

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg–Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum
Thema

**Polarisationsanalyse
des Elektronenstrahls der
MAMI - Quelle polarisierter Elektronen
mittels Mott - Streuung**

von

Michael Steigerwald

geboren am 19.08.67 in Bocholt (Westf.)

Mainz, 11. November 1997

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Entstehung polarisierter Elektronen aus GaAsP-Kristallen	3
2.2	Formale Beschreibung eines spinpolarisierten Elektronenensembles	6
2.3	Einfache physikalische Beschreibung der Mott-Streuung	8
2.4	Wirkungsquerschnitt	9
2.5	Die Shermanfunktion	12
2.6	Depolarisationsphänomene und Foliendickenextrapolation	13
3	Gesamtaufbau der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen	15
3.1	Die Quelle polarisierter Elektronen	16
3.2	Das Transfersystem	17
3.3	Der Mottanalysator	18
3.3.1	Die Detektorelektronik	20
3.3.2	Datenerfassung und Motorsteuerung	21
3.3.3	Datenverarbeitung	22
4	Folienherstellung	24
4.1	Formvarfolien	24
4.1.1	Messungen an Formvarfilmen	26
4.2	Goldfolien	29
4.2.1	Relative Schichtdickenbestimmung durch Absorptionsmessungen	31
4.2.2	Absolute Schichtdickenbestimmung durch Plasmonenspektroskopie	32
4.2.3	Diskussion der Ergebnisse	33
4.2.4	Mikroskopische Struktur der Goldschichten	34
5	Experimentelle Ergebnisse	36
5.1	Folienradeinbau und Variation der Streugeometrie	36
5.2	Prinzipielle Eliminierung instrumenteller Asymmetrien	37
5.3	Aufnahme der Detektorspektren	39
5.3.1	Auswertung der elastischen Peaks	41
5.4	Folienstrukturen und beste Positionen	43
5.5	Kalibrierung des Mottanalysators	44
5.5.1	Problematik der Foliendickenextrapolation	44
5.5.2	Abschätzung instrumenteller Unsymmetrien	47

5.5.3	Abschließende Bestimmung der effektiven Shermanfunktionen	49
5.5.4	Messung der Strahlpolarisation	52
5.5.5	Beispielmessung der Polarisation eines InGaAsP-Kristalls .	53
6	Zusammenfassung	54

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Experimente mit spinpolarisierten Elektronen haben sich in sehr vielen Bereichen der modernen Physik etabliert. Gerade im Bereich der Mittel- und Hochenergiephysik werden Projekte zur Erforschung der Struktur der Materie konzipiert. Insbesondere am Mainzer Mikrotron MAMI werden Experimente vorbereitet und durchgeführt, die einen spinpolarisierten Elektronenstrahl zur Voraussetzung haben. Deshalb wurde im Rahmen der B2 Kollaboration eine polarisierte Elektronenquelle auf Halbleiterkathodenbasis [Aul93] entwickelt, die über eine komplexe, 25 Meter lange Strahlführung [Ste93] an die Injektorachse des Beschleunigers anknüpft.

Dieser setzt sich aus drei ‘race-track microtrons’ zusammen, die einen Dauerstrich-Elektronenstrahl einer Endenergie von 855 MeV produzieren.

Außer der bereits durchgeführten Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons (Kollaboration A3 [May94]) aus dem spinabhängigen Teil des quasielastischen Streuquerschnitts von ^3He ¹ wurden Projekte konzipiert, die das Aufzeigen einer Paritätsverletzung bei elastischer Streuung am Proton (A4) oder die Überprüfung der Drell-Hearn-Gerasimov Summenregel² (A2) zur Zielsetzung haben. Bei all diesen Messungen ist die genaue Kenntnis der Strahlpolarisation von Interesse. Auf der hochenergetischen Seite befinden sich ein Møller³-, sowie ein Comptonpolarimeter⁴. Um einen Anhaltspunkt auf mögliche Polarisationsänderungen während des Beschleunigens zu erhalten, wurde ein drittes Polarimeter auf der niederenergetischen Seite installiert. Die Funktionsweise eines solchen Analysators beruht auf der Entstehung einer räumlichen Asymmetrie bei der sogenannten elastischen Mott-Streuung transversal polarisierter Elektronen an Atomen mit großen Kernladungszahlen (in diesem Fall Goldfolien)⁵. Der gesamte relative Fehler der Messung mit diesem Mottpolarimeter beträgt etwa 5.5%, wovon der größte Anteil durch den systematischen Fehler der Kalibrierung entsteht (2.5%) und in dieser Arbeit wesentlich verkleinert werden soll. Zur Eichung des Analysators macht man sich die Abhängigkeit der Analysierstärke der Goldfolien von ihrer Schichtdicke zunutze. Mit einer ‘Foliendickenextrapolation’ bestimmt man

¹Der elektrische Formfaktor des Neutrons errechnet sich aus einem Interferenzterm, der aus der Rosenbluth-Gleichung z.B. [Per87] folgt.

²Diese kann bei der Streuung monochromatischer, hochenergetischer und zirkularpolarisierter Photonen, die durch Bremsstrahlung erzeugt werden, an polarisierten Protonen überprüft werden.

³Die Meßgenauigkeit beträgt zum jetzigen Zeitpunkt aufgrund von systematischen Fehlern lediglich 5-10% [Blu94].

⁴Mit dem Comptonpolarimeter sind keine absoluten Messungen möglich.

⁵Bereits 1929 wies N.F.Mott [Mot29] auf die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls durch Streuung an schweren Kernen und einer anschließenden Polarisationsanalyse durch einen zweiten Streuvorgang [Mot32] hin.

die Asymmetrie bei der Folienstärke Null und kann über einen theoretisch ermittelten Proportionalitätsfaktor die Strahlpolarisation bestimmen. Bisher beinhaltete der Mottanalysator drei freitragende Goldfolien, die auf einem Rad montiert abwechselnd in den Elektronenstrahl gefahren werden konnten und deren kleinste Schichtdicke aufgrund von Handhabungsproblemen nicht dünner als 750\AA war. Die Aufgabe dieser Diplomarbeit besteht in der Herstellung einer größeren Anzahl freitragender Goldfolien mit wesentlich geringerer Massenbelegung, womit erreicht werden soll, der Foliendicke Null so nahe wie möglich zu sein und die Stützpunktmenge der Extrapolation zu erhöhen. Für die Realisation äußerst dünner Goldfolien verwendet man einen Kunststoff (Formvar) als Trägerschicht, der aus Elementen möglichst kleiner Kernladungszahlen aufgebaut ist, so daß das Substrat eine vernachlässigbare Analysierstärke besitzt. Auf diese wird in einem zweiten Arbeitsschritt Gold aufgedampft.

Im folgenden wird die theoretische Grundlage der Erzeugung polarisierter Elektronen und der Mott-Streuung erklärt [Kap.2], der apparative Aufbau [Kap.3] und die Herstellung der Folien [Kap.4] beschrieben und schließlich werden die Meßresultate [Kap.5] mit einer Neukalibrierung des Mottanalysators dargestellt. Im Anhang befindet sich der Quelltext eines zur Datenanalyse entwickelten Programms, sowie die technische Zeichnung der Bauteile.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Entstehung polarisierter Elektronen aus GaAsP-Kristallen

Kristallstruktur

Die Gitterstruktur von III-V-Halbleitern wie *GaAs* wird durch zwei kubischflächenzentrierte (fcc) Gitter [Abb.2.1, links] beschrieben, die um den Vektor $(\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4})$ gegeneinander verschoben sind. Jedes Atom befindet sich im Zentrum eines Tetraeders, dessen Ecken durch Atome des jeweils anderen Elements gebildet werden. Substituiert man x Prozent der Arsen- durch Phosphoratome, so erhält man einen $GaAs_{1-x}P_x$ Mischkristall, dessen Eigenschaften im folgenden beschrieben werden. Bei der Transformation in den reziproken Raum entsteht ein kubischraumzentriertes Gitter, dessen Ursprung $\vec{k} = (0, 0, 0)$ Γ -Punkt genannt wird. In [Abb.2.1, rechts] erkennt man neben der Nomenklatur einiger weiterer spezieller Punkte die Wigner-Seitz-Zelle, die auch als erste Brillouin Zone bezeichnet wird.

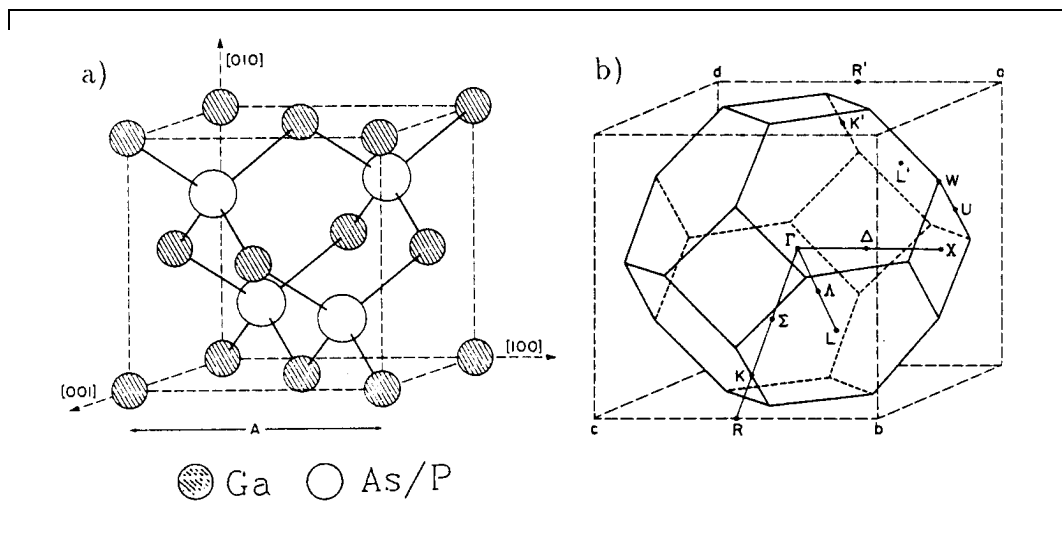


Abb. 2.1: Gitterstruktur (links) und 1. Brillouin Zone (rechts)

Bandschema

Die diskreten Energieniveaus der Einzelatome überlagern sich im Festkörper zu breiten Energiebändern. Trägt man die Energieeigenwerte gegen den Betrag ihres zugehörigen Wellenzahlvektors \vec{k} auf, ergibt sich das sogenannte Bandschema [Abb.2.2]. Bemerkenswert am Termschema des *GaAs* ist das simultane Auftreten des Maximums des Valenzbandes und des Minimums des Leitungsbandes direkt am Γ -Punkt, so daß hier die geringste Energiedifferenz ('gap'-Energie = 1.48eV) vorliegt (direkter Halbleiter). Da sich das Minimum des Leitungsbandes des *GaP*-Kristalles am X-Punkt befindet, wirkt bei der Anregung mit der gap-Energie aus dem Maximum des Leitungsbandes aufgrund der Impulserhaltung ein Phonon mit (indirekter Halbleiter). Durch Veränderung des Phosphoranteils in einem *GaAs*_{1-x}*P*_x Mischkristall läßt sich seine Energielücke variieren, wobei der Mischkristall ab einem Phosphoranteil von 48% die Eigenschaften eines direkten Halbleiters verliert.

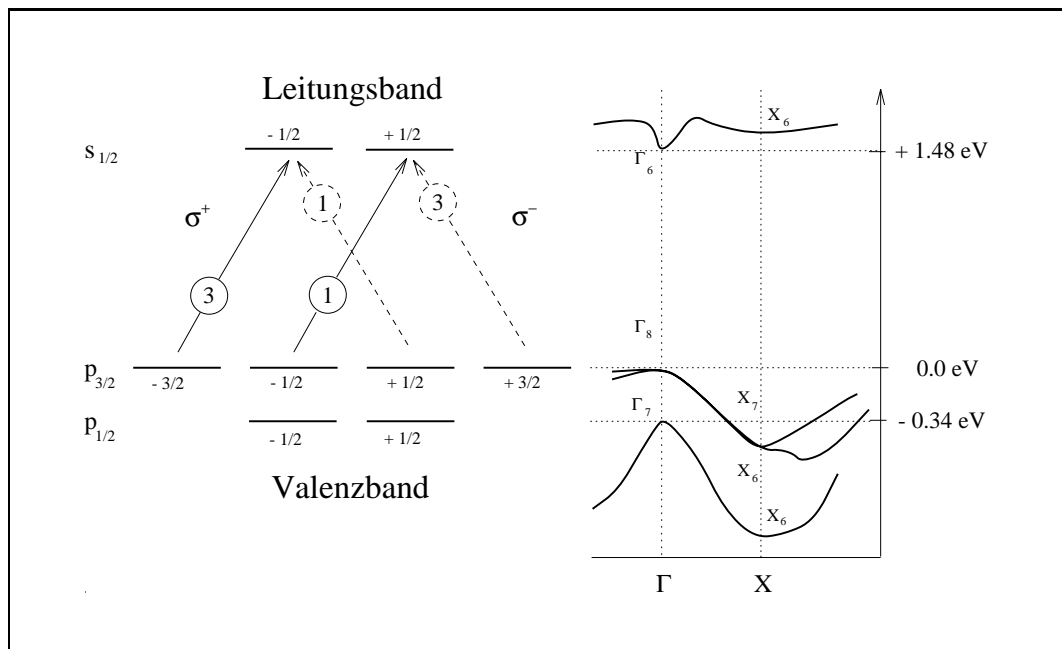


Abb. 2.2: Bandschema des GaAs-Kristalles

Polarisierte Elektronen im Leitungsband

Die Resultate umfangreicher Betrachtung der Symmetrieeigenschaften der Kristallstruktur [Plu94] zeigen, daß sich die Zustände des freien Atoms mit s und p Symmetrie wie die Eigenzustände des hier vorliegenden Systems transformieren und exakt zu den gleichen Übergangswahrscheinlichkeiten führen. Deshalb werden üblicherweise die Energieniveaus durch s und p Wellenfunktionen [Abb.2.2] beschrieben, mit denen sich die Auswahlregel $\Delta m_j = \pm 1$ bei der Photoabsorption von eingestrahltm σ^\pm -Licht anschaulich begründen läßt. Das Besetzungszahlverhältnis der Anregungen aus dem $p_{3/2}$ in das $s_{1/2}$ -Niveau beträgt 3:1, was eine Polarisation des Leitungsbandes von $P = \frac{1-3}{1+3} = -\frac{1}{2}$ zur Folge hat.

Negative Elektronenaffinität (NEA)

Um den polarisierten Elektronen des Leitungsbandes, die eine Diffusionslänge von einigen μm besitzen können, einen Austritt aus dem Kristallgefüge zu ermöglichen, ist eine Herabsetzung des Vakuumpotentials nötig. Die Elektronenaffinität χ wird als die Energiedifferenz zwischen Leitungsbandboden- und Vakuumniveau definiert und beträgt etwa $\chi = +3.5\text{eV}$. Eine Vergrößerung der Lichtenergie um diesen Betrag würde die Polarisation teilweise aufheben, da Übergänge aus dem $p_{1/2}$ -Zustand stattfinden. Die Herstellung eines Kristalls mit negativer Elektronenaffinität erfolgt in zwei Schritten :

1. Aus einer starken p-Dotierung des Kristalls resultiert eine Bandbiegung an seiner Oberfläche, die etwa 10nm [Bel73] in den Festkörper hineinreicht, wodurch eine Elektronenaffinität von etwa $\chi = +2.5\text{eV}$ erreicht wird, die aber immer noch positiv [Abb.2.3] ist.
2. Durch das zusätzliche Aufbringen von polarisierbaren Materialien, wobei sich Cäsium als günstigstes Adsorbat herausstellte, wird die Affinität auf $\chi = -0.5\text{eV}$ herabgesenkt [Gas88].

