Werten von 1% hinzu.
4. Die nicht optimale Energieauflösung der Detektoren bei der Strahlenergie von 100 keV vergrößert die Unsicherheit nochmals um 1%.

Durch quadratische Addition aller Fehler ergibt sich als Fehler der Polarisationsbestimmung:

$$\frac{\Delta P}{P} \leq \pm 0.055$$

Für den hier vermessenen Kristall ergibt sich somit folgende Polarisation:



$$P = 0.346 \pm 0.019$$

Es ist anzumerken, daß die beiden Hauptfehlerquellen am effektivsten durch die Gewinnung von mehr Meßwerten bei verschiedenen und vor allem kleineren Foliendicken verringert werden könnten. Nach dem Verlauf der Kurven in Abbildung 6.13 ist zu vermuten, daß mit einem Satz Folien zwischen 150 und 1000 Ångström die Ungenauigkeit, die durch die Wahl des Fits gegeben ist, fast eliminiert und die Unsicherheit des einzelnen Fits selbst merklich verringert werden könnte. Eine relative Genauigkeit $\Delta P/P$ von 3% scheint erreichbar.

Abschließend soll vermerkt werden, daß die zur Zeit genauesten Bestimmungen der Polarisation mit einem von Hopster [HOP88] vorgeschlagenen Verfahren erzielt werden, bei dem mit Hilfe mehrerer Doppelstreuexperimente an zwei Goldtargets die effektive Analysierstärke aus der Berechnung der Polarisation ausgeschlossen werden kann. Die Genauigkeit dieser Methode zur Bestimmung der Polarisation scheint kleiner als 1% zu sein [MAY93].

6.3.7 Qualitätsfaktor des Mottpolarimeters

Aus dem Verhältnis zwischen gemessener und extrapolierte Asymmetrie kann die effektive Analysierstärke jedes Targets festgelegt werden. Beispielsweise ergibt sich die Analysierstärke des dünnsten Targets zu $A_y^{eff} = 0.301$. Bei Polarimetern wird der Qualitätsfaktor

zu

$$Q = A_{eff}^2 \cdot \frac{N_{nutz}}{N_0} \quad (6.10)$$

angegeben. Dabei ist N_{nutz} die im Detektor gezählte Rate, während N_0 die Rate des Primärstroms darstellt. Die Streurrate im Experiment ist 5 kHz, während der Primärstrom 50 pA ($3 \cdot 10^9 e^-/s$) beträgt. Der Wert von Q ergibt sich so zu $Q = 1.5 \cdot 10^{-6}$. Der Wert von Q kann leicht durch Vergrößerung des Raumwinkels des Detektors verbessert werden. Da sich an der MAMI-Quelle für die kernphysikalischen Experimente sowieso nur Kristalle praktisch einsetzen lassen, die um Größenordnungen höhere Strahlströme erbringen als 50 pA, spielt der Gütefaktor des Polarimeters keine Rolle. Ein Problem liegt eher darin, daß beim typischen Experimentstrom die Einzelzählung der Streueignisse mit der verfügbaren Elektronik unmöglich ist.

6.3.8 Durchführung und Dauer einer Asymmetriemessung

Während einer Strahlzeit kann die typische Asymmetrie von 10% in etwa 15 Minuten mit einer statistischen Genauigkeit $\Delta A/A = 0.01$ bestimmt werden. Zusätzlich wird noch eine Zeitspanne von etwa 5 - 10 Minuten für das Optimieren des Strahls auf dem Goldtarget benötigt.

6.4 Polarisationsmessungen

6.4.1 Polarisation als Funktion der Lichtwellenlänge

Die Veränderung der Polarisation eines der verwendeten Kristalle wurde innerhalb des Abstimmbereichs des Dye-Lasers vermessen. In Abbildung 6.14 ist das Ansteigen der Polarisation in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu sehen.

Die Arbeitswellenlänge von 642 nm wird nicht nur deshalb benützt, weil dort die maximale Laserleistung verfügbar ist, sondern weil die Quantenausbeute zwischen 642 und 670 nm um einen Faktor 2 fällt.

6.4.2 Polarisation als Funktion des Emissionsortes

Die Polarisation wurde an 13 verschiedenen Startorten des Kristalls vermessen, die über die gesamte Kristalloberfläche verteilt waren. Die mittlere Polarisation der 13 Startorte war 34.2, die Standardabweichung des Mittelwertes 1.2 %. Die Polarisation kann daher auf dem Kristall als konstant angesehen werden.

Das Versetzen des Strahlflecks während einer Strahlzeit ist daher auch ohne erneute Polarisationsmessung unbedenklich.

6.4.3 Polarisation der verschiedenen eingesetzten Kristalle

An dieser Stelle sollen die Polarisationswerte der bisher eingesetzten Kristalle angegeben werden. Wie aus Tabelle 6.2 hervorgeht, sind die bisher eingesetzten Kristalle relativ gleichwertig bezüglich der Polarisation, nur ein einziger Kristall lag unter dem 'Standardwert' von 33-35%.