Die Elektronen können die verbleibende schmale Potentialbarriere überwinden (Tunneleffekt) und gelangen ins Vakuum. Dieser Vorgang ist sowohl von der Kri-

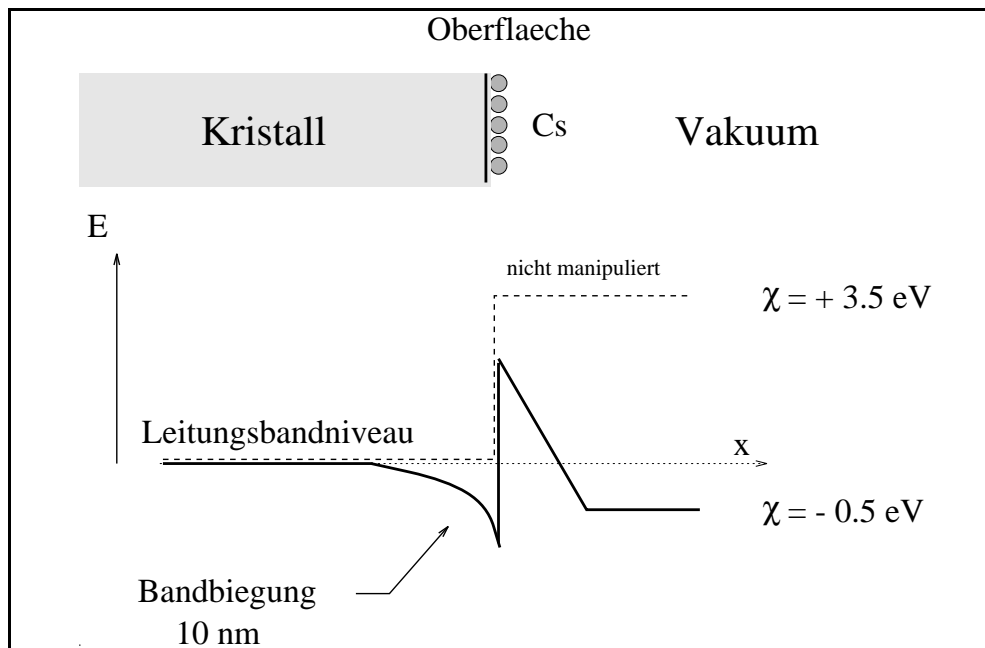


Abb. 2.3: Veränderung der Potentialverhältnisse des Kristalles

stallstruktur als auch von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig, womit sich beispielsweise die Arbeiten von Nakanishi et al. [Nac93] (verschiedene Kristallkonstrukte) und H.Fischer [Fis94] (Einfluß von Oberflächenadsorbaten) beschäftigen.

2.2 Formale Beschreibung eines spinpolarisierten Elektronenensembles

Elektronen sind Teilchen mit einem Eigendrehimpuls, dem sogenannten Spin \vec{S} . In der Quantenmechanik ordnet man den Spinkomponenten Operatoren zu, die den Drehimpulsvertauschungsrelationen

$$[S_i, S_j] = i\hbar\epsilon_{ijk}S_k \quad [\vec{S}^2, S_i] = 0 \quad (2.1)$$

genügen und einen vollständigen Satz Observabler der SU(2) Gruppe bilden [Gre79]. Dabei ist ein gleichzeitiges Messen zweier Komponenten des gleichen Elektrons nicht möglich, da ihre Operatoren nicht kommutieren, wobei hingegen der Betrag und eine Komponente des Spins sehr wohl simultan feststellbar sind. Aus den Vertauschungsrelationen ergeben sich die Eigenwerte zu

$$\alpha_{\vec{S}^2} = \frac{3}{4}\hbar^2, \quad \alpha_S = \pm\frac{1}{2}\hbar \quad \text{mit den dazugehörigen Eigenzuständen } \left| \frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2} \right\rangle .$$

Die übliche Darstellungsweise der Basis $\{|^1_0\rangle|^0_1\rangle\} = \{|up \uparrow\rangle|down \downarrow\rangle\}$ im sogenannten Spinorraum erlaubt die Beschreibung eines beliebigen Spinzustandes

$$|\chi\rangle = a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

wobei man die normierten Betragsquadrate $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ mit den Wahrscheinlichkeitsamplituden der zugehörigen Eigenwerte identifiziert. Bezüglich dieser Basis lassen sich Spinoperatoren durch die Paulimatrizien generieren :

$$S_i = \frac{1}{2}\hbar\sigma_i \quad \text{mit}$$

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für ein einzelnes Elektron definiert man den Polarisationsvektor

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^3 \langle \chi | \sigma_i | \chi \rangle \cdot \hat{e}_i = \sum_{i=1}^3 (|a_{1i}|^2 - |a_{2i}|^2) \cdot \hat{e}_i = \langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle$$

und den Polarisationsgrad

$$p = |\vec{p}|^2 = \sqrt{\sum_{i=1}^3 p_i^2}.$$

Die Komponenten des Polarisationsvektors bestehen also aus der Differenz der Anteile an $|up \uparrow\rangle$ und $|down \downarrow\rangle$ Zuständen der jeweiligen Koordinaten, so daß die Polarisation für einen reinen Zustand stets eins ist. Verallgemeinert ergibt sich der Polarisationsgrad eines gemischten Ensembles aus dem Betrag der gewichteten Summe aller enthaltenen reinen Spinzustände :

$$P = \left| \sum g^{(n)} \cdot \vec{p}^{(n)} \right| = \left| \sum g^{(n)} \langle \chi^{(n)} | \vec{\sigma} | \chi^{(n)} \rangle \right| \quad \text{wobei} \quad g^{(n)} = \frac{N_{e^-}^{(n)}}{\sum N_{e^-}^{(n)}}$$

Mit der Definition der Dichtematrix und der dazugehörigen Matrixdarstellung

$$\rho = \sum_n g^{(n)} \cdot \rho^{(n)} = \sum_n g^{(n)} \cdot |\chi^{(n)}\rangle \langle \chi^{(n)}| \quad (2.2)$$

$$\rho_a^{(n)} = \begin{pmatrix} |a_1^{(n)}|^2 & a_1^{(n)\dagger} a_2^{(n)} \\ a_1^{(n)} a_2^{(n)\dagger} & |a_2^{(n)}|^2 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

zum Zustand $\chi_a^{(n)}$ resultiert eine kompakte Form:

$$\vec{P} = \text{spur}(\rho \cdot \vec{\sigma}) \quad (2.4)$$

Im Sprachgebrauch unterscheidet man folgende Fälle :

- $|\vec{P}|^2 = 1$ vollständig polarisiertes Ensemble
- $|\vec{P}|^2 = 0$ unpolarisiertes Ensemble
- $0 < |\vec{P}|^2 < 1$ teilpolarisiertes Ensemble.

Polarisationsgrade bezüglich bestimmter Raumrichtungen ermittelt man durch Projektion auf diese :

$$P_{\hat{n}} = \vec{P} \cdot \hat{n}$$

Liegt eine Spinorientierung senkrecht (parallel) zum Impulsvektor vor, so spricht man von transversaler (longitudinaler) Polarisation P_t (P_l) .

Entwickelt man die Dichtematrix nach den Paulimatrizen, so erhält man :

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \quad (2.5)$$

Sowohl die Dichtematrix als auch die Polarisation beschreiben die Spinverteilung des Elektronenensembles eindeutig.

2.3 Einfache physikalische Beschreibung der Mott-Streuung

Die elastische Streuung zweier geladener spinloser Teilchen, bei denen das Streupotential lediglich aus der Coulomb-Wechselwirkung besteht, besitzt in erster Bornscher Näherung (Streupotential ist hinreichend klein) einen differentiellen Wirkungsquerschnitt, der zu einer rotationsymmetrischen Winkelverteilung der Streukanäle führt (sog. Rutherfordstreuung) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Z^2}{4\beta^2 k^2 \cdot \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Erweitert sich jedoch das Streupotential um einen Beitrag, der auf die Existenz eines Spins zurückzuführen ist, so ergeben sich Asymmetrien im differentiellen Wirkungsquerschnitt, der den sogenannten Mott'schen Wirkungsquerschnitt enthält. Insbesondere spricht man bei der Streuung von Elektronen an großen Kernen (wobei der Kernspin vernachlässigt wird) von Mott-Streuung. Begibt man sich in das Ruhesystem des Elektrons, dessen Spin transversal zur Streuebene orientiert ist, so beschreibt der Kern die Bewegung eines Kreisabschnitts um das Elektron. Diese Relativbewegung erzeugt zusammen mit dem vorhandenen elektrischen Feld eine magnetische Flußdichte :

$$\vec{B} = \frac{1}{m c e r} \frac{dV}{dr} \vec{L},$$

die mit dem magnetischen Moment des Elektronenspins $\vec{\mu} = -\frac{e}{m c} \vec{S}$ wechselwirkt.

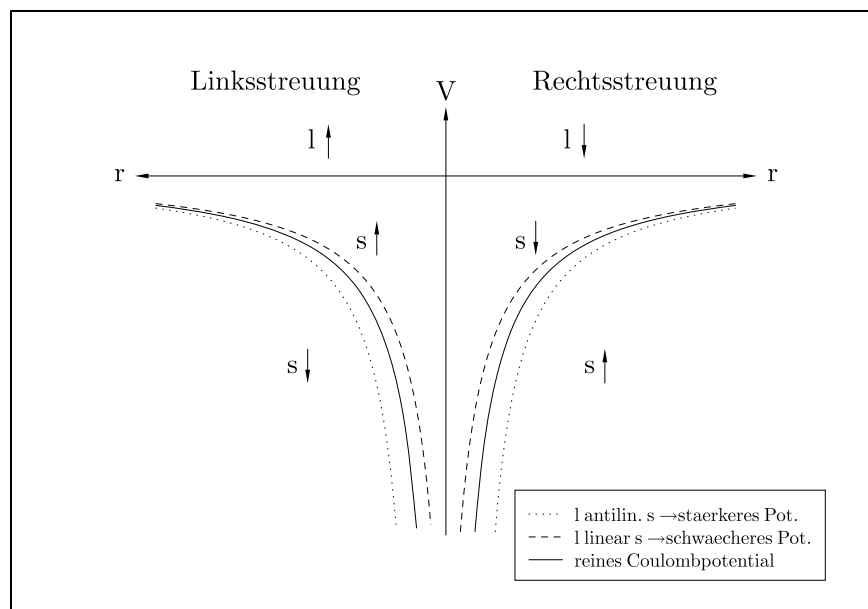


Abb. 2.4: Variation des Streupotentials vom Coulombterm durch LS-Kopplung

Unter Berücksichtigung des Thomasfaktors $\frac{1}{2}$ bei der Rücktransformation in das Ruhesystem des Atomkerns ergibt sich das $\vec{L}\vec{S}$ -Kopplungspotential zu :

$$V_{LS} = -\vec{\mu}\vec{B} = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (2.6)$$

Bei kollinearer (antilinearer) Konstellation [Abb.2.4] von \vec{L} und \vec{S} vergrößert (verkleinert) sich das Gesamtpotential $V_{Ges} = V_C + V_{LS}$. Man spricht von Rechtsstreuung (Linksstreuung), wenn die koppelnde Spinkomponente ein Rechtssystem (Linkssystem) mit der Streuebene bildet, also parallel (antiparallel) zum Normaleinheitsvektor \hat{n} [Abb.2.5] steht. Der Streuwinkel ist somit abhängig von der Spinstellung des Elektrons, so daß die Möglichkeit besteht, einen unpolarisierten Elektronenstrahl durch Streuung an Atomkernen zu polarisieren. Ebenso zeigt sich, wie oben angedeutet, daß die Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls eine Links-Rechts-Asymmetrie der Streuintensitäten hervorrufen kann.

2.4 Wirkungsquerschnitt

Zur quantitativen Erfassung der oben beschriebenen Phänomene ist es nun von Interesse, den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen spinabhängigen Streuung zu ermitteln (die Streugeometrie entnehme man [Abb.2.5]). Das relativistische Elektron wird durch die lorentzinvariante Dirac-Gleichung beschrieben.

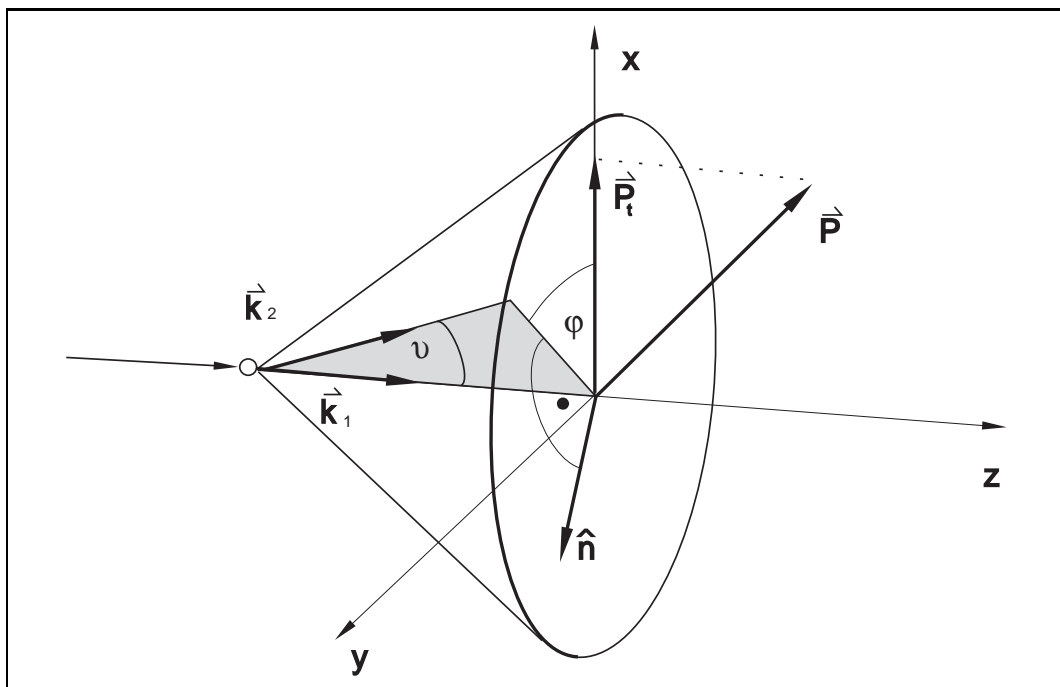


Abb. 2.5: Streugeometrie des Elektrons am Targetkern : Die Impulsvektoren von ein- und ausfallendem Elektron spannen die Streuebene auf, zu der \hat{n} der Normaleneinheitsvektor ist. ϑ symbolisiert den Streuwinkel.

Aus ihr folgt, daß der Bahndrehimpuls nicht mit dem Hamiltonoperator kommutiert und somit keine Konstante der Bewegung ist. Lediglich die Summe aus Bahndrehimpuls und einem Eigendrehimpuls, der als Gesamtdrehimpuls identifiziert wird, bildet eine Erhaltungsgröße. Analog zur nichtrelativistischen Streutheorie sucht man nach Lösungen der Dirac-Gleichung, die folgende asymptotische Struktur aufweisen :

$$\Psi_\lambda \xrightarrow{r \rightarrow \infty} a_\lambda \cdot e^{ikz} + b_\lambda(\vartheta, \varphi) \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{ikr} \quad \lambda = 1..4$$

Die Wellenfunktionen der Elektronen werden dabei als Superposition einfallender ebener Wellen und auslaufender Kugelwellen beschrieben. Übernimmt man das grundsätzliche Ergebnis des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus der Schrödinger-Theorie, so errechnet sich dieser aus dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeitsamplituden [Gl.2.3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{\sum |b_\lambda(\vartheta, \varphi)|^2}{\sum |a_\lambda|^2} = \frac{|b_1(\vartheta, \varphi)|^2 + |b_2(\vartheta, \varphi)|^2}{|a_1|^2 + |a_2|^2} = \frac{\text{spur}(\rho_b)}{\text{spur}(\rho_a)} \quad (2.7)$$

Die Reduzierung der Gleichung auf jeweils zwei Komponenten ist ein Resultat der linearen Abhängigkeit der vier Matrixelemente. Für die Streumatrix ergibt [Mot65] sich mit dem Ansatz eines radialsymmetrischen Streupotentials :

$$T \cdot \chi_a = \chi_b$$

$$T \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1(\vartheta, \varphi) \\ b_2(\vartheta, \varphi) \end{pmatrix} \quad T = \begin{pmatrix} f(\vartheta) & -g(\vartheta)e^{-i\varphi} \\ g(\vartheta)e^{i\varphi} & f(\vartheta) \end{pmatrix}$$

Sie stellt eine eindeutige Verknüpfung von Anfangs- und Endzuständen dar, enthält Polarisationsabhängigkeiten und beschreibt somit die Streuung vollständig. Somit ergeben sich die Wahrscheinlichkeitsdichten [Gl.2.2, 2.5] zu :

$$\rho_a = |\chi_a\rangle\langle\chi_a|$$

$$\rho_b = |\chi_b\rangle\langle\chi_b| = T\rho_a T^\dagger = \frac{1}{2}T(1 + \vec{P}\vec{\sigma})T^\dagger$$

Nach Einsetzen in [Gl.2.7] errechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit $\text{spur}(\rho_\alpha) = 1$ zu :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\text{spur}(T(1 + \vec{P}\vec{\sigma})T^\dagger)$$

und als Endresultat erhält man :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{(|f|^2 + |g|^2)}_{I_0} \cdot \left[1 + \vec{P} \cdot \hat{n} \cdot i \underbrace{\frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2}}_{S(\vartheta)} \right] = I_0 \cdot [1 + P_{\hat{n}} \cdot S(\vartheta)] \quad (2.8)$$

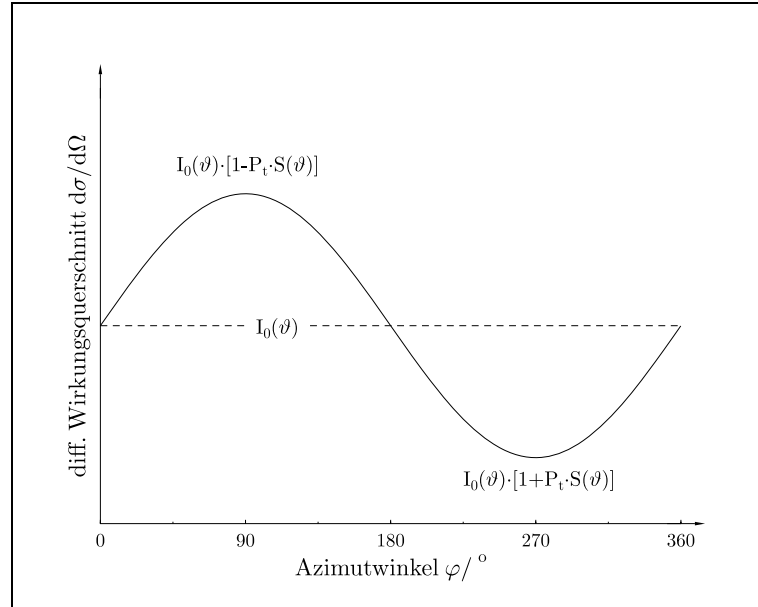


Abb. 2.6: Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Dabei sind I_0 der polarisationsunabhängige Mottsche Streuquerschnitt [Per87] und $S(\vartheta)$ die sog. Shermanfunktion. Es ist zu erkennen, daß die longitudinale Komponente der Polarisation (senkrecht zu \hat{n}) keinen Beitrag zum differentiellen Wirkungsquerschnitt leistet, so daß man [Gl.2.8] vereinfachen kann :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = I_0 \cdot [1 + P_t S(\vartheta) \sin(\varphi)] \quad (2.9)$$

Nun wird offensichtlich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt durch den Azimutwinkel φ eine Links-Rechts-Abhängigkeit besitzt, die in [Abb.2.6] dargestellt ist. Folgerichtig definiert man die Asymmetrie als Differenz der Extremwerte normiert auf deren Summe :

$$A := \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(270^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(270^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (2.10)$$

wobei N_R und N_L die zu den jeweiligen Wirkungsquerschnitten proportionalen linken und rechten Zählraten der unter dem gleichen Winkel ϑ auslaufenden Elektronen sind. Setzt man [Gl.2.9] ein, so erhält man :

$$A = P_t \cdot S(\vartheta) \quad (2.11)$$

Dies bedeutet, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der meßbaren Asymmetrie und der nicht direkt feststellbaren Polarisation besteht, wenn es möglich ist, die zugehörige Shermanfunktion zu berechnen.

2.5 Die Shermanfunktion

Die Streuamplituden $f(\vartheta)$ und $g(\vartheta)$ in [Gl.2.8], die sich durch vollständiges Lösen der Dirac-Gleichung berechnen lassen, setzen sich aus Termen der Streuphasen $\eta_l(\textit{Spinup})$ und $\eta_{-l-1}(\textit{Spindown})$ sowie der (zugeordneten) Legendre-Polynome zusammen :

$$f(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)(e^{2i\eta_l} - 1) + (e^{2i\eta_{-l-1}} - 1)] P_l(\cos\vartheta)$$

$$g(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} [(-e^{2i\eta_l} + e^{2i\eta_{-l-1}})] P_l^1(\cos\vartheta)$$

Das Problem reduziert sich nun auf die Berechnung der Streuphasen η , die ihrerseits von der Struktur des Potentials und der Elektronenenergie abhängen. Auf dieser Grundlage wurden unter Annahme verschiedener Modelle Shermanfunktionen numerisch berechnet, die für Gold ($Z = 79$) zu folgenden Ergebnissen [Abb.2.7] führten. Für die Streuwinkel von 0° und 180° ist die Shermanfunktion

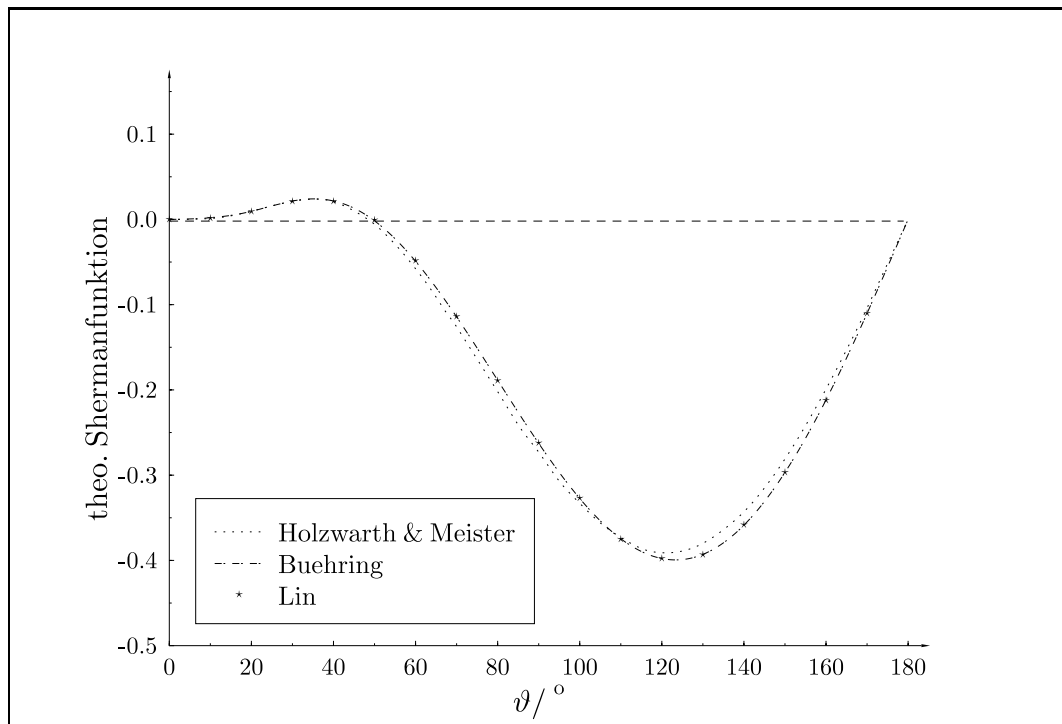


Abb. 2.7: Winkelabhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion.

Null, da die zugeordneten Legendre-Polynome P_l^1 für diese Winkel verschwinden. Es ist jedoch ein breites Betragsmaximum bei etwa $\vartheta = 120^\circ$ zu erkennen. Deshalb wird man bei einer Streuung unter diesem Winkel die größte Asymmetrie erwarten. Die Kalkulationen der Shermanfunktion unterscheiden sich jedoch und sind mit Ungenauigkeiten behaftet, die zum Beispiel aus dem Abbruch der

unendlichen Reihe nach einem endlichen Summanden folgen. Dadurch muß man bereits an dieser Stelle einen systematischen Fehler von etwa einem Prozent akzeptieren. [Tab.2.1] zeigt Werte für die an den MAMI-Experimenten verwendeten Elektronen mit einer Energie von 100keV ($\vartheta = 120^\circ$).

2.6 Depolarisationsphänomene und Foliendickenextrapolation

Bei der theoretischen Berechnung der Shermanfunktion geht man ausschließlich von elastischen Einzelstreuungen eines Elektrons aus. Bei der Verwendung von Targetfolien endlicher Dicke kommt es jedoch zu Mehrfachstreuungen. Da die Shermanfunktionen der Einzelstreuwinkel kleiner sind als die des resultierenden Gesamtwinkels (in unserem Fall 120°), sinkt der Betrag der effektiven Shermanfunktion S_{eff} . Je dicker eine Folie ist, desto wahrscheinlicher werden Mehrfachstreuungen, und einen desto kleineren Wert erwartet man für S_{eff} . Den einzigen theoretischen Ansatz gibt H.Wegener [Weg58] in einer analytischen Rechnung. Dabei unterscheidet er grundsätzlich zwei Typen der Mehrfachstreuung :

- Vielfachstreuung : Der Gesamtwinkel setzt sich aus einer Vielzahl von Kleinwinkelstreuungen zusammen.
- Zweifachstreuung : Der Gesamtwinkel besteht aus zwei Großwinkelstreuungen.

Er entwickelt die Streuwahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der Foliendicke bis zum quadratischen Beitrag der Störterme der Groß- und Kleinwinkelstreuung (Wahrscheinlichkeitsverhältnis etwa 70 : 30). Das Ergebnis der Streuwahrscheinlichkeit bei transversaler Polarisation ist :

$$N(\vartheta, \varphi = \pm \frac{\pi}{2}) \propto d[(1 + \beta d)[1 \pm PS(\vartheta)] \mp \alpha dPS(\vartheta)]$$

Die Störkoeffizienten α und β sind Funktionen der Energie, des Streuwinkels und der Foliendicke d und lassen sich aus Tabellen ablesen. Eingesetzt in [GL.2.10]

S($Z = 79, 100\text{keV}, 120^\circ$)	Referenzen
$-0.391 \pm 1\%$	G.Holzwarth und H.J.Meister [Hol64]
$-0.394 \pm 1\%$	A.W.Ross und M.Fink [Ros88]
$-0.3978 \pm 1\%$	W.Bühning [Bue84]
$-0.3978 \pm 1\%$	S.R.Lin [Lin63]

Tab. 2.1: Theoretische Shermanfunktion der Einfachstreuung von 100keV Elektronen an Gold

ergibt sich die dickenabhängige Shermanfunktion zu :

$$S(d) = S(0) \left[1 - \frac{\alpha d}{1 + \beta d} \right]$$

Wegener selbst nähert $S(d)$ unter der Annahme $[S(0) - S(d)] \ll S(0)$:

$$S(d) \approx S(0) [1 - \alpha d]$$

Im Rahmen dieser Näherung sind jedoch alle Funktionen denkbar, deren Taylorentwicklung im ersten Glied linear ist [Fle86]. A.Gellrich [Gel89] bestimmte in hochpräzisen Doppelstreu-Experimenten die absolute effektive Shermanfunktion durch direktes Messen von $S(\vartheta, E, d)^2$. Nach seinen Messungen scheint die $1/S$ -Abhängigkeit für große Streuwinkel ($\vartheta = 120^\circ$) eine gute Näherung zu sein :

$$S(d) \approx \frac{S(0)}{1 + \alpha d} \tag{2.12}$$

Er kann den von Wegener vorausgesagten Parameter $\alpha = 3.64 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{\AA}}$ durch seine Experimente nicht bestätigen, erkennt jedoch eine Analogie der Kurvenformen. Allerdings bestätigt er das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation von V.Hnizdo [Hni73], der den Parameter α in [Gl.2.12] berechnet. Zur Zeit werden genauere Monte-Carlo-Simulationen programmiert [Hem91][Heg94]. Hierbei werden die schwierig zu berechnenden Kleinwinkelstreuungen, deren differentieller Wirkungsquerschnitt zwar einige Größenordnungen über dem der Großwinkelstreuungen liegt, deren Effekt auf die Asymmetrie wegen der nur wenig von Null abweichenden Shermanfunktion aber sehr gering ist, durch eine mittlere Ablenkung zwischen zwei Großwinkelstreuungen ersetzt. Gleiches gilt für die Änderung des Polarisationswinkels nach jedem Streuvorgang (die dazugehörigen Gleichungen finden sich in [Hni73]). Erste Resultate zeigen Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Gellrich und Hnizdo.

Da aber bis jetzt kein exakter funktioneller Zusammenhang zwischen den effektiven Shermanfunktionen und der Targetdicke bewiesen wurde, ermittelt man $S_{eff}(d)$ der einzelnen Folien über eine Extrapolation der gemessenen Asymmetrien gegen Schichtdicke Null. Weil an diesem Punkt der theoretische Wert der Shermanfunktion bis auf einen systematischen Fehler von 1% vorliegt [Tab.2.1], ist es möglich, die Polarisation [Gl.2.11] und damit die effektiven Shermanfunktionen zu bestimmen. Um eine verlässliche Extrapolation vornehmen zu können, ist es sinnvoll, eine möglichst große Anzahl an verschiedenen Folienstärken zu besitzen. Dabei sollte die Verwendung der verschiedenen Fitfunktionen keine große Variation von $A(0)$ hervorrufen.