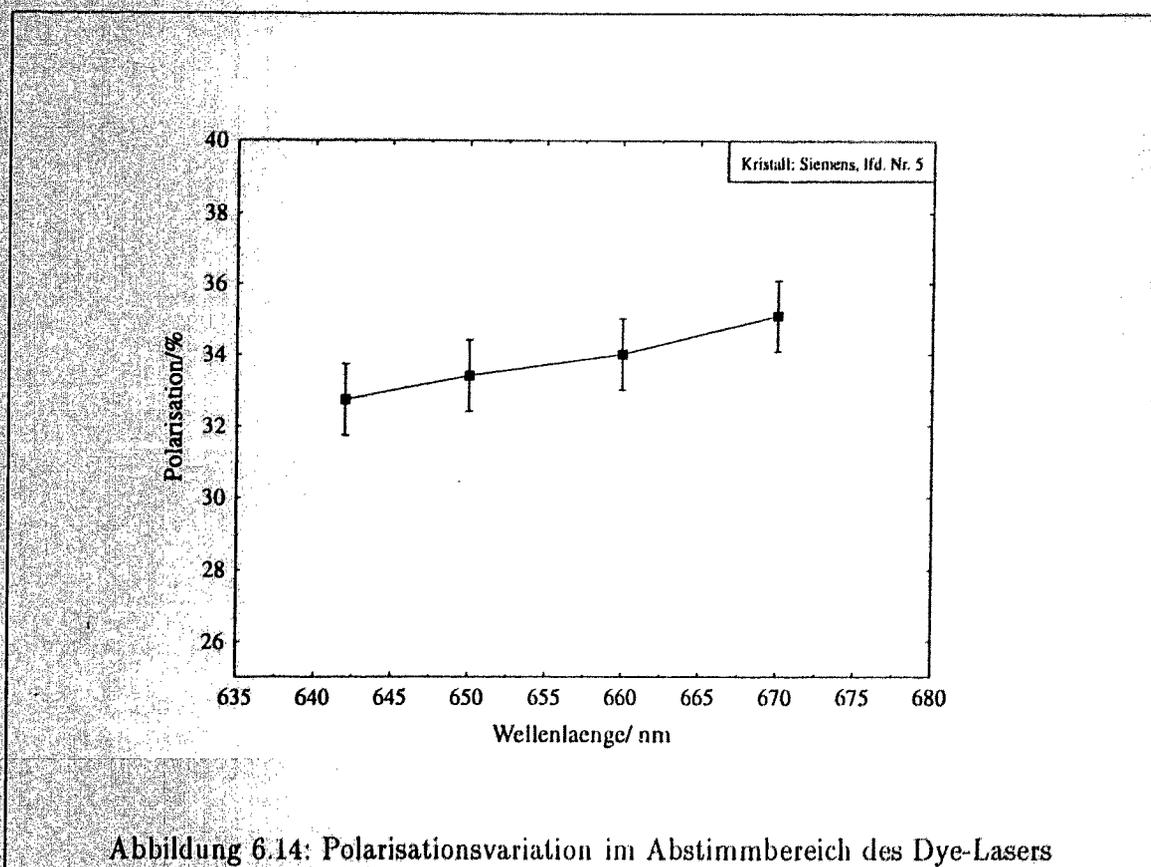


Abbildung 6.14: Polarisationsvariation im Abstimmbereich des Dye-Lasers

Hersteller / lfd. Nr.	Einsatzzeitraum	Verwendungszweck	Polarisation [$\Delta P \approx 2\%$]
Siemens 4	JAN 91 - JUN 92	$H(\vec{e}, e'\vec{p})$	34.5%
Siemens 5	JUN 92 - OKT 92	$D(\vec{e}, e, \vec{n})$	32.5 %
Siemens 6	NOV 92	-	28.2 %
Monsanto 7	DEZ 92 - MAI 93	${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$	34.6%

Tabelle 6.2: Polarisationswerte der verschiedenen benutzten $GaAs_{1-x}P_x$ -Kristalle

6.5 Spinmanipulation

Das Konzept der Spinmanipulation besteht darin, den wegen der Abweichung des g -Faktors von 2 am Targetort vorliegenden Differenzwinkel zwischen Strahlrichtung und Polarisationsvektor durch eine Spindrehung mit Solenoiden in der 100 keV-Beamline zu kompensieren. Der erste der beiden zwischen die elektrostatischen Ablenkungen montierten Solenoide (DS1 in Abb. 6.3) befindet sich vor dem Mottdetektor und dreht den Polarisationsvektor um die Hälfte des in der Beschleunigerebene benötigten Winkels. Um die Funktion dieses Solenoiden nachzuweisen, wurde die Spindrehung in der transversalen Ebene mit Hilfe des Mottpolarimeters vermessen. Wie in Abbildung 6.5 gezeigt, ist mit diesem Solenoiden eine Drehung um $\pm 90^\circ$ möglich, so daß mit Hilfe des zweiten Solenoiden sogar ein völliges Drehen der Polarisation um $\pm 180^\circ$ in der Beschleunigerebene möglich wird. In der Abbildung ist zu sehen, daß die Detektorebenen des Mottdetektors etwa um 45 Grad gegen die Ablenkebene des Spinrotators gedreht sind: Beide Detektorebenen messen ohne Spindrehung etwa gleich große Asymmetrien. Diese Orientierung der Detektoren hat ihren Grund in den beengten

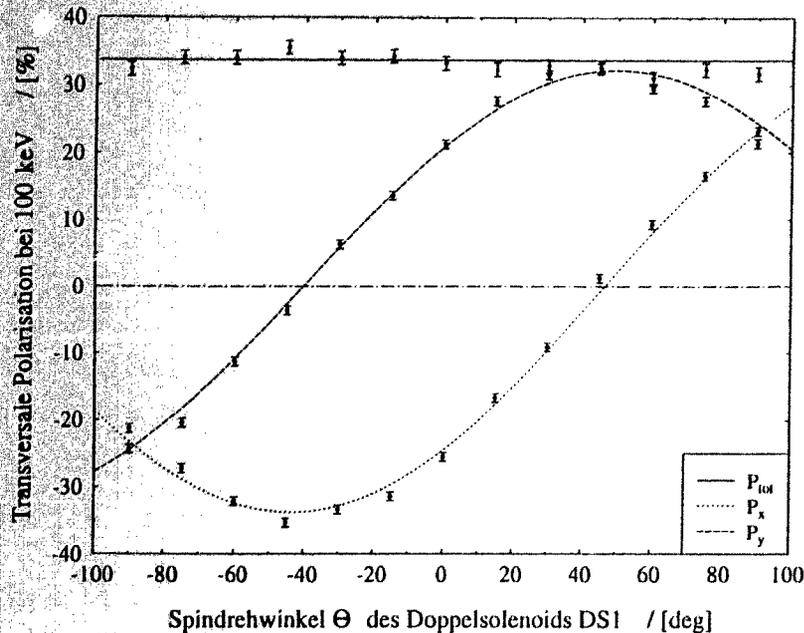


Abbildung 6.15: Asymmetrie der beiden Detektorebenen als Funktion des Spindrehwinkels

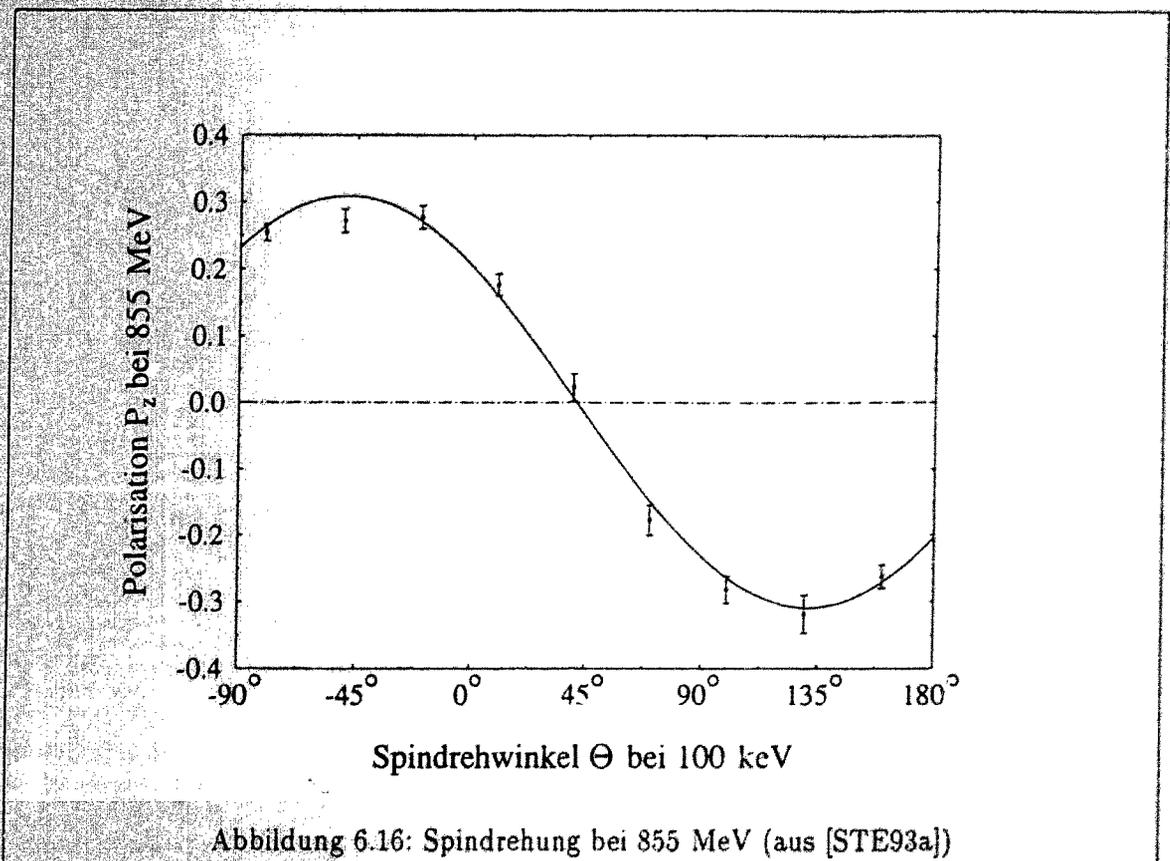
räumlichen Verhältnissen innerhalb des Spinrotatoraufbaus. Die erwartete sinusförmige Modulation der Asymmetrie der beiden Detektorebenen in Abhängigkeit vom Spindrehwinkel ist in der Abbildung zu erkennen. Die gesamte Asymmetrie $A_t = \sqrt{A_x^2 + A_y^2}$ ist unabhängig vom Spindrehwinkel.