In [Kap.5.5.3] findet sich ein Vergleich der verschiedenen Daten mit den in dieser Arbeit erzielten Resultate.

3 Gesamtaufbau der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen

Die MAMI-Quelle polarisierter Elektronen basiert auf dem Prinzip der Photoemission von Elektronen aus einem Halbleiterkristall bei der Beleuchtung mit zirkularpolarisiertem Laserlicht. Die vollständige Konzeptionierung und die experimentelle Verwirklichung des Gesamtaufbaus der polarisierten Elektronenquellen an MAMI wird in der Dissertation von K.Aulenbacher [Aule93] ausführlich dargelegt und wird hier nur zusammenfassend zitiert. Um einen ständigen Zu-

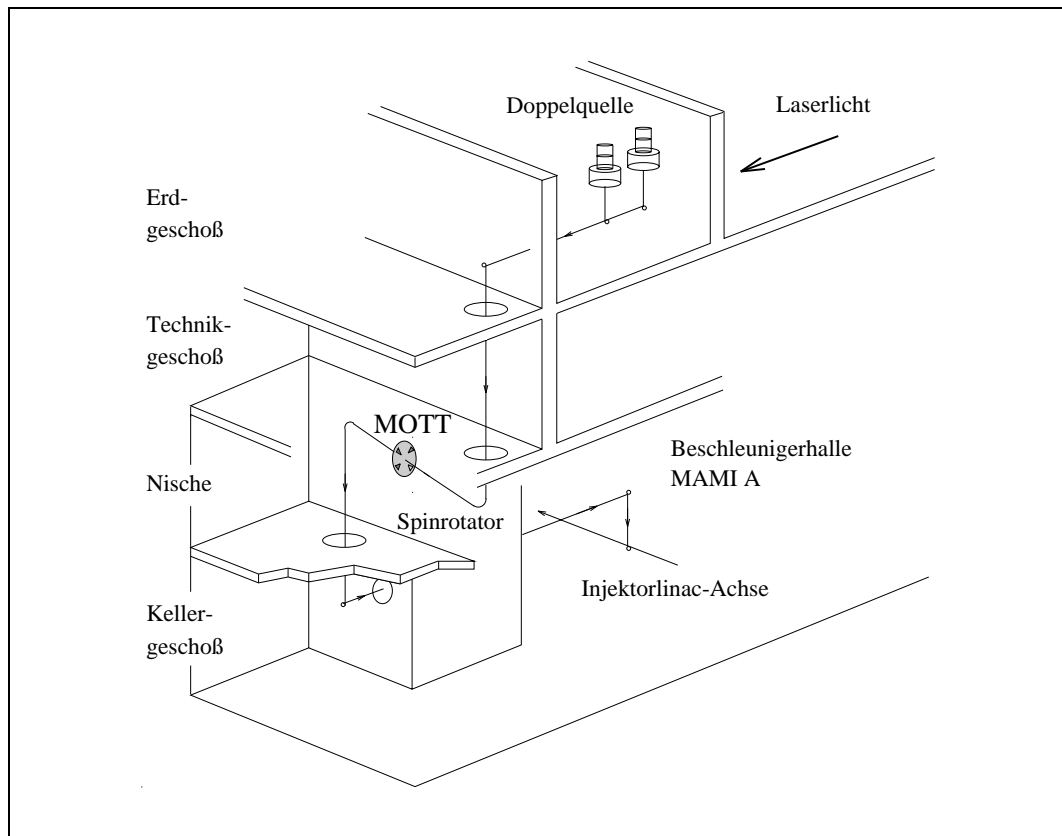


Abb. 3.1: Weg des Elektronenstrahls von der Quelle bis zur Injektorachse

gang zur Doppelquelle polarisierter Elektronen auch während der Strahlzeiten des Mainzer Mikrotrons (MAMI) zu gewährleisten, befindet sie sich nicht in der Beschleunigerhalle, die zu diesen Zeiten geschlossen ist, sondern in einem separaten Labor im Erdgeschoss des MAMI-Kontroll-Gebäudes [Abb.3.1]. Von dort wird

der Elektronenstrahl durch ein etwa 25 Meter langes System aus elektronenoptischen Elementen zum Beschleuniger transferiert und in die erste Stufe injiziert [Ste93].

3.1 Die Quelle polarisierter Elektronen

Aufgrund der sehr langen Experimentierzeiten (bis zu 200 Stunden) besteht die Grundanforderung an die 100keV-Quelle polarisierter Elektronen [Abb3.2] in ihrer Betriebsstabilität. Jede Art von Wechselwirkung der emittierten Elektronen mit der Umgebung wirkt lebensdauerabträglich. Um diese zu minimieren, benötigt man ein Ultrahochvakuum von 10^{-11} mbar. Deshalb wurde die Apparatur ausschließlich aus ausheizbaren Materialien gefertigt, und mit zwei leistungsstarken Vakuumpumpen¹ evakuiert. Ein weiteres Hauptaugenmerk richtete sich auf die Gestaltung der Hochspannungselektroden, die bei der Beschleunigung der aus dem Kristall in den Halbraum emittierten Elektronen eine optimale Fokussierung herbeiführen soll. Der Kristall wird auf einem Molybdänsitz mit Hilfe einer

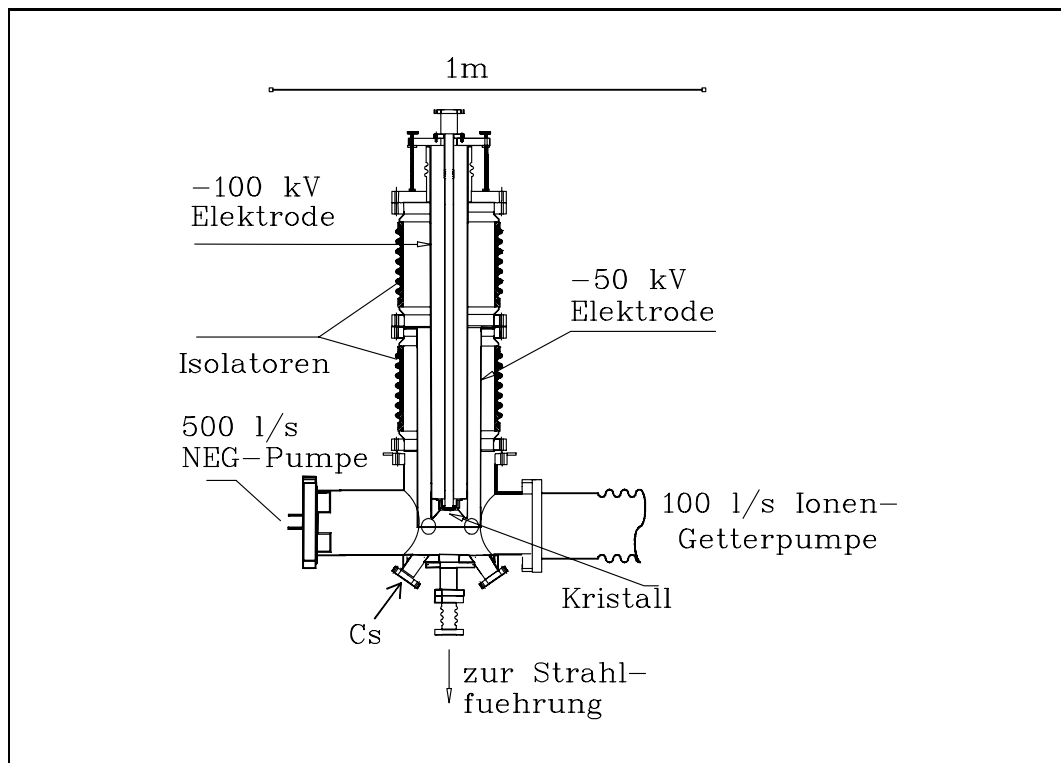


Abb. 3.2: Die Quelle polarisierter Elektronen im Aufriß

Titanblende mit dem Trägerrohr verschraubt. Dieses ist durch eine Aussparung ($d=4\text{cm}$) in der Hauptelektrode (-100kV) bündig versenkbar. Die Mittelelektrode (50 kV), sowie die sich auf Erdpotential befindlichen Bauteile werden durch große

¹ $500\frac{\text{l}}{\text{s}}$ NEG-Pumpe und $100\frac{\text{l}}{\text{s}}$ Ionengetterpumpe.

Keramikisolatoren ($\varnothing = 200\text{mm}$) voneinander getrennt. An der unteren Seite der Quelle ist ein Dispenser angebracht, der durch Heizen Cäsium freisetzt, das auf der Oberfläche des Kristalles adsorbiert wird. Mit einem $GaAs_{0.62}P_{0.38}$ -Kristall konnte die Quelle einen Elektronenstrahl von $20\mu A$ mit einer Polarisation von etwa 32% für einen Zeitraum von 200 Stunden erzeugen. Dabei betrug die Emittanz $0.46\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ und die Quantenausbeute (Verhältnis des Elektronenstroms zur Laserleistung) $4.2 \frac{\mu A}{mW}$ (0.8%).

3.2 Das Transfersystem

Die Strecke zwischen Quelle und Beschleuniger wird durch eine etwa 25 Meter lange Strahlführung ($\varnothing = 30\text{mm}$) überbrückt. Dabei ist es von großem Interesse, eine möglichst hohe Transmission des Elektronenstrahls, dessen Durchmesser zu Beginn weniger als einen Millimeter beträgt, zu erzielen. Hierzu sind fünfzehn Scanner eingefügt [Dom92], mit deren Leuchtschirmen (ZnS) die Strahlage und -form kontrolliert werden kann. Zusätzlich besitzen sie sowohl Faradaycups, mit denen Intensitätsmessungen möglich sind, als auch senkrecht aufeinanderstehende Wolframfäden, mit denen die Emittanz bestimmt werden kann. Zur Justage des Strahls stehen folgende elektronenoptische Elemente zur Verfügung :

- Quadrupole : Fokussierung
- Solenoide : Fokussierung, Spindrehung transversal zur Ausbreitungsrichtung
- Wedler : Strahlablenkung
- Alphamagnete : Umlenkung um 270°
- Toroidkondensatoren : Umwandlung von longitudinal in transversal polarisierte Elektronen bei gleichzeitiger Umlenkung um 107° und umgekehrt.

Alle Elemente, die den Spin beeinflussen, beruhen auf dem Prinzip der Spinpräzession in elektromagnetischen Feldern und werden durch die BMT-Gleichung [Bar59] beschrieben.

Befinden sich die Elektronen auf ihrer Sollbahn, so erreicht man eine Transmission von 95-99%. Da das Strahlführungssystem zum großen Teil aus nicht ausheizbaren Komponenten besteht, wird hier nur ein Vakuum von 10^{-8} mbar erreicht, das durch eine differentielle Pumpstufe vom Ultrahochvakuum der Quelle getrennt ist.

3.3 Der Mottanalysator

Um die Polarisation der sich in den Quellen befindlichen Kristalle im niederenergetischen Fall von 100keV bestimmen zu können, ist es nötig, die longitudinale in eine transversale Polarisation umzuwandeln, da nur diese eine Asymmetrie bei der Mottstreuung von Elektronen an schweren Kernen aufweist [Kap.2.4]. Eine ideale Position hierfür befindet sich zwischen den zwei Toroidkondensatoren des Spinrotators [Abb.3.1], der nicht nur für einen nötigen Parallelversatz der Strahlführung sorgt, sondern zusammen mit zwei Solenoidendubletts eine beliebige Einstellung des Spins zuläßt. An der Position des Mottanalysators steht der Polarisationsvektor immer transversal zur Ausbreitungsrichtung. Er wurde von H.Hartmann [Har90] entwickelt, und bis auf die Neugestaltung des Folienrades und der Folienträger mit den neuen besonders dünnen Goldfolien komplett übernommen.

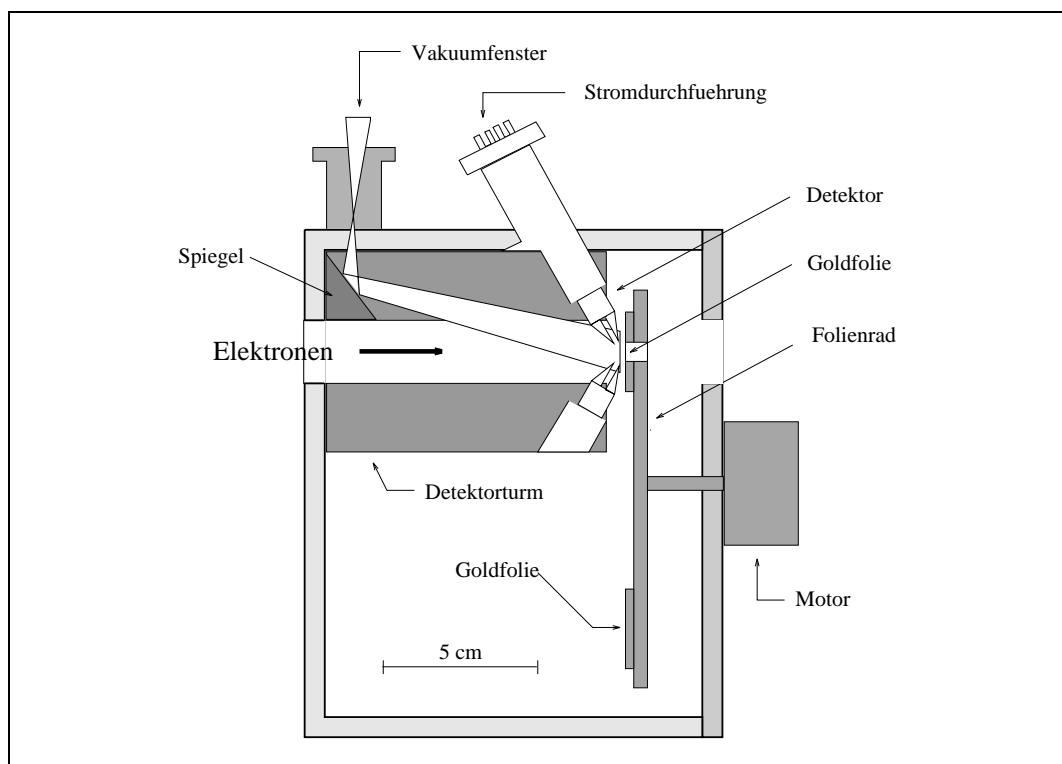


Abb. 3.3: Mottanalysator im Schnitt der Seitenansicht

In der Seitenansicht des Analysators [Abb.3.3] erkennt man das aus Aluminium² gefräste Gehäuse ($\phi = 200\text{mm}$, Höhe = 150mm) und den exzentrisch angeordneten Detektorturm, den die Elektronen passieren, bevor sie auf die Goldfolien treffen. An der dazugehörigen Abdeckung³ ist ein Motor befestigt, der über eine Vakuumdurchführung das Folienrad bewegt, dessen Position von einem sich

²Nach [Bie63] liegt der Anteil der rückgestreuten Elektronen bei nur 14%. Da der mittlere Energieverlust dabei 40% [Kan57] beträgt, stören diese Elektronen die Messung nicht.

³Zwischen Gehäuse und Abdeckung befindet sich ein verschweißter Aluminiumdraht als

mitdrehenden Potentiometer angegeben wird. Leider besitzt dieses einen toten Winkel von etwa 15° , so daß nicht jede Position verwertbare Daten zur Verfügung stellt.

Für eine zuverlässige Foliendickenextrapolation ist es sinnvoll, so viele Goldfolien wie möglich auf dem Rad anzuordnen [Kap.2.6], ohne daß die Streugeometrie verändert wird (Radius der Folienmittelpunkte 52mm). Aufgrund von Rückstreuungen am Folienträger bei aufgeweitetem Elektronenstrahl muß dieser einen Innendurchmesser von wenigstens 10mm besitzen, wodurch man in der Anzahl der Folienträger eingeschränkt ist. Durch ein sich vor dem Mottanalysator befindlichen Solenoidendublett ist es möglich, den Strahl auf die Goldfolien zu fokussieren, so daß ein Innendurchmesser von zehn Millimetern ausreichend ist, und auf dem Folienrad [Abb.3.4] elf Positionen zur Verfügung stehen (eine techni-

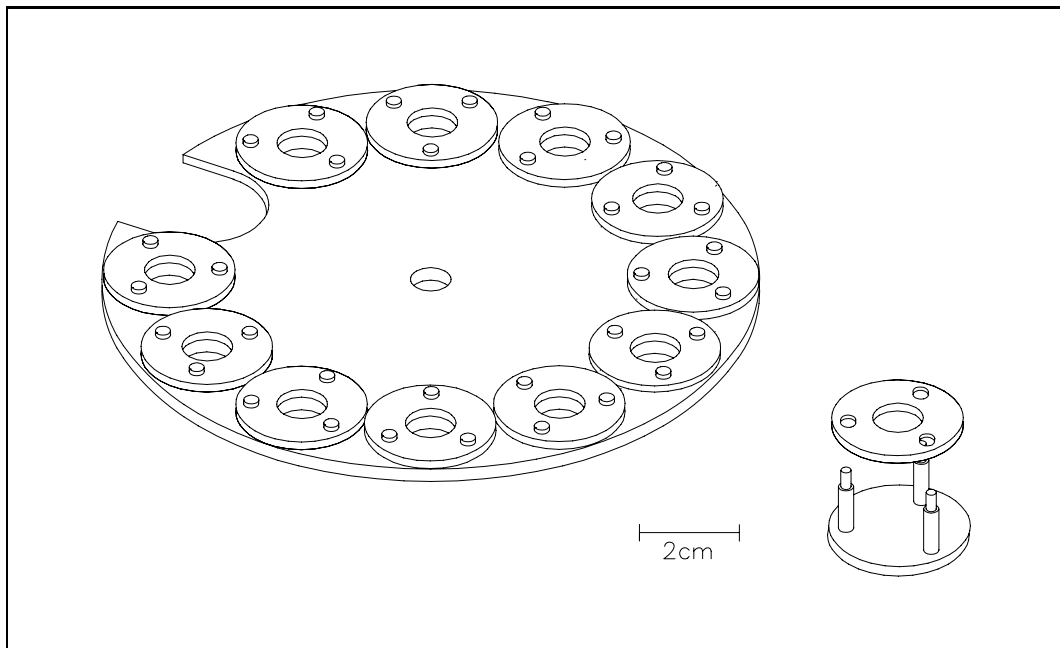


Abb. 3.4: Das neue Folienrad

sche Zeichnung mit den genauen Maßen befindet sich im Anhang). Zusätzlich existiert eine großzügige Aussparung, die während des normalen Strahlbetriebes eingestellt wird. Um eine optische Kontrolle der Fokussierung des Strahls zu besitzen, wird eine Position mit einem Leuchtschirm besetzt, der mit einer Kamera über ein Vakuumfenster beobachtet werden kann. Da sich die Goldfolien auf einer Formvarträgerschicht befinden, ist es nötig, einen reinen Formvarfilm zur Untersuchung von Untergrundphänomenen einzusetzen. Die restlichen Positionen werden mit neun verschiedenen Goldfolien versehen. Da der Motor in der Vergangenheit das Folienrad nur schlecht definiert positionieren konnte, wurden die Maße des neuen Folienrades so verkleinert, daß das Trägheitsmoment sich

Dichtung, der beim Anziehen der Schrauben gequetscht wird, so daß ein Vakuum von 10^{-7} erreicht werden kann.

auf 40% des alten Wertes reduzierte. Wie aus dem theoretischen Teil der Arbeit hervorgeht, besitzt die Shermanfunktion, der Proportionalitätsfaktor zwischen Polarisation und gemessener Asymmetrie, ihr Maximum für 100 keV Elektronen bei etwa 120° . Deshalb sind die Detektoren mit ihren kegelförmigen Blenden eben in diesem Winkel angeordnet. Da die Polarisation einen beliebigen Winkel senkrecht zur Ausbreitungsrichtung besitzen kann, wird die Asymmetrie in zwei im 90° Winkel zueinanderstehenden Raumrichtungen gemessen und das quadratische Mittel gebildet. Man benötigt also vier senkrecht zueinanderstehende Detektoren [Abb.3.5], deren Signale über eine Stromdurchführung nach außen gelangen.

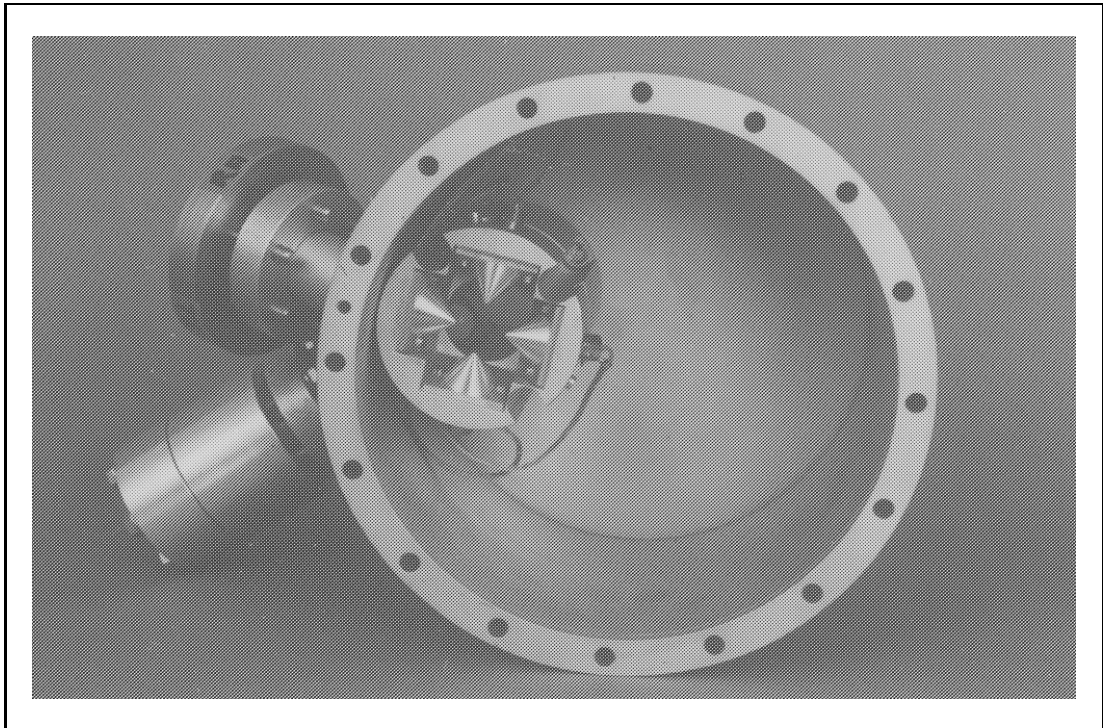


Abb. 3.5: Foto des Mottdetektors entgegen der Richtung des Elektronenstrahls

3.3.1 Die Detektorelektronik

Bei den Detektoren handelt es sich um Oberflächensperrschichtzähler⁴, die die deponierte Energie eines eintreffenden Elektrons in eine proportionale Ladungsmenge umsetzen. Die Schichtdicke ist so gewählt, daß die 100keV Elektronen ihre gesamte kinetische Energie verlieren (minimal $60\mu m$), so daß man energieselektiv messen kann, und elastisch gestreute Elektronen, die zur Asymmetrie beitragen, von inelastisch reflektierten unterscheiden kann. Dieser Ladungspuls wird durch eine angelegte Spannung⁵ abgeführt und gelangt vorverstärkt⁶ als Spannungspuls

⁴Tennelec PD-25-100-14-CM

⁵ORTEC 428

⁶Tennelec TC 174

zum Hauptverstärker⁷, wo das Signal mit den Schwellen eines Einkanaldiskriminators (SCA⁸) verglichen wird. Die Schwellen des SCA legen somit den Energiebereich fest, in dem Ereignisse registriert werden sollen. Diese werden schließlich von einem CAMAC-Zähler (Scaler) aufsummiert. Die Einstellungen des SCA müssen durch die Aufnahme eines Impulshöhenspektrums experimentell ermittelt werden [Kap.5.3] und können mit einem CAMAC-DAC ferngesteuert eingestellt werden. Jede dieser beschriebenen Komponenten existiert für jeden der vier Zählkanäle [Abb.3.6].

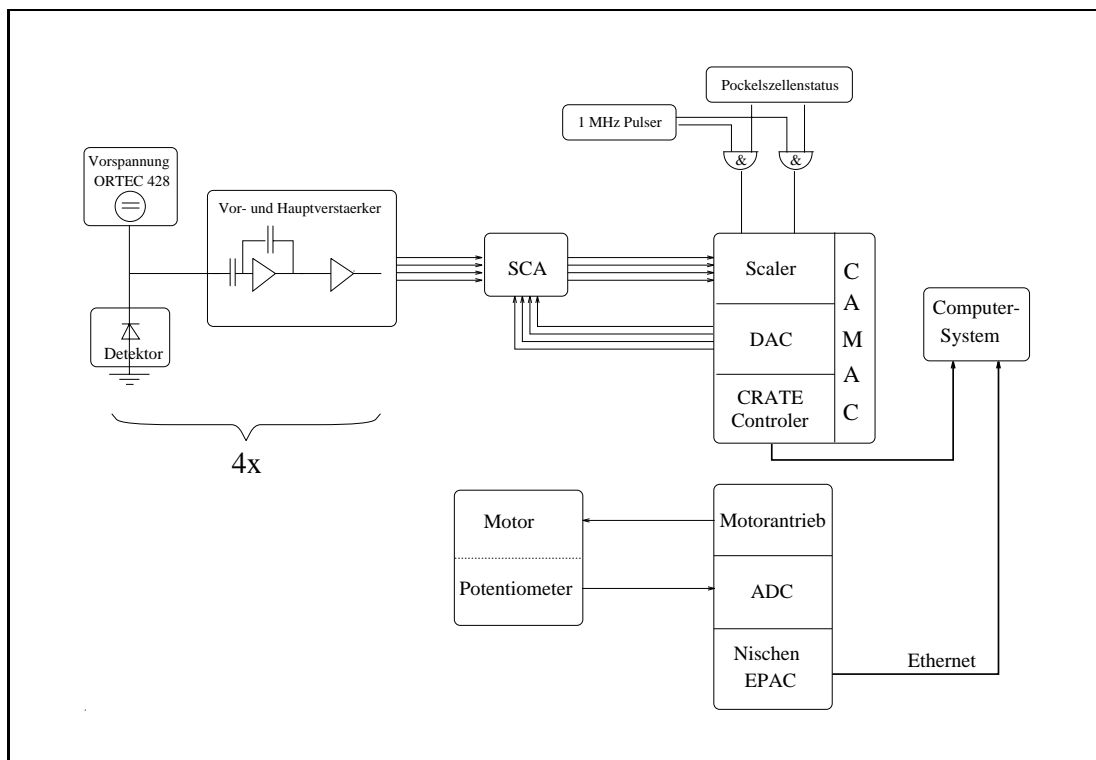


Abb. 3.6: Blockschaltbild der Detektorelektronik

3.3.2 Datenerfassung und Motorsteuerung

Die Signale der Detektoren, die den CAMAC-Scaler erreichen, werden in vier Kanälen aufsummiert, nach jedem Meßintervall ausgelesen und auf Null zurückgesetzt. Um das ordnungsgemäße Umschalten der Pockelszelle, die die Helizität der Zirkularpolarisation des Pumplichtes einstellt, zu überprüfen, werden zwei weitere Zählkanäle benutzt. Jedem der beiden Zustände der Pockelszelle wird einer dieser Kanäle zugeordnet, die genau dann ein Signal eines 1 MHz-Pulsers zählen, wenn die betreffende Polarität der Pockelszelle vorliegt. Da bei Polarisationsmessungen die Helizität des Lichtes typischerweise jede Sekunde durch Umschalten der Pockelszelle gewechselt wird, weist abwechselnd ein Kanal eine Rate von etwa 10^6 Pulsen auf, während der andere eine Null enthält. Funktionsstörungen

⁷Tennelec TC 246

⁸single channel analyzer

der Pockelszelle zeigen sich, wenn beide Kanäle den gleichen Wert besitzen. Alle Daten werden durch die Steuerungs-Software ('pmess') in einer binär kodierten Datei zusammengefaßt und können mit anderen Programmen weiterverarbeitet werden [Kap.3.3.3].

Zum Einstellen der verschiedenen Goldtargets wird das Folienrad mit einem Motor bewegt. Dieser wird von einem EPAC⁹ in der Nische [Abb.3.1], der über eine Ethernet-Leitung mit dem Zentralsystem verbunden ist, gesteuert. Der Spannungsabfall eines mitlaufenden Potentiometers wird mit Hilfe eines 12-bit ADC¹⁰ in ein digitales Signal gewandelt und gibt die aktuelle Position des Folienrades an. Die Steuereinheit des EPACs variiert den Winkel des Rades solange, bis die Sollposition gefunden wurde. Dabei läßt die zugehörige Software eine maximale Abweichung von 8 bit ($\hat{=} 0.7^\circ$) zu. Auf diese Weise geschieht die Positionierung des Folienrades sehr zuverlässig.

In [Kap.5.4] wird die Abhängigkeit der gemessenen Asymmetrie von der Strahlfleckposition ermittelt und die optimalen Stellungen aller Folien in [Tab.5.4] zusammengefaßt.