6.5.1 Das Møllerpolarimeter

Bei der Experimentierenergie wird die Polarisation direkt vor dem Experiment durch Møllerstreuung an magnetisierten Eisenfolien bestimmt. Die Magnetisierung des Eisens führt zur Polarisierung von 2 der 26 Hüllenelektronen im Eisenatom. Ein Teil der Streuprozesse besteht daher aus der Møllerstreuung polarisierter Strahlelektronen mit polarisierten Targetelektronen.

In diesem Streuprozess existieren bei hochrelativistischer Elektronenenergie und 90 Grad Streuwinkel im CM-System drei von Null verschiedene Analysierstärken A_{xx} , A_{yy} , A_{zz} . Die beiden Indizes beziehen sich auf die Komponenten von Strahl- und Targetpolarisation relativ zueinander. Dabei ist z longitudinal, x und y sind transversal, und y ist senkrecht zur Streuebene.

Da man die Targetpolarisation beliebig zu diesem Koordinatensystem orientieren kann, ist die Bestimmung aller Komponenten der Strahlpolarisation mit diesem Gerät möglich [WAG86]. Die Asymmetrie wird maximal, wenn die Streuung unter 90 Grad im Schwerpunktsystem der beteiligten Elektronen erfolgt. Im Laborsystem bei 855 MeV bedeutet das einen symmetrischen Vorwärtstreuwinkel von $< \pm 3$ Grad. Die Møller-Elektronen werden



in der defokussierenden Ebene eines Quadrupols vom Primärstrahl getrennt; die Dispersion des Quadrupols sorgt zusätzlich für eine Unterdrückung des elastischen (Mott-)Untergrunds, der durch Koinzidenzmessung der beiden beteiligten Elektronen weiter unterdrückt werden kann. Da die Polarisationskomponente des Elektronenstrahls parallel zum Impuls die interessante für kernphysikalische Experimente ist, wurde diese mit einer Magnetisierung der Targets parallel zum Impuls bestimmt. In diesem Fall ist die Analysierstärke der Møllerstreuung mit $A_{zz} = 7/9$ auch siebenmal so groß wie die der anderen Komponenten. Weitere Details zum Møllerpolarimeter finden sich in der Arbeit von Blume-Werry [BLU92].

6.5.2 Spindrehung

In Abbildung 6.16 ist die mit dem Møllerpolarimeter bestimmte Longitudinalkomponente der Polarisation in Abhängigkeit von der Drehung des Polarisationsvektors im Spindrehler abgebildet. Der sinusförmige Verlauf der Polarisation ist zu erkennen, und die Maxima der Polarisation stellen sich bei einem 'Vorhaltewinkel' von etwa -50 oder 135 Grad ein. Die Energiestabilität des Beschleunigers war derart gut, daß bisher keine Änderung dieses Einschubwinkels notwendig wurde. Das Maximum der Polarisation ist innerhalb der Fehler identisch mit dem vom Mott-Polarimeter vor dem Beschleuniger gemessenen Wert. Daher konnte bisher keine signifikante Depolarisation in der Maschine beobachtet werden.

6.6 Schaltkorrelierte Asymmetrien

Asymmetrievermessungen leiden unter einem systematischen Fehler, wenn das Umschalten der Strahlpolarisation selbst eine Asymmetrie induziert. Dies findet z.B. statt, wenn je nach Helizität verschiedene Strahlintensitäten vorliegen.

Der Vollständigkeit halber soll hier angemerkt werden, daß bei den bisher durchgeführten Experimenten diese schaltkorrelierten Asymmetrien kontrolliert wurden. Im ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ -Experiment wurde dabei sowohl die Intensitätsasymmetrie hinter dem Target, als auch die Streuintensität in der elastischen Streuung⁵, die auf schaltkorrelierte Lageschwankungen des Strahls empfindlich ist, untersucht.

Die schaltkorrelierten Effekte waren von der Größenordnung $\leq 10^{-4}$ und beeinflussten daher die Vermessung der Asymmetrien - die bei den bisherigen Experimenten $> 10^{-2}$ sind - nur in vernachlässigbarem Maße.

In Zukunft wird jedoch bei Experimenten, bei denen Genauigkeiten der Asymmetrien von 10^{-7} angestrebt werden, die Kontrolle von schaltkorrelierten Asymmetrien von entscheidender Bedeutung sein.

⁵Diese sollte in der Streuung am polarisierten Gas eine kleine (physikalische) Asymmetrie aufweisen, die hier aber keine Rolle spielt.

Kapitel 7

Pilotexperimente zum Neutron-Formfaktor

Zum Abschluß dieser Arbeit sollen hier kurz die bisher erzielten Resultate im Experimentierbetrieb mit der polarisierten Elektronenquelle vorgestellt werden.

Nach der Einstellung der maximalen longitudinalen Spinkomponente am Targetort begannen die Mitglieder der A3-Kollaboration mit den Tests zur Vorbereitung des Experiments zur Vermessung des elektrischen Formfaktors des Neutrons.

Solche Messungen konnten mit Teilaufbauten des in Kapitel 2 skizzierten Detektorsystems durchgeführt werden, was wichtige Informationen vor eventuell zeit- und arbeitsintensiven Aufbauten erbrachte.