3.3.3 Datenverarbeitung

Zur Auswertung der von den Detektoren anfallenden Zählraten wurde ein einfaches Programm 'Mottmess' geschrieben, das aus den Einzelasymmetrien [Gl.2.10] die gewichtete Gesamtasymmetrie berechnet. Die Einzelasymmetrie einer Raumrichtung ergibt sich aus den vier Werten eines Detektorpaares für beide Helizitäten der Zirkularpolarisation des Pumplichtes nach [Gl.5.2]. Wird das Programm gleichzeitig zur Polarisationsmessung ('pmess') in Betrieb genommen, wird das quadratische Mittel der x und y Komponente einer Einzelasymmetrie in einer Graphik eingetragen [Abb.3.7]. Gleichzeitig erscheinen die Zwischenergebnisse in zwei Textzeilen unterhalb des Graphen. In diesem Beispiel liegt der 130. Meßzyklus vor. Rechts davon werden die beiden Einzelasymmetrien aufgeführt. In der zweiten Zeile erkennt man die Verhältnisse der Zählraten :

$$\frac{N_1^+}{N_2^+} \cdot \frac{N_1^-}{N_2^-} = Q_i \quad \hat{=} \quad 0.677 \cdot 1.227 = 0.912 \quad (\text{siehe [Gl.5.3]}).$$

Diese stellen ein Maß der Gleichmäßigkeit der Zählratenverteilung der einzelnen Detektoren bei der Änderung der Pumplichthelizität dar. Mit ihnen lassen sich die sogenannten apparativen Asymmetrien [Kap.5.2] berechnen (zweite Zeile ganz rechts 0.041 0.250). Nach jeder zwanzigsten Messung wird der gewichtete Mittelwert beider Komponenten der Asymmetrie berechnet, woraus die Gesamtasymmetrie gebildet wird. Dieser Wert erscheint mit Fehlerbalken. Man erkennt in einer solchen Auftragung die stetige Abnahme des statistischen Fehlers. Nach dem Stoppen des 'Pmess'- Programms (Auslesen der Zählkanäle) erscheint das Endergebnis in der mit Sternen begrenzten Tabelle. Die Anzahl der 'Aufzugfahrten'¹¹

⁹Einplatinen-Allzweck-Computer

¹⁰Analog to Digital Converter

¹¹In der Nähe des Transfersystems befindet sich ein großer Lastenaufzug, der bei seiner Betätigung eine Veränderung der Strahllage zur Folge haben kann und damit den Strahlbetrieb stört.

steht symbolisch für die Menge der Einzelasymmetrien, die eine größere Differenz als fünf Standardabweichungen vom Mittelwert aufweisen und somit sehr wahrscheinlich eine Störung des Systems signalisieren. Desweiteren können bereits erstellte Datendateien ausgewertet und Detektorspektren visualisiert werden. Der Quelltext des Programms 'Mottmess' befindet sich im Anhang B.

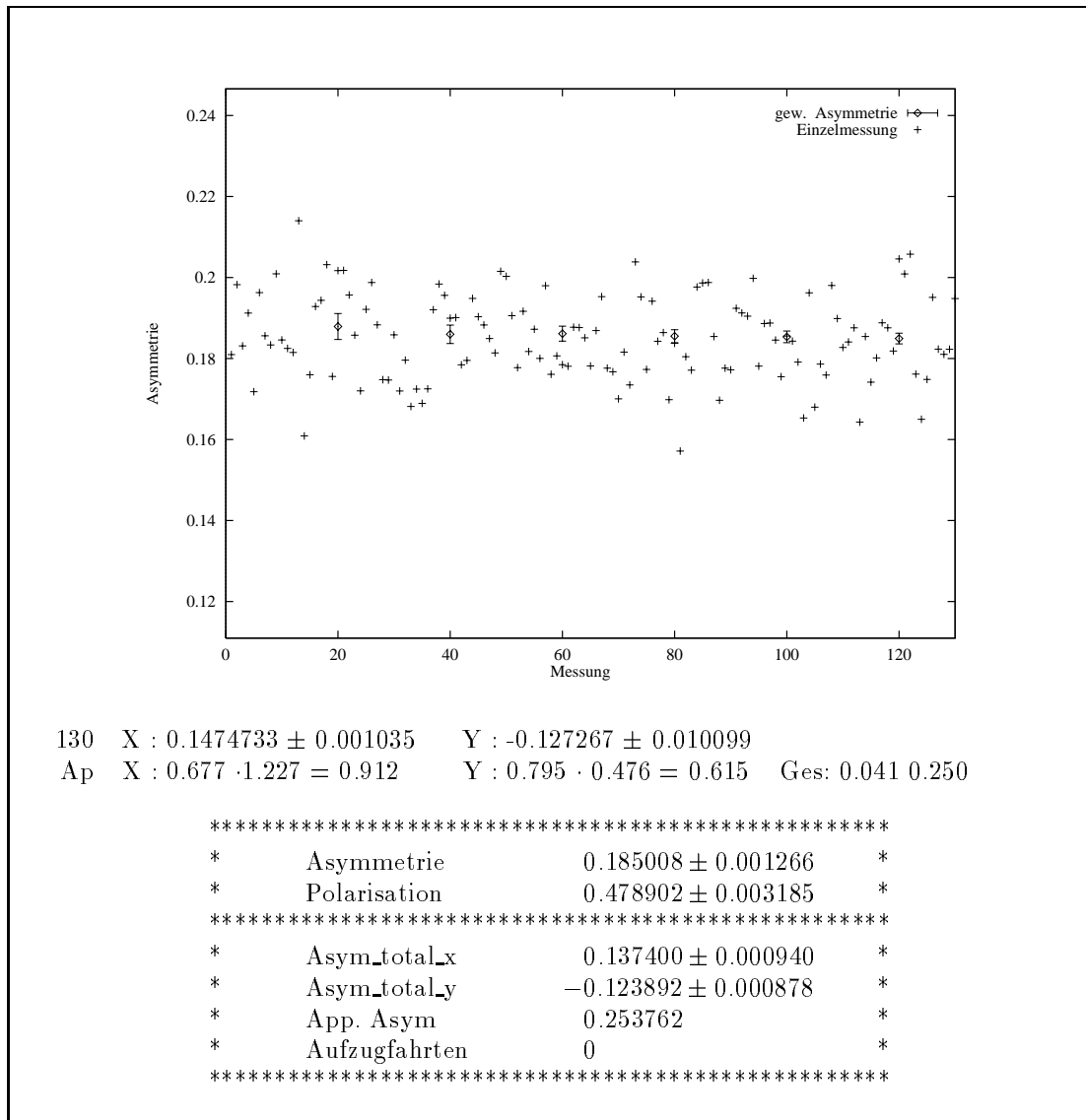


Abb. 3.7: Bildschirmausgabe der Datenauswertung 'Mottmess'

4 Folienherstellung

Bislang wurden im Mottanalysator von [Har90] freitragende Goldfolien verwendet, die äußerst empfindlich und damit schwer zu handhaben sind. Die minimale Foliendicke beträgt dabei etwa 750\AA ($\hat{=} 140\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$). Um Goldfolien mit kleinerer Massenbelegung, was einer größeren effektiven Shermanfunktion [Kap.2.6] entspricht, herzustellen, verwendet man eine Kunststoffolie als Substrat. Da die Shermanfunktion für kleine Kernladungszahlen abnimmt und der differentielle Mottsche Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Kernladungszahl ist, muß das Trägermaterial aus möglichst leichten Elementen bestehen, damit dieses sowohl eine geringe Asymmetrie aufweist als auch ein kleines Untergrundsignal erzeugt. Gleichzeitig wird eine große Elastizität verlangt, so daß auch sehr dünne Substrate noch genug Stabilität besitzen, um bei vorsichtiger Behandlung ein unkritisches Experimentieren zu ermöglichen. Formvar oder Pioloform sind Materialien, die diesen Anforderungen gerecht werden. Nach ihrer Herstellung werden diese Substratfolien in einer Bedampfungsanlage mit unterschiedlichen Goldmengen belegt, so daß man ‘quasi-freitragende’ Goldfolien erhält.

4.1 Formvarfolien

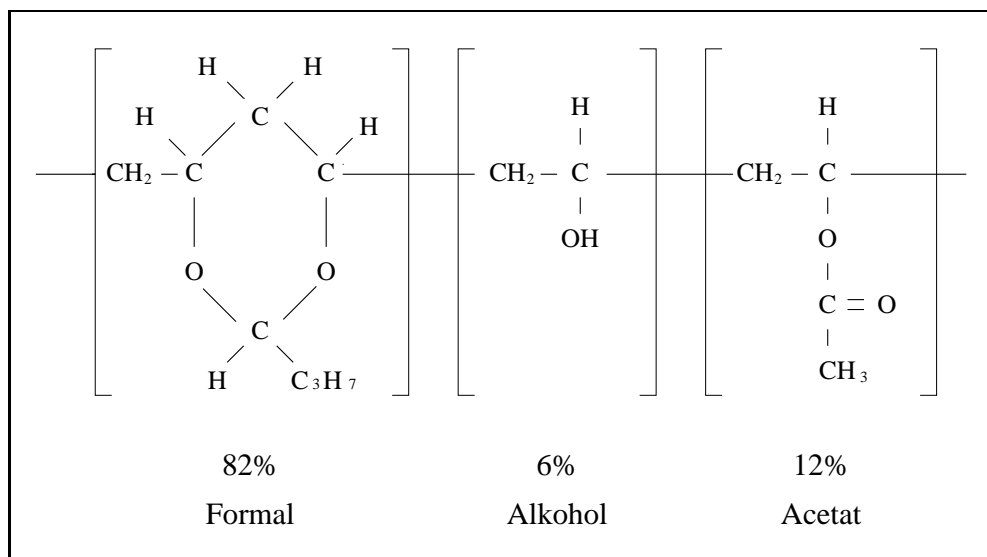


Abb. 4.1: Strukturformel des Formvar

Formvar (Struktur [Abb.4.1]) ist ein Kunstharz, das sich aus PV - Formal, PV-Acetat und PV-Alkohol zusammensetzt (PV = Polyvinyl). Dabei entsteht die

Hauptsubstanz (Formal 82 %) aus einer Zyklisierung von Acetal und Alkoholen, während der kleinste Bestandteil (Alkohol 6%) durch Hydrolyse des Acetats (12%) gebildet wird. Alle drei Grundsubstanzen polymerisieren in zufälliger Anordnung im Verhältnis ihrer Anteile. Formvar (ähnlich Epoxyharz) wird in der Industrie zur Ummantelung von Magnetspulen, als Oberflächenschutz und als Klebstoff verwendet [Mon89]. Es zeichnet sich durch seine Elastizität (zehnmal größer als die von PVC) und durch gute Beständigkeit gegenüber Säuren und Laugen aus. Es ist bis etwa 80°C hitzebeständig. Seine Dichte beträgt $1.227 \frac{g}{cm^3}$, und es besitzt die Eigenschaft, etwa ein Massenprozent Wasser pro Tag zu absorbieren.

Formvar wird bei Untersuchungen an Elektronenmikroskopen zum Einhüllen (coating) von Flüssigkeiten verwendet, wobei die Erfahrung gemacht wurde, daß es für Elektronen fast 'durchsichtig' und außerdem vakuumtauglich ist.

Zunächst wurden einige Vorversuche durchgeführt, deren Ergebnisse hier kurz zusammengefaßt werden :

- Formvar haftet gut auf Aluminium und läßt sich über eine Öffnung von 10mm frei aufspannen, ohne dabei zu zerreißen.
- Formvar ist mindestens bis zu einem Druck von $2.2 \cdot 10^{-7}$ mbar vakuumtauglich.
- Formvar absorbiert Luftfeuchtigkeit und quillt dabei auf. Dadurch entstehen Falten auf der freitragenden Folie.
- Im Vakuum glättet sich die Folie wieder. Beim Belüften mit Argon ist keine Faltenbildung zu beobachten.
- Die Faltenbildung ist nicht temperaturabhängig.

Das Herstellen freitragender Formvarschichten gliedert sich in mehrere Arbeitsschritte, stets unter der Prämisse, eine möglichst dünne haltbare und gleichzeitig mikroskopisch und makroskopisch glatte Folie anzufertigen. Zuerst stellt man eine 1 % Formvar¹-Chloroform ($CHCl_3$) Lösung (1.2g auf 100ml Lsg.) her (Experimente mit Dioxan $C_4H_8O_8$ erwiesen sich als unvorteilhaft). Mit Hilfe einer Filmwaage wird ein Glasobjektträger mit definierter Geschwindigkeit in diese Lösung eingetaucht. Beim Herausfahren haftet die Lösung aufgrund der Oberflächenspannung auf dem Objektträger. Dabei verdampft das Lösungsmittel und zurück bleibt ein Formvarfilm. Die Dicke dieser Schicht korreliert mit der Dippgeschwindigkeit der Filmwaage. Je langsamer der Objektträger aus der Lösung entfernt wird, desto mehr Zeit bleibt dem Formvar, das zu diesem Zeitpunkt noch in Chloroform gelöst ist, der Schwerkraft folgend abzufließen, d.h. desto dünner wird der Formvarfilm. Um diese Formvarfolie nun unbeschädigt vom Glas zu trennen, taucht man den Objektträger vorsichtig unter spitzem Winkel in ein Bad entionisiertes ($\rho = 0.05 \mu S$) Wasser, so daß dieser auf der Wasseroberfläche schwimmt. Es stellte sich heraus, daß alle vorbereitenden Reinigungsmaßnahmen der Objektträger, wie Ultraschallen in Chloroform oder einfaches Benetzen mit

¹Merck 713K4270145

Wasser, sich als ungünstig erwiesen, da der Film auf der zu glatten Fläche besser haftete und sich viel schwerer von der Glasoberfläche löste. Als beste Methode zeichnete sich das Abwischen mit einem sauberen Laborpapier ab.

Im letzten Schritt bringt man einen Folienträger unter das sich auf der Wasseroberfläche befindliche Formvar und hebt dieses leicht an, um es unter flachwinkeligem Ziehen aus dem Wasser zu entfernen, ohne daß die Oberflächenspannung den Film zerreißt.

4.1.1 Messungen an Formvarfilmen

Für die Untersuchung an ultradünnen Schichten eignen sich Reflexionstechniken wie Röntgenstreuung besonders gut. Aus den Meßdaten erhält man unter anderem die Schichtdicke mit einer Auflösung von wenigen Ångström. Aufgrund der geringen Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit den zu untersuchenden Materialien ist die Eindringtiefe recht groß, und es ist somit möglich, im Kleinwinkelbereich (0° - 10°) mit optimiertem Signal-Rauschverhältnis zu messen [Gru94]. Nach dieser sogenannten SAXS-Methode (Small Angle X-Ray Scattering) wurden die Folien mit einem Röntgendiffraktometer (Siemens Typ D500) untersucht. Dieses befindet sich im Arbeitskreis von Herrn Prof. H.Möhwald am Institut für Physikalische Chemie der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz und durfte mit Hilfe von Herrn T.Grünewald für die Vermessung der Formvarschichten benutzt werden.

Ein monochromatischer Strahl der Wellenlänge der $K_{\alpha 1}$ -Linie (1.54Å), der aus dem Strahlungsspektrum einer Kupfer-Anode (40kV, 30 mA) gefiltert wird, trifft auf die Grenzfläche der Probe und wird von dort unter gleichem Winkel in einen Detektor reflektiert. Aus den Stetigkeitsbedingungen der elektromagnetischen Felder, den Maxwellgleichungen (führt auf die Fresnellschen Formeln) und dem

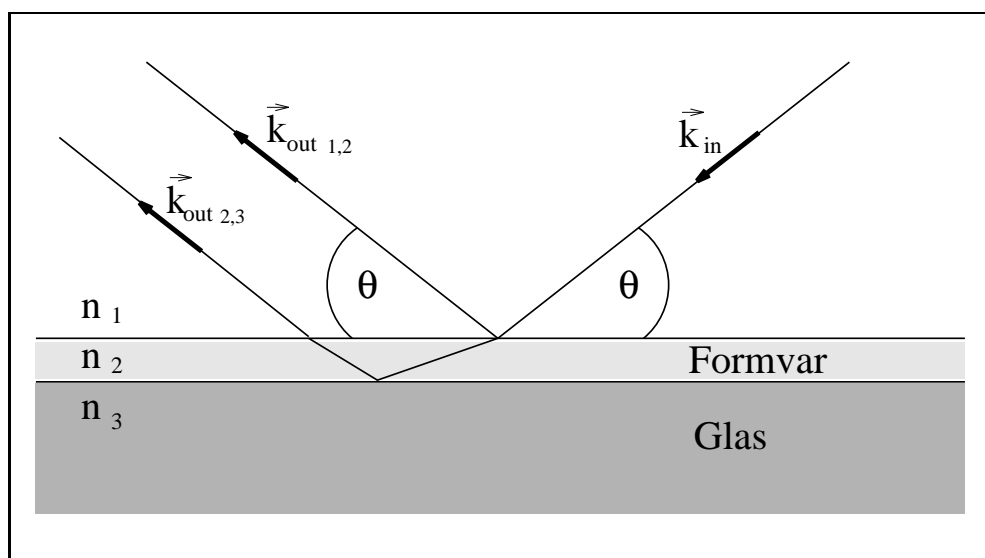


Abb. 4.2: Streugeometrie des Röntgendiffraktometers.

Snelliusschen Brechungsgesetz leitet man den funktionellen Zusammenhang der Streuamplituden her. Da bei der Messung lediglich Intensitäten gemessen werden können, sind keine Aussagen über die Streuphasen möglich. Um trotzdem zu Informationen der Probenstruktur zu gelangen, muß man die Meßergebnisse mit Dichteprofilmodellen vergleichen. Ein Streudichteprofil ergibt sich aus der Veränderung der Dichte mit der Tiefenkoordinate und besteht im Idealfall der absolut glatten Grenzschichten aus Treppenfunktionen. Im nicht - idealen Fall sind die Dichten der Grenzschichten durch die Rauigkeit² der Oberflächen abgerundet. Die Reflexion wird nun als Fouriertransformation des Dichteprofiles in Bornscher Näherung gewonnen :

$$I \propto \frac{1}{\rho_{Sub}^2} \cdot \left| \int_0^d \frac{d\rho(z)}{dz} e^{iqz} dz \right|^2 \quad (4.1)$$

Da die Formvar-Glas-Probe zwei Grenzschichten besitzt (Abb.4.2), überlagern sich Wellenzüge, die an den verschiedenen Ebenen reflektiert werden. Durch Variation des Einfallswinkels verändert man den Gangunterschied der Wellenzüge und erhält so eine Interferenzstruktur, in der die Abstände der Minima und Maxima Aufschluß über die Dicke des Formvars geben. Die Amplitude und die Anzahl der Extremwerte beinhalten Informationen über die Rauigkeit der Formvarschicht und des Substrates. In [Abb.4.3] wurde die Intensität gegen den Impulsübertrag ($\hat{=}$ Einfallswinkel) aufgetragen. Man erkennt den Winkel der Total-

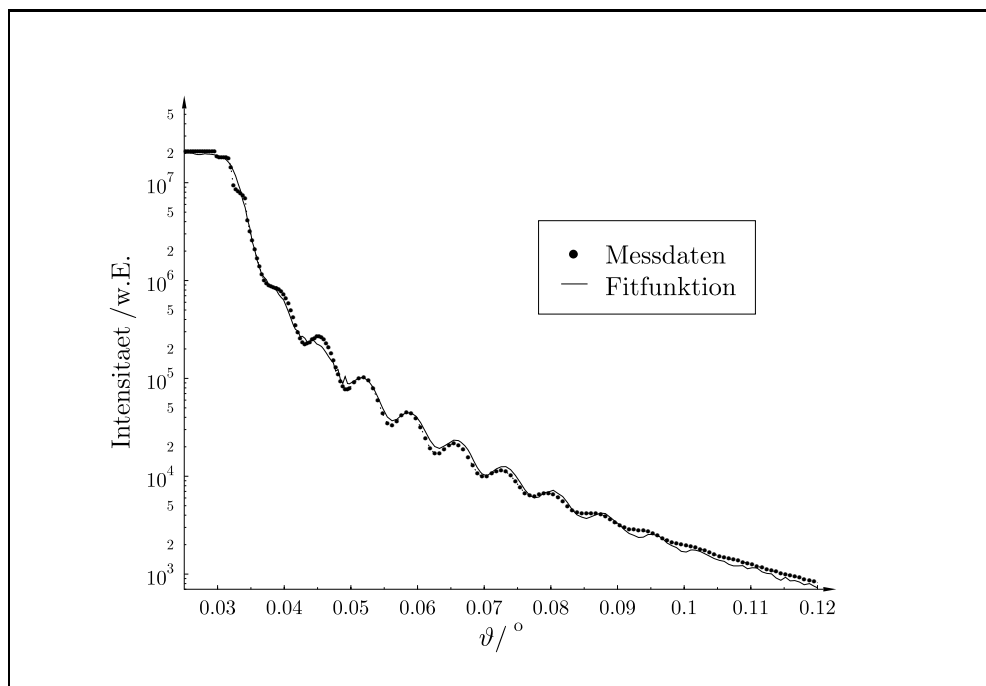


Abb. 4.3: Typischer Intensitätsverlauf in Abhängigkeit des Reflexionswinkels

reflexion (0.035°), aus dem man den Brechungsindex berechnen kann. Ein Fitprogramm variiert auf der Basis eines χ^2 -Tests alle Parameter aus [Gl.4.1]. Da es

²Der Begriff der Rauigkeit ist nicht eindeutig festgelegt. Man kann sich unter ihr sowohl kleinste Unebenheiten, als auch eine grobe wellenförmige Struktur der Oberfläche vorstellen.

zwei verschiedene Lösungen des Problems gibt, ist allerdings darauf zu achten, daß die Endwerte der Parameter physikalisch sinnvoll sind. Dies erreicht man unter anderem dadurch, daß die Elektronendichte des reinen Glases im Vorfeld bestimmt (Messung mit reinem Objektträger) und während der Fitprozedur als nahezu konstant betrachtet wird (Verunreinigungen und Beschädigungen rechtfertigen auch hier eine leichte Korrektur). Darüber hinaus vernachlässigt man die Absorption des Formvars und des Glases. Die Fitroutine reagiert jedoch empfindlich auf Variationen der Schichtdicke, so daß man schließlich glaubhafte Werte für die Folienstärke erhält [Tab.4.1].

Tempo $\frac{mm}{min}$	Dicke Å	Rauhigkeit Å	e ⁻ -Dichte 10 ⁻⁶
15	520	8	5.6
20	453	1.3	5.3
25	480	20	4.0
30	424	3.0	4.2
40	330	5.7	4.7
60	407	6.5	4.8
100	524	2.8	4.1
150	660	5.3	4.0
200	855	23	4.3
400	1322	49.6	5.8

Tab. 4.1: Ergebnisse der Formvaruntersuchungen. e⁻-Dichte des Objektträgers = $6.76 \cdot 10^{-6}$

Im mittleren Bereich des Graphen [Abb.4.8] erkennt man einen linearen Zusammenhang zwischen der Dippgeschwindigkeit und der Foliendicke. Unterschreitet man jedoch ein bestimmtes Tempo ($50 \frac{mm}{min}$), so kondensiert das Formvar bereits in der Lösung am eingetauchten Objektträger und es entstehen dickere Folien als beabsichtigt. Bei zu großen Geschwindigkeiten haftet eine gewisse Menge der Lösung am Glas. Es kommt nicht mehr zum Ablaufen der Flüssigkeit, und es stellt sich eine Art Sättigung ein. Für das angestrebte Vorhaben erweist sich eine Dippgeschwindigkeit von $V_{dip} = 25 \frac{mm}{min}$ als optimal, denn hier liegt eine kleine Schichtdicke (400Å) bei minimaler Rauigkeit von weniger als 10Å vor. Bevor die Formvarfolien letztendlich in den Analysator eingebaut wurden, hatten sie des öfteren Kontakt mit Luft (zusammen maximal 2 Tage), so daß mit der Einlagerung von Wasser zu rechnen war. Tatsächlich zeigten Messungen, daß Referenz-Folien, die zum gleichen Zeitpunkt hergestellt, aber ständig an der Luft aufbewahrt wurden, eine starke Verdickung erlitten. Nach anschließendem Einbringen in einen Exsikkator über einen längeren Zeitraum, verloren sie wieder einen Teil des eingelagerten Wassers. Es war also mit einer Zunahme der Stärke der eingebauten Folien zu rechnen, die sich aber teilweise mit der Zeit wieder abbauen würde und letztendlich keinen größeren Einfluß auf Asymmetriemessungen haben sollte. Auf diese Weise wurden 32 Folienträger mit freitragenden Formvarfolien und zusätzlich 50 mit Formvar belegte Objektträger als Meßreferenzen und Ersatzfolien angefertigt. Großer Wert wurde auf die zügige Präparation mit derselben Formvar-Chloroform-Lösung gelegt, damit eine Konstanz der Schichtdicken gewährleistet war.

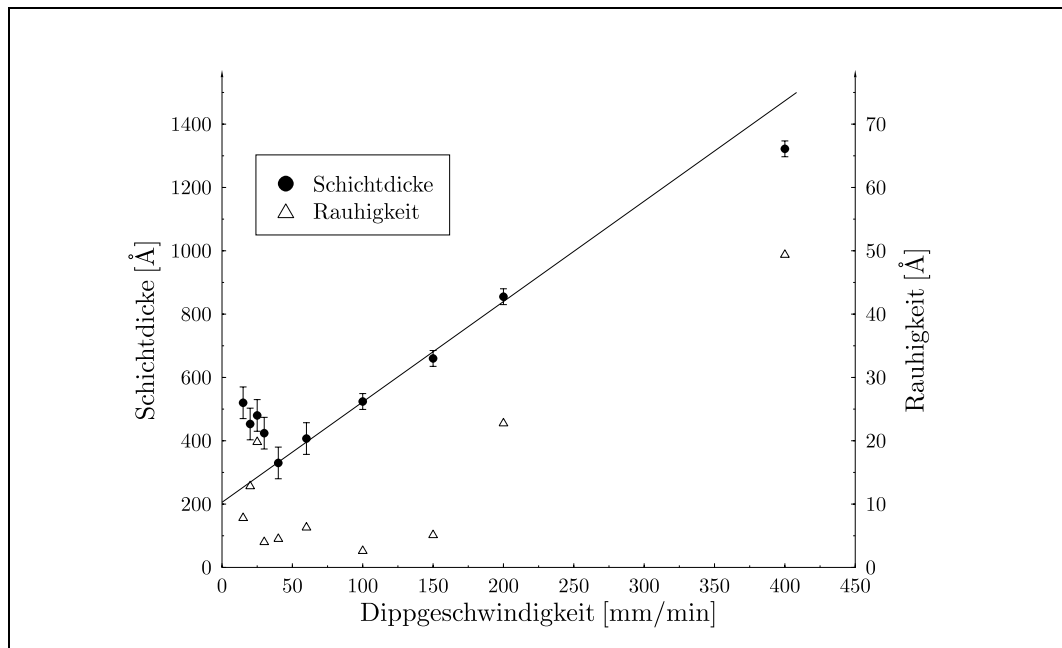


Abb. 4.4: Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schichtdicke.

4.2 Goldfolien

Zur Produktion der Goldfolien wird auf die freitragenden Formvarfolien in der institutseigenen Bedampfungsanlage (Balzers), die von Herrn E.Gries betreut wird, Gold aufgebracht. Die gesamte Apparatur wird von einer abhebbaren Glocke verschlossen, so daß man mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe ein Vakuum von

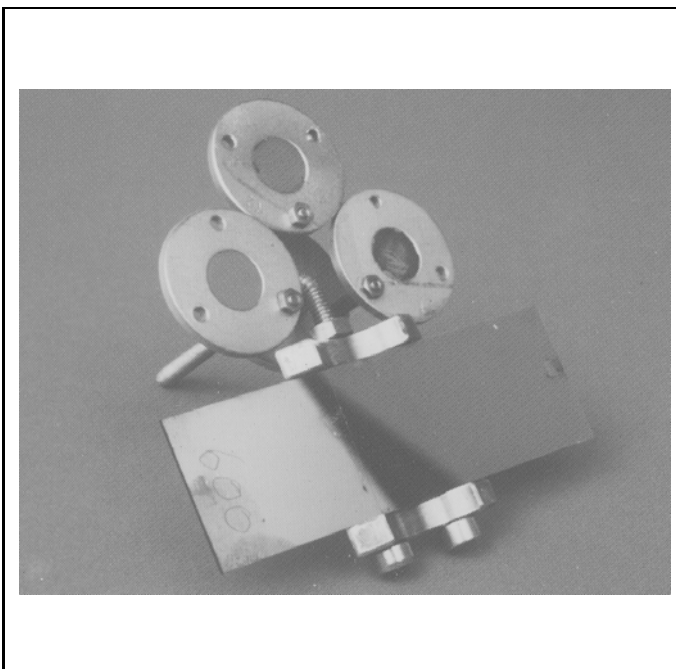


Abb. 4.5: Drei Goldfolien mit Referenzobjektträger nach dem Aufdampfvorgang



Abb. 4.6: Beispiel einer sehr inhomogenen Goldfolie (471.7Å)

10^{-6} mbar erzeugen kann. Das sich in einem Wolframschiffchen befindliche Gold wird durch einen Heizstrom von etwa 2.2A verdampft und kondensiert auf der Unterseite der sich darüber (Abstand etwa 23cm) befindlichen Folienträger. Im Goldstrom befinden sich gleichzeitig drei Folienträger [Abb.4.2], um eine Auswahl der besten Goldfolie zu ermöglichen und ein mit Formvar belegter Objektträger³, der als Meßreferenz dient. Zur Kontrolle der Schichtdicke des Goldes während des Bedampfungsvorgangs benutzt man einen Schwingquarz, der in der Nähe der zu vergoldenden Proben angebracht ist. Das Meßprinzip beruht auf der Verstimmung seiner Resonanzfrequenz durch das Kondensat. Über die Frequenzdifferenzen und die Dichte des Goldes berechnet sich schließlich die Massenbelegung. Es ist allerdings festzuhalten, daß diese Daten lediglich einen Anhaltspunkt bieten können. Eine genauere Bestimmung der Schichtdicken geschieht durch das Vermessen der Objektträger. In neun Arbeitsgängen sollten auf diese Art Goldfolien zwischen 50Å und 800Å angefertigt werden. Dabei variierte die Qualität der verschiedenen Folien nach dem Bedampfen erheblich. Während einige Folien eine äußerst glatte und homogene Oberfläche zeigten, waren bei anderen Löcher und Risse zu erkennen. Diese sind auf kleinste Beschädigungen der Formvarschichten zurückzuführen, die sich vor dem Bedampfungsvorgang nur durch leichte Farbschattierungen oder überhaupt nicht bemerkbar machten. Bei zwei Schichtdicken zeigte gleich die ganze Charge erhebliche Mängel.

Bei allen drei Trägern waren die Folien in der Mitte stark eingebault und außerdem sehr faltig [Abb.4.2]. Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um eine Hitze-

³Der Objektträger besaß einen Formvarfilm, um einen möglichst gleichen Haftkoeffizienten zu bieten.

beschädigung der Formvarschichten durch eine zu hohe Heizleistung. Deswegen wurde im folgenden die Stromstärke auf ein Minimum reduziert, so daß dieser Effekt nicht mehr zu beobachten war.