7.1 Der Spintransfer auf das Proton in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})$

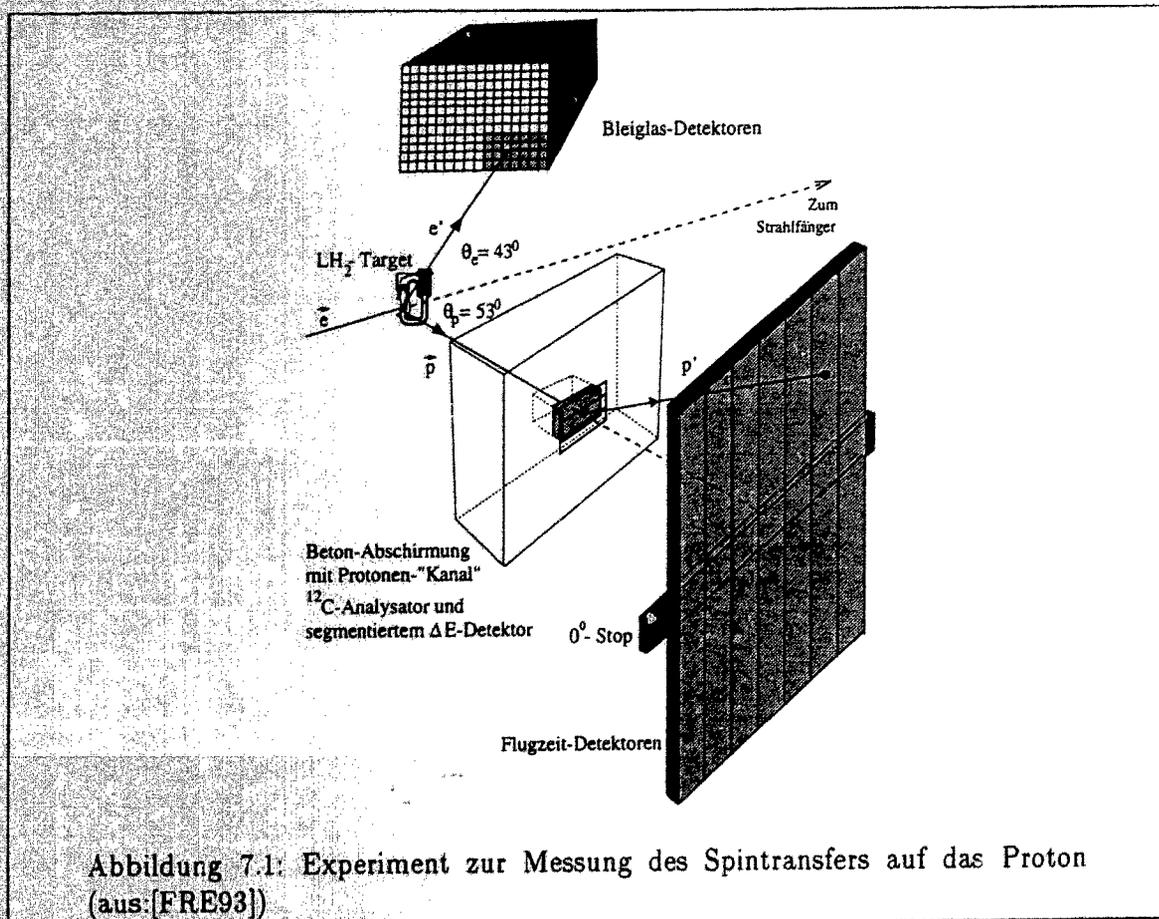
Ein Experiment am flüssigen Wasserstoff bietet den Vorteil der exakten kinematischen Definition, d.h. durch den Streuwinkel des elastisch gestreuten Elektrons sind der Winkel und die Energie des rückgestoßenen Protons genau definiert. Der Impulsübertrag liegt für den im Experiment benutzten Elektronenstreuwinkel bei $q^2 = 8.1 fm^{-2}$. Die zu messende Observable in diesem Experiment ist der elektrische Formfaktor G_E^P des Protons. Er ist in diesem Impulsübertragungsbereich mit hoher Präzision aus der elastischen Elektronenstreuung mit konventioneller Rosenbluthseparation bekannt. Es bot sich daher die Möglichkeit, das Konzept, den elektrischen Formfaktor durch Messung des Spintransfers auf das Nukleon zu messen, anhand dieses Vergleichs zu testen, bevor die wesentlich kompliziertere Messung des Spintransfers auf das Neutron in Angriff genommen wurde.

Da die Elektronenpolarisation longitudinal ist, können die Komponenten des Spintransfers nur in der Streuebene liegen.

Die Größe des Polarisationsstransfers - das heißt die Polarisation der Rückstoßprotonen senkrecht zum Impulsübertrag in der Streuebene - ist durch folgende Beziehung (siehe auch Gleichung 2.9) gegeben:

$$P_1^P = -P_e \frac{2 \cdot \sqrt{\tau(\tau+1)} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) G_E G_M}{G_E^2 + \tau G_M^2 (1 + 2(1+\tau) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right))} \quad (7.1)$$

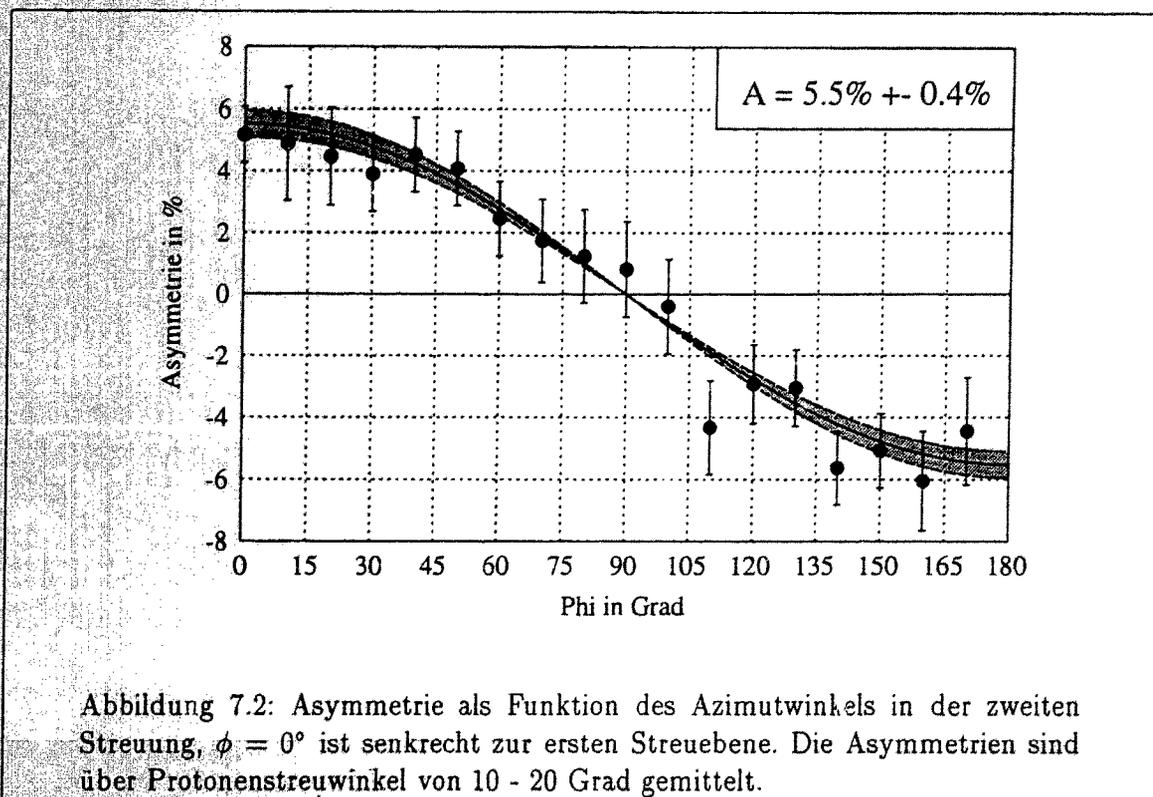
Wie aus Abbildung 7.1 zu erkennen ist, werden nur einige wenige Elektronendetektoren gebraucht.



Die Protonen werden in den großen Plastiksintillatorstäben nachgewiesen. Die oben und unten am jeweiligen Detektor angebrachten Photomultiplier erlauben die Identifikation der Höhe des Einschlagortes im Detektor. Diese Eigenschaft ist für die Bestimmung der Polarisation entscheidend. Die Eigenschaft des Analysators wird von dem Kohlenstoffblock übernommen, der zwischen das Wasserstofftarget und die Detektoren plaziert ist. Die Streuung am Kohlenstoff besitzt eine Analysierstärke, die bereits für Streuwinkel von mehr als einigen Grad Werte von mehr als 40 Prozent annimmt. Um die Zähl Elektronik nicht zu überlasten, wurden die Protonen, die einen kleineren Streuwinkel besaßen, mit einem Aluminiumbalken vor den Detektoren gestoppt. Auch hier ist - wie bei der in Kapitel 6 beschriebenen Mottstreuung - die Asymmetrie maximal, wenn die Polarisation senkrecht auf der Streuebene steht. Da die Polarisation des Protons in der Streuebene des Elektrons liegen muß, wird man also für eine zweite Streuung senkrecht zur ursprünglichen (Elektron-Proton-) Streuebene eine maximale Asymmetrie erwarten, während in dem Fall, daß diese zweite Streuung in der ersten Streuebene liegt, die Asymmetrie verschwindet. Insgesamt ist also eine sinusförmige Modulation mit dem Azimutwinkel zu erwarten.

Abbildung 7.2 zeigt die Asymmetrie als Funktion des Azimutwinkels in der zweiten Streuung.

Aus der Größe der Asymmetrie, der als Funktion des Winkels bekannten Analysierstärke und der bekannten Elektronenpolarisation konnte ein Wert für den Protonformfaktor gewonnen werden, der mit dem erwarteten Wert innerhalb der Fehler übereinstimmte. Eine ähnliche Messung wurde auch für die Reaktion $D(\vec{e}, e'\vec{p})$ durchgeführt. Auch hier wurde G_E^P



vermessen.

7.2 Die G_E^N -Pilotexperimente

Nach dem prinzipiellen Beweis der Funktionstüchtigkeit des Meßprinzips wurden Pilotexperimente vorgenommen, um erste Werte zum Formfaktor des Neutrons - zunächst bei einem einzigen Impulsübertrag - zu erhalten. Dabei sollten sowohl die Reaktion am Deuterium ($D(\vec{e}, e'\vec{n})$) als auch die Streuung am polarisierten Helium (${}^3\bar{H}e(\vec{e}, e'n)$) benutzt werden. Wieder wurden nur Teile des geplanten Experimentaufbaus benötigt.

7.2.1 Messung des Spintransfers auf das Neutron ${}^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$

Die Stromstärke der polarisierten Elektronenquelle mußte für dieses Experiment auf den maximalen vom Kryotarget zur Zeit tolerierten Strom von $4.5 \mu A$ - entsprechend etwa $20 \mu A$ Primärstrom - gesteigert werden. Eine Datennahme von 170 Stunden Strahlzeit auf dem Target ergab nach erfolgreicher Datenreduktion eine Asymmetrie, deren statistische Genauigkeit $\Delta A/A = 0.24$ ist.

Im Prinzip ließe sich aus der Asymmetrie ein erster Wert für den Formfaktor des Neutrons gewinnen, aber die Analysierstärke dieses Neutronpolarimeters ist nicht präzise genug bekannt. Nach Abschluß der Messungen muß das Polarimeter an einem Neutronenstrahl von bekannter Polarisation kalibriert werden.

7.2.2 Messung der Asymmetrie in der Streuung am ${}^3\text{He}$

Im Falle des Helium-3-Experimentes liegen die experimentellen Verhältnisse etwas günstiger, da wegen der schon vorliegenden Polarisation des Neutrons direkt eine Asymmetrie in der quasielastischen Elektronenstreuung entsteht (siehe Gleichung 2.8). Daher müssen nur die spinabhängigen Wirkungsquerschnitte für die quasielastische Streuung am Neutron bestimmt werden, während die Polarisationsanalyse der herausgeschlagenen Neutronen unterbleiben kann.

Weiterhin kann man ausnützen, daß die Stellung der Helium-Polarisation relativ zum Impulsübertrag variabel ist: Die Neutronpolarisation ist durch äußere Magnetfelder in jeder Richtung orientierbar, speziell die Richtungen senkrecht und parallel zum Impulsübertrag sind ausgezeichnet. Mißt man die Asymmetrien in beiden Fällen, so ist der Quotient dieser beiden Größen (siehe [HEI90], bzw. 2.8):

$$\frac{A^\perp}{A^\parallel} = \frac{A_{exp}(\vec{P}_N \perp \vec{q})}{A_{exp}(\vec{P}_N (\parallel \vec{q}))} \approx - \frac{1}{\sqrt{\tau + \tau(1 + \tau)\tan^2(\frac{\theta}{2})}} \cdot \frac{G_E}{G_M} \quad (7.2)$$

Während die beiden einzelnen Asymmetrien proportional zum Produkt aus Target- und Elektronenstrahlpolarisation sind und daher die Extraktion eines Formfaktors auch immer den Fehler dieser beiden Größen trägt, fällt diese Fehlerquelle hier heraus, wobei vorausgesetzt ist, daß die Polarisierungen zeitlich stabil bleiben.

Da der Druck des Targets etwa 1 bar beträgt, ist die Targetdichte um Größenordnungen kleiner als die von flüssigem Deuterium. Dieser Nachteil kann nur zum kleinen Teil durch eine Verlängerung der Targetzelle wettgemacht werden, so daß es nicht verwundert, daß zur Messung des Asymmetrieverhältnisses der Elektronenstrom auf den höchsten möglichen Wert, der durch die Zählratenfestigkeit des eingesetzten Detektorsystems limitiert war, festgesetzt wurde. Dieser betrug bis zu etwa $10 \mu\text{A}$, was einen Primärstrom von 50 Mikroampere erforderlich machte.

Insgesamt wurden etwa 150 Stunden lang Daten genommen, wobei etwa 85% der Zeit zur Messung der Asymmetrie A^\perp gebraucht wurden, weil diese wesentlich kleiner als die Asymmetrie A^\parallel ist.

Auch in diesem Experiment wurde etwa eine Genauigkeit der Messung des Verhältnisses in 7.2 von 30% erzielt. Der Abschluß der zur Zeit noch laufenden Datenauswertung wird die Extraktion des Wertes von G_E^N bei einem q^2 von 8 fm^{-2} ermöglichen.

7.2.3 Zukünftige Strommengenanforderungen der A3-Experimente

Die bisher verwendeten Stromstärken entsprechen denen, die zur Erzielung der entsprechenden statistischen Genauigkeit für den Endausbau des Detektorsystems eingeplant worden sind. Aus verschiedenen Gründen - z.B. Untergrundverhältnisse und Belastbarkeit des Kryotargets - wird es wohl zu keiner wesentlichen Steigerung der Stromstärke mehr kommen. Auch die Experimentzeiträume, die in der Strahlzeitabschätzung angegeben werden [FIN89], entsprechen denjenigen der Pilotexperimente, so daß die Versorgung der A3-Experimente mit polarisierten Elektronen gesichert erscheint. Von der Seite der Quelle her lassen sich die Experimente also nur noch durch eine Steigerung der Polarisation verbessern. Während das kommerziell erhältliche LED-Kristallmaterial anscheinend nur 35% Polarisation mit genügender Quantenausbeute erlaubt, kann mit speziell gefertigten Kristallen (zum Beispiel

InGaAsP¹) auch mehr als 40% Polarisation bei gleicher Quantenausbeute erreicht werden. Die Betriebsparameter der GaAs-Dünnschichtkathoden mit eingebauter Gitterverzerrung (strain), die höhere Polarisationen als 50% erlauben, sind derzeit noch nicht genügend erforscht, um Aussagen über ihre Verwendbarkeit bei den Strömen, die für A3-Experimente benötigt werden, zu machen. Die besten heute (Herbst 1993, [KLA93]) bekannten Werte - erzielt vom SLAC Laboratorium - liegen bei einigen Promille Quantenausbeute und 80% Polarisation. Mit der Doppelquelleninstallation bietet sich die Möglichkeit, solches Kristallmaterial auszutesten, ohne die dauerhafte Versorgung der laufenden Experimente zu gefährden.

¹Solche Kristalle sind für unsere Arbeitsgruppe vom Institut für Halbleiterphysik in Nowosibirsk gefertigt worden [TER93].

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die ersten Experimente mit polarisierten Elektronen am MAMI-Beschleunigersystem haben stattgefunden. Durch die Messung der Asymmetrie in der quasielastischen Streuung polarisierter Elektronen am Neutron im polarisierten Helium-3 ist der A3-Kollaboration der prinzipielle Nachweis gelungen, daß sich mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons korrelierte Größen auf diese Weise messen lassen. Außerdem gelang der Nachweis der Polarisation des herausgeschlagenen Neutrons in der gleichen Reaktion am Neutron im Deuterium. Für diese Experimente wurde im Rahmen dieser Arbeit die benötigte polarisierte Elektronenquelle auf der Basis der Photoemission an $GaAs_{1-x}P_x$ -Kristallen am Beschleuniger aufgebaut und eingesetzt.

Die Anforderungen an die Strahlqualität konnten erfüllt werden: Die Quelle wurde während der Experimente mit einer Emittanz von $E \leq 0.5 \pi \cdot mm \cdot mrad$ betrieben, was etwa die Hälfte des vorgegebenen Wertes ist. Damit wurde die Brillanz I/E des Strahls gegenüber der alten am LINAC eingesetzten Quelle um fast zwei Größenordnungen erhöht.

Mit Hilfe des akustooptisch modulierten Lasersystems ist es gelungen, die für die Strahldiagnose in MAMI notwendigen Diagnosepulse zu erzeugen, die bei einer Dauer von 8 ns eine Repetitionsrate von 10 kHz aufweisen. Auf diese Weise läßt sich die Optimierung der Mikrotrone analog zu der mit der konventionellen Elektronenquelle üblichen Methode durchführen. Die problematische Betriebsstabilität der Quelle unter der Hochspannung von 100 Kilovolt konnte durch eine Minimierung des elektrischen Feldgradienten an der kristalltragenden Elektrode soweit verbessert werden, daß unter dem Einfluß der Hochspannung ausgelöste Feldemissionselektronen die Betriebsstabilität nicht mehr limitieren.

Die kontinuierlich mögliche Betriebszeit liegt bei 150-200 Stunden für 20 Mikroampere und bei 25-35 Stunden für 50 Mikroampere Primärstrom. Diese Zeiten sind aufgrund einer lokalen Quantenausbeuteverschlechterung am Emissionsort und seiner Umgebung limitiert, die nur auf einer gegenüber der Kristallgröße kleinen Fläche stattfindet. Daher kann der Betrieb in einer quasikontinuierlichen Weise durchgeführt werden. In diesem Betriebsmodus wird der Emissionsort auf dem Kristall gewechselt, sobald die Quantenausbeute am ursprünglichen Ort nicht mehr ausreicht. Bei 50 Mikroampere Strahlstrom konnte auf diese Weise die Experimentierzeit auf 150 Stunden effektive Datennahme ausgedehnt werden. Die Betriebszeitausfälle durch das Wechseln der Position lagen zwischen 5 und 10% der Experimentierzeit.

Weiterhin wurde ein Mott-Polarimeter in die Injektionsstrahlführung der polarisierten Elektronenquelle integriert. Durch Messung der Asymmetrien in der elastischen Elektronenstreuung bei einem Streuwinkel von 120 Grad an verschiedenen dicken Gold-Targets konnte das Po-

larimeter kalibriert werden, so daß eine absolute Bestimmung der Strahlpolarisation möglich war. Der Fehler $\Delta P/P$ in der Polarisationsbestimmung liegt bei 5.5%. Die Polarisation der verwendeten Kristalle lag zwischen 32 und 35%.

In Zukunft wird die Weiterentwicklung der polarisierten Elektronenquelle einerseits eine Steigerung der kontinuierlichen Betriebszeit auch bei noch höheren Strömen umfassen. Ansätze dazu sind die automatische Kompensation des beim Positionswechsel entstehenden Strahlversatzes und der Einsatz eines Doppelquellensystems.

Andererseits ist die Steigerung der Polarisation von noch größerer Bedeutung, da viele Experimente bereits jetzt mit genügend Elektronenstrom versorgt werden können. Da die Präzision der Ergebnisse proportional zur Elektronenstrahlpolarisation ist, können diese Experimente von der Elektronenquelle her nur noch auf diese Weise verbessert werden. Es wird angestrebt, die Polarisationswerte für Hochstromexperimente bis nahe an die für massive Kristalle gültige Grenze von 50% heranzuführen.

Dünne Halbleiterschichten mit Kristallgitterverzerrung durch mechanische Spannung erlauben sogar noch höhere Polarisationsgrade als 50%, jedoch ist nicht sicher, ob Experimente mit hohen Strömen mit diesem Material durchführbar sind. Zumindest für die Experimente mit geringem Strombedarf sollte jedoch ein Strahl mit höherer Polarisation bald zur Verfügung stehen.

Literaturverzeichnis

- [ADA68] *W.E.Adams*: Pockels cells: Theory, test procedures, characteristics. Lawrence Radiation Laboratory, University of California UCLR-50463(1968)
- [ALG79] *M. J. Alguard et. al.*: A source of highly polarized electrons at the Stanford linear accelerator center. Nucl. Instrum. Meth. **163** (1979) p.29-56
- [ARE87] *H. Arenhövel*: On the determination of the electric form factor in $d(\vec{e}, e'\vec{n})p$. Phys. Lett. **B 199** (1987) p.13-16
- [ARD56] *M. v. Ardenne*: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskope. Verlag der Wissenschaften; Berlin 1956 p.127
- [ARN81] *R. G. Arnold et. al.*: Polarization transfer in elastic electron scattering from nucleons and deuterons. Phys. Rev. C **23,1** (1981) p.363-374
- [ARU89] *T. Aruga, Y. Murata*: Alkali Metal Adsorption on metals. Progr. Surf. Sci. **31** (1989) p.61
- [AUL88] *Kurt Aulenbacher*: Konzeption, Bau und erste Tests einer Quelle polarisierter Elektronen für den Elektronenbeschleuniger MAMI B. Diplomarbeit, Institut für Physik; Universität Mainz (1988)
- [BAR59] *V. Bargman et. al.*: Precession of the polarization of particles moving in homogeneous electromagnetic fields. Phys. Rev. Lett. **2** (1959) p.435
- [BEL70] *R.L. Bell*: Negative electron affinity devices. Oxford at the clarendon press 1970 p.8
- [BLO28] *F. Bloch*: Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. Z.Phys. **52** (1928) p.555
- [BLO90] *A. Blondel*: Polarization at LEP. in: Proceedings of the 9th international Symposium on High Energy Spin Physics, Bd.1; Springer, Berlin 1991 p.128-152
- [BLU92] *J. Blume-Werry*: Møllerpolarimetrie am polarisierten Elektronenstrahl von MAMI. Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik Universität Mainz (1992)
- [BOR33] *M. Born*: Optik. Julius Springer; Berlin 1933 §48
- [BRA88] *H.H. Braun*: Das Choppersystem für den Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons. Diplomarbeit, Mainz, Institut für Kernphysik (1988)

- [BRO63] *A.R. Brosi et. al.*: A precision measurement of the longitudinal polarization of betas following the ^{32}P decay. Nucl. Phys. **33** (1963) p.353-387
- [CAL74] *J. Callaway*: Quantum Theory of the Solid State. Academic Press; New York 1974 p. 186ff.
- [CAT89] *G. D. Cates et. al.*: The Bates polarized electron source. Nucl. Instrum. Meth. **A278** (1989) p.293-316
- [CON83] *D. Conrath*: Die Polarisaton des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls im Mainzer Experiment zur Paritätsverletzung neutraler Ströme. Dissertation; Institut für Physik, Universität Mainz (1983)
- [COX77] *B.M. Cox, W.T. Williams*: Field-emission sites on unpolished stainless steel. J. Phys **D 10L** (1977) p.5-9
- [DOM92] *T. Dombó*: Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100-keV-Beamline polarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1992)
- [DON86] *T. W. Donnelly, S. A. Raskin*: Considerations of Polarization in inclusive Electron Scattering from Nuclei. Ann. Phys. **65** (1986) p.247-351
- [DON91] *T. W. Donnelly*: Polarization observables in Photo- und Electro-production. Proceedings of the 9th international Symposium on High Energy Spin Physics, Bd.1; Springer, Berlin 1991 p. 221-229
- [DRA77] *W. von Drachenfels et. al.*: A pulsed source of polarized electrons with high repetition rate. Nucl. Instrum. Meth. **140** (1977) p. 47-55
- [DRE66] *S.D. Drell, A.C. Hearn*: Exact sum rule for nucleon magnetic moments. Phys. Rev. Lett. **16** (1966) p. 908-911
- [DRE92] *P. Drescher*: Photoelektronen-Spektroskopie von cäsiierten GaAsP-Photokathoden. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1992)
- [DRO85] *H-J Drouhin et. al.*: Photoemission from activated gallium arsenide. Phys. Rev. **B 31,6** p. 3859-3871
- [ECK92] *G. Eckart et. al* : A dense polarized ^3He -Target based on compression of optically pumped gas. Nucl. Instrum. meth. **A 320** (1992) p.53-65
- [ESA91] *S. Essabaa et. al.*: The Orsay Polarized Electron Source. in: Proceedings of the 9th international Symposium on High Energy Spin Physics, Bd.2; Springer; Berlin 1991 p.8-11
- [EYL93] *D. Eyl*: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1993)
- [FAN68] *U. Fano*: Spinorientation of photoelectrons ejected by circularly polarized light. Phys.Rev. **178** (1968) p.131-136

- [FAR72] *G.A. Farall, M. Owens*: Techniques for the Study of Breakdown between Large-Area Electrodes in Vacuum. *J. Appl. Phys.* **43** (1972) p.938-943
- [FIN89] Finanzierungsantrag Sonderforschungsbereich 201: Mittelenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung; Mainz (1989) p.148 ff.
- [FIN92] Finanzierungsantrag Sonderforschungsbereich 201: Mittelenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung; Mainz (1992) p.183 ff.
- [FLE86] *G.D. Fletcher et. al.*: New insights in Mott-scattering polarimetry. *Phys. Rev. A* **54** (2) (1986) p.911-919
- [FOW28] *R.H. Fowler, L. Nordheim*: Electron emission in intense electric fields. *Proc. R. Society London A* **119** (1928) p.173-181
- [FRE93] *A. Frey*: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1993)
- [FRI87] Friedrichsfeld Ag: Datenblatt Elektrische Durchführungen und Isolierrohre; Mannheim (1987)
- [GAL71] *S. Galster et. al.*: Elastic Electron-Deuteron Scattering and the Electric Neutron Form Factor at Four Momentum Transfers $5 fm^{-2} < q^2 < 14 fm^{-2}$. *Nucl. Phys. B* **32** (1971) p. 221-237
- [GAR74] *E. Garwin et. al.*: Polarized Photoelectrons from optically magnetized semiconductors. *Helv. Phys. Acta* **47** (1974) p. 392
- [GAS88] *W. Gasteyer*: Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozeß von 3/5-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität. Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz (1988)
- [GAY91] *T.J. Gay et. al.*: Extrapolation procedures in Mott polarimetry. *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1) (1991) p. 114-128
- [GER65] *S. B. Gerassimov*: A sum rule for magnetic moments and the damping of the nucleon magnetic momentum in nuclei. *Yad. Fiz.* **2** (1965) p. 598-602
- [GIB80] *J.F. Gibbons*: Ion Implantation. in: T.S. Moss (ed.): *Handbook of semiconductors*, Bd. 3; North Holland; Amsterdam (1980) p. 599-640
- [GIN54] *E.L. Ginzton, B.K. Wadia*: Positive Ion Trapping in Electron Beams. *Proc. I.R.E.* **42** (1954) p. 1548-1554
- [GRA83] *L.G. Gray et al.*: Intense source of polarized electrons using laser induced optical pumping. *Rev.Sci.Instr.* **54** (1983) p. 271-274
- [HAC74] *R. Hackam, S.K. Salman*: Effects of electrode curvature, distance from glass insulator, and addition of hydrogen on field-emission currents and breakdown voltage in vacuum. *J. Appl. Phys.* **45** (1974) p. 4384-4392

- [HAR87] *W. Hartmann*: Eine Quelle polarisierter Elektronen zur Messung der Paritätsverletzung in der Elektron-Nukleonstreuung. Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz (1986)
- [HAR90] *W. Hartmann et. al.*: A Source of Polarized Electrons Based on Photoemission of GaAsP. *Nuclear Instruments and Methods A* **286** (1990) p. 1-8
- [HAR90a] *H. Hartmann*: Spinanalyse mittels Mottstreuung an der Quelle polarisierter Elektronen für MAMI B. Diplomarbeit, Institut für Physik, Mainz (1990)
- [HAR92] *R. Hartmann*: Bau und Test einer Cäsium-Atomstrahlquelle zur Präparierung von Halbleiterphotokathoden. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1992)
- [HEI70] *U. Heinzmann et. al.*: Elektronenspinpolarisation bei der Photoionisation unpolarisierter Cäsiumatome mit zirkularpolarisiertem Licht. *Z. Phys.* **240** (1970) p. 42-59
- [HEI89] *W. Heil et. al.*: Improved limits on the weak, neutral, hadronic axial vector coupling constants from quasielastic scattering of polarized electrons. *Nucl. Phys.* **B327** (1989) p. 1-31
- [HEI90] *W. Heil*: Spin Physics at MAMI. Proceedings of the 9th international Symposium on high energy Spin Physics Bd.1; Springer, Berlin (1991) p. 250-259
- [HEI91a] *E. Heinen-Konschack*: Untersuchungen zur Spinmodulation der Quelle polarisierter Elektronen von MAMI B. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1991)
- [HER76] *H. Herminghaus*: The design of a cascaded 800 MeV, normal conducting c.w. race-track microtron. *Nucl. Instr. Meth.* **138** (1976) p. 1-12
- [HER79] *W.B. Herrmannsfeldt*: SLAC Report 166, Stanford University (1979)
- [HER80] *H. Herminghaus*: Low-Q-Strahllagemonitore. Interne Notiz 1/80, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1980)
- [HOE79] *Hözl, Schulte*: Work function of metals. Springer Tracts in Modern Physics (**85**); Berlin, Heidelberg, New York (1979)
- [HOD79] *L.A. Hodge et. al.*: Mott electron spin analysis system of novel design. *Rev. Sci. Instrum.* **50** (1979) p. 5-8
- [HOF92] *J. Hoffmann*: Untersuchungen zur Pulsstruktur des Strahls polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1992)
- [HOL64] *H.G. Holzwarth, M.J. Meister*: Tables of asymmetry, cross-section, and related functions for Mott-scattering of electrons by screened Gold nuclei. Universität München (1964)
- [HOP88] *H. Hopster, D. L. Abraham*: New method for accurate calibration of an electron-spin polarimeter. *Rev. Sci. Instrum.* **59** (1988) p.49-51
- [HSE80] *H.C. Hseuh*: Evaluation of Zr-V-Fe getter pump for UHV-System. *J. Vac. Sci. Technol.* **A1** p.1283-1286

- [JEU83] *L.B. Jeunehomme*: Single Mode Fiber Optics. Marcel Dekker: Basel (1983) p. 53ff.
- [KES85] *J. Kessler*: Polarized electrons. Springer Verlag: 2. Auflage, Berlin (1985)
- [KES86] *H. G. Kessler*: Elektronenoptische Eigenschaften einer 50keV-Quelle polarisierter Elektronen mit GaAsP-Photokathode. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1986)
- [KIR83] *J. Kirschner et. al.*: Energy and Spin-Analysis of Polarized Photoelectrons from NEA-GaAsP. Appl. Phys. **A 30** (1983) p. 177-183
- [KIT88] *C. Kittel*: Einführung in die Festkörperphysik. R. Oldenbourg; 7. Auflage, München (1988) p. 276f.
- [KLA93] *L. Klaisner*: SLC polarized gun performance. Vortrag im SLAC Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources, Stanford (1993) (wird veröffentlicht)
- [KOG72] *H.W. Kogelnik et. al.*: Astigmatically compensated cavities for c.w.-dye-lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-8,3** (1972) p. 373
- [KRE87] *H-J Kreidel*: Methoden zur Erkennung und Beseitigung von strahloptischen Störungen am Beispiel des Mainzer Mikrotrons. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1987)
- [KRO66] *V. E. Krohn, G. R. Ringo*: Measurement of the Electron Neutron Interaction by the Asymmetrical Scattering of Thermal Neutrons by Noble Gases. Phys. Rev. **148, 2** (1966) p. 1303-1310
- [LEE85] *C. H. Lee et. al.*: Electron Emission of over 200A/cm² from a Pulsed Laser Irradiated Photocathode. IEEE Trans. Nucl. Sci. **32, 5** (1985) p. 3045-3047
- [LIN79] *K. Linnenfelder*: Entwurf, Berechnung und Test einer Elektronenkanone mit speziellen Eigenschaften zur Verwendung als Quelle für einen Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1979)
- [LYO33] *B. Lyot*: Un monochromateur à grand champ utilisant les interférences en lumière polarisée. Compt. Rend. **197** (169) (1933) p. 1593
- [MAL36] *L. Malter*: Thin film field emission. Phys. Rev. **50** (1936) p. 48-57
- [MAR91] *T. Maruyama et. al.*: Observation of Strain-Enhanced Electron-Spin Polarization in Photoemission from InGaAs. Phys. Rev. Lett. **66,18** (1991) p. 2376-2379
- [MAY70] *D. Maydan*: Fast Modulator for Extraction of Internal Laser Power. Journal of applied Physics **41, 4** (1970) p. 1552
- [MAY93] *S. Mayer et. al.*: Calibration of a Mott Electron Polarimeter: Comparison of Different Methods. Rev. Sci. Instrum. **64** (1993) p. 952-957
- [MES90] *G. Messinger*: Impulsmodulation der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI B mittels Laser-Cavity-Dumping. Diplomarbeit: Institut für Physik Universität Mainz (1990)

- [MEI84] *F. Meier, D. Pescia*: in: F. Meier (ed.): Optical Orientation; Elsevier Science Publishers B.V.; Amsterdam 1984 p. 295-351
- [MEL92] Melles Griot Optics Guide 5, Montigny le Bretonneux 1992
- [MOT32] *N.F. Mott*: The polarization of electrons by double scattering. Proc. Roy. Soc. A **135** (1932) p. 429-458
- [MOT68] *N.F. Mott, T. Massey*: Theory of atomic collisions. Oxford at the clarendon press; 3. ed. 1968 p. 115f.
- [NAK91] *T. Nakanishi et. al.*: Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer. Phys. Lett. A **158** (1991) p. 345-349
- [NAS82] *P. Nass*: Ein Mottanalysator zur Spinanalyse Niederenergetischer Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1982)
- [NOE82] *R.J. Noer*: Electron Field Emission from Broad-Area Electrodes. Appl. Phys. A **28** (1982) p. 1-24
- [PIE54] *J.R. Pierce*: Theory and design of electron beams. van Nostrand, Toronto 1954
- [PIE75] *D. Pierce et. al.*: Negative electron affinity GaAs: A new source of spinpolarized electrons. Appl. Phys. Lett. **26** (1975) p. 670-672
- [PIK84] *G. Pikus, A. Tikov*: Spin relaxation. in: F. Meier (ed.): Optical Orientation; Elsevier Science Publishers B.V.; Amsterdam 1984 p. 77-131
- [PLA91] *S. Platchkov et. al.*: The Deuteron $A(q^2)$ Structure Function and the Neutron Electric Form Factor. Nucl. Phys. A **510** (1990) p. 740-758
- [PLU93] *S. Plützer*: Dissertation; Institut für Physik, Universität Mainz (1993) (in Vorbereitung)
- [ROD86] *D.C. Rodway, M.B. Allenson*: In situ surface study of the activating layer on GaAs (Cs,O) photocathodes. J.Phys. D **19** (1986) p. 1353-1371
- [ROG23] *W. Rogowski*: Die elektrische Festigkeit am Rande des Plattenkondensators. Archiv f. Elektrotechnik **12** (1923) p. 1-15
- [ROS50] *M. N. Rosenbluth*: High energy scattering of electrons on protons. Phys. Rev. **79** (1950) p. 615
- [ROS77] *D. Rosenberger*: Optische Informationsübertragung mit Glasfasern. Physik in unserer Zeit **8** (1977) p. 3-9
- [ROS88] *A.W. Ross, B. Fink*: Atomic scattering factor and spin-polarization calculations. Phys. Rev. A **38** (1988) p. 6055-6058
- [SEI84] *J. Seibel*: Der lichteptische Aufbau und die elektrische Versorgung einer Quelle polarisierter Elektronen für das Mainzer Mikrotron. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz (1984)