4.2.1 Relative Schichtdickenbestimmung durch Absorptionsmessungen

Für eine Foliendickenextrapolation gegen Schichtdicke Null [Kap.2.6] benötigt man Relationen zwischen den Stärken der einzelnen Goldfolien, ohne deren absoluten Wert kennen zu müssen. Um ein exakteres Ergebnis als die vom Schwingquarz erzeugten absoluten Dickenwerte zu erhalten, vermißt man die Referenz-Objektträger mit einem Absorptionsspektrometer. Ein solches besitzt die Forschungsabteilung der Firma Schott und durfte mit freundlicher Unterstützung von Herrn P.Naß für dieses Vorhaben benutzt werden. Das Gerät, das eine Lichtquelle mit einem Wellenlängenbereich von 200\AA bis 850\AA besitzt, funktioniert auf folgende Weise. Das Licht wird in zwei Bündel (ausgeleuchteter Bereich : 0.4mm

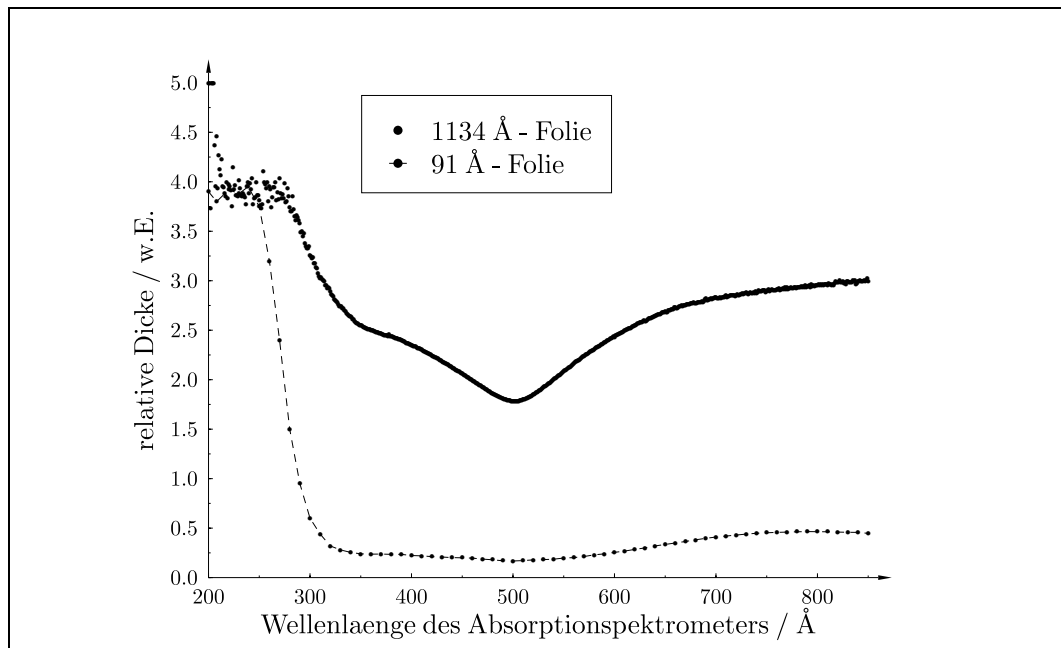


Abb. 4.7: Absorptionsspektren der 91.5\AA - und der 1134\AA -Folien

x 0.8mm) geteilt, wovon das eine auf die zu untersuchende Probe (Goldschicht auf Glasobjektträger [Abb.4.2]) fällt und zum Teil absorbiert wird. Das restliche transmittierte Licht wird mit dem zweiten Bündel, das als Meßreferenz dient, verglichen, so daß mit dem Absorptionsgesetz die Schichtdicke folgt. Da keine absolute Eichung des Gerätes existiert, erhält man lediglich ein Maß der relativen Schichtdicke. Nach der Aufnahme zweier Spektren für die dickste und die dünnste Goldfolie [Abb.4.7] entschied man sich für die Messung bei der Wellenlänge der geringsten Absorption (501nm). Jeder Objektträger wurde über seinen gesamten

mit Formvar unterlegten Bereich vermessen. Dabei stellte sich heraus, daß die Variation der Schichtdicke ein Prozent kaum überschreitet, wobei der Fehler der Meßanordnung (etwa 0.5%) noch zu berücksichtigen ist. Die Absorption des Glases mit Formvar wurde durch eine 'Leermessung' bestimmt und als Offset von den Resultaten subtrahiert [Tab.4.2].

Leider bietet das Spektrometer nur die Möglichkeit der relativen Dickenbestimmung. Damit man jedoch einen Vergleich mit den theoretisch berechneten Shermanfunktionen [Kap.2.6] ziehen kann, bemüht man sich, die absoluten Werte mit Hilfe einer andere Methode zu bestimmen.

4.2.2 Absolute Schichtdickenbestimmung durch Plasmonspektroskopie

Das Quant der Plasmaschwingung, die in einem Metall eine kollektive, longitudinale Eigenschwingung des freien Elektronengases an der Oberfläche darstellt, nennt man Plasmon [Sch92]. Fällt Licht unter einem Winkel ein, an dem sich die Probe totalreflektierend verhält, kann das Photon kohärente, longitudinale Fluktuationen der Elektronendichte an der Oberfläche hervorrufen. Das Licht wird dann nicht mehr vollständig reflektiert und zum Teil in Joulesche Wärme umgewandelt. Handelt es sich wie in diesem Fall um eine Luft-Gold-Glas Probe, so kommen sich die Dielektrika um so näher, je dünner die Goldschicht ist. Unter der Voraussetzung von eingestrahlttem π -Licht zeigt sich in einer Störungsrechnung eine Veränderung der Dispersionsrelation (Drude-Theorie). Der Imaginärteil dieser Störung wird Strahlungsdämpfung genannt und beschreibt die Kopplung der Oberflächenplasmonen an Licht. Außerdem ist sie eine Funktion der Metallfilmdicke, so daß man durch Bestimmen des Winkels (Impulsübertrag) an der Stelle des Reflexionsminimums und durch Kenntnis der Dielektrizitätskonstanten diese Größe sehr genau ermitteln kann. Da die mit Gold bedampften Objektträger nur zu zwei Drittel mit Formvar beschichtet waren, befand sich auf jeder Probe ein Bereich, auf dem die Schichtdicke des Goldes bestimmt werden konnte, ohne daß eine Beeinträchtigung durch Formvar vorgelegen hätte (sonst hätte es sich um ein 4-Schicht-System gehandelt: Luft-Gold-Formvar-Glas). Die Plasmonspektroskopie eignete sich jedoch nur für Messungen im mittleren Dickenbereich, da an den Grenzen die Bestimmung des Reflexionsminimums äußerst schwierig war. Diese Messungen wurden von Herrn M.Schwendler, der ebenfalls Mitglied der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. H.Möhwald am Institut für Physikalische Chemie in Mainz ist, durchgeführt und ausgewertet. Die Resultate stimmten gut mit den Erfahrungen früherer Messungen an Silber überein, so daß der absolute Fehler der Golddicken mit einem schmalen (breiteren) Reflexionsminimum zu 10Å (20Å) geschätzt wurde. Diese entstehen hauptsächlich durch die Unkenntnis der genauen (10^{-4}) Brechungsindizes und der Absorptionskoeffizienten von Gold und der Glassorte der Objektträger. Desweiteren erzeugen leichte Verunreinigungen und Mehrfachreflexionen einen Fehler der absoluten Schichtdickenbestimmung.

1	2	3	4	5	6
Quarz Å	Absorption %	Plas.-Spek. Å	rel.Dicke %	Dicke Å	Massenbelegung $\frac{\mu g}{cm^2}$
50	14.2 ± 0.19		12.87 ± 0.17	91.5 ± 1.5	$17.68 \pm 1.6\%$
100	19.9 ± 0.10	130 ± 20	17.99 ± 0.09	128.0 ± 0.8	$24.73 \pm 0.6\%$
150	20.4 ± 0.12		18.45 ± 0.11	131.2 ± 0.9	$25.35 \pm 0.7\%$
200	32.8 ± 0.33	220 ± 10	29.73 ± 0.28	211.5 ± 2.3	$40.87 \pm 1.1\%$
300	59.5 ± 0.64	400 ± 10	54.31 ± 0.54	386.4 ± 4.1	$74.66 \pm 1.0\%$
400	72.9 ± 0.50	490 ± 10	66.31 ± 0.43	471.7 ± 3.6	$91.15 \pm 1.1\%$
500	110.6 ± 0.56	705 ± 10	100.00 ± 0.48	711.4 ± 4.3	$137.45 \pm 0.6\%$
600	131.6 ± 0.71	830 ± 20	118.14 ± 0.63	846.0 ± 5.5	$163.45 \pm 0.7\%$
800	176.3 ± 2.05		159.40 ± 1.85	1134.0 ± 13.9	$219.10 \pm 1.2\%$

Tab. 4.2: Ergebnis der Foliendickenbestimmung

4.2.3 Diskussion der Ergebnisse

In den ersten drei Spalten von [Tab.4.2] sind die Ergebnisse der beschriebenen Meßmethoden aufgeführt; [Abb.4.8] verdeutlicht dies graphisch. Während man zwischen Spalte 2 und 3 einen guten linearen Zusammenhang erkennt, weisen die Werte der Schwingquarzmessung erhebliche Abweichungen auf. Da bei einer

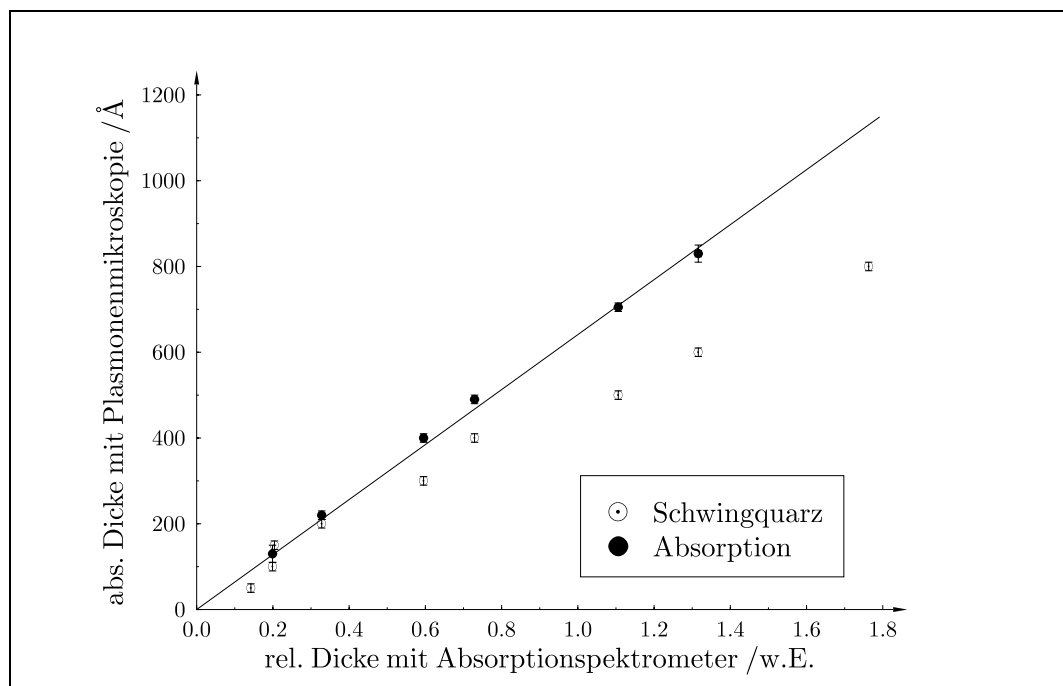


Abb. 4.8: Ergebnisse der Schichtdickenbestimmung

Foliendickenextrapolation nur die relativen Verhältnisse der Foliendicken interessieren, ist es sinnvoll, die relativen Resultate der Absorptionmessung und der Plasmonenspektroskopie miteinander zu verknüpfen. Dazu normiert man beide

Spalten auf den Wert der 500Å-Folie, da diese mit kleinen Fehlern behaftete Werte der beiden Dickenmessungen aufweist, und bildet den gewichteten Mittelwert (Spalte 4). Anschließend benutzt man das Ergebnis der linearen Regression

$$abs.Dicke = [711.4\text{\AA} \pm 2.7\text{\AA}] \cdot rel.Dicke \quad r^2 = 99.7\%$$

der beiden Meßreihen (Spalte 2 und 3), um die absoluten Dicken zu ermitteln (Spalte 4 \cdot 711.4Å = Spalte 5)⁴. So gewinnt man auch einen Vergleich mit theoretisch berechneten Werten [Kap.2.6] und den Ergebnissen anderer Experimentatoren. Schließlich errechnet man noch die häufig verwendete Massenbelegung der Folien über die Dichte des Goldes (Spalte 6).

4.2.4 Mikroskopische Struktur der Goldschichten

Wie man den obigen Daten entnehmen kann, ist es gelungen, äußerst dünne Goldfolien herzustellen. Es ist bekannt, daß sich bei sehr kleinen Massenbelegungen (bis $50 \frac{\mu g}{cm^2}$) das Gold nicht homogen auf der Oberfläche des Formvars verteilt, sondern eine Struktur isolierter Inseln bildet. Um das Ausmaß dieses Nukleationseffektes einschätzen zu können und eine Bestätigung der absoluten Dickenbestimmung zu erhalten, wurden elektronenmikroskopische Transmissionsuntersuchungen an den Goldschichten vorgenommen. Auch diese Messung fand im Arbeitskreis von Herrn Prof. H.Möhwald statt und wurde von Herrn V.Brezinsky unterstützt. In [Abb.4.9] erkennt man in 250000-facher Vergrößerung ($1\text{cm} \hat{=} 400\text{\AA}$) deutlich die eben beschriebene Struktur. Während der Inseldurchmesser der dünnsten Folie (91.5Å) etwa 200Å beträgt, füllen sich die Zwischenräume (auf den Bildern hell) mit zunehmender Massenbelegung und besitzen einen mittleren Abstand von etwa 800Å. Diese Ergebnisse stehen in sehr gutem Einklang mit den Beobachtungen von L.L.Kazmerski et. al. [Kaz75] und L.Reimer et al. [Rei64], so daß man von der richtigen Einschätzung der Foliendicken ausgehen kann. Nach diesen Autoren hängt der Effekt der Inselbildung von der Geschwindigkeit des Aufdampfungsvorganges und von der Temperatur des Substrates ab. Danach sind die Inseln um so größer und die Zwischenräume um so kleiner, je geringer die Aufdampftrate ist.

Ungeklärt ist jedoch, inwieweit sich das Belegungs-Zwischenraumverhältnis (vgl. [Gay92]) auf die effektive Shermanfunktion auswirkt.

⁴Das Benutzen der Steigung der Regression ($711.4\text{\AA} \pm 2.7\text{\AA}$) für die Bestimmung der absoluten Golddicken (Spalte 5) ist genauer als der Wert der Einzelmessung der Plasmonenspektroskopie ($705\text{\AA} \pm 10\text{\AA}$), da hiermit der statistische Fehler der Einzelmessung eliminiert wird.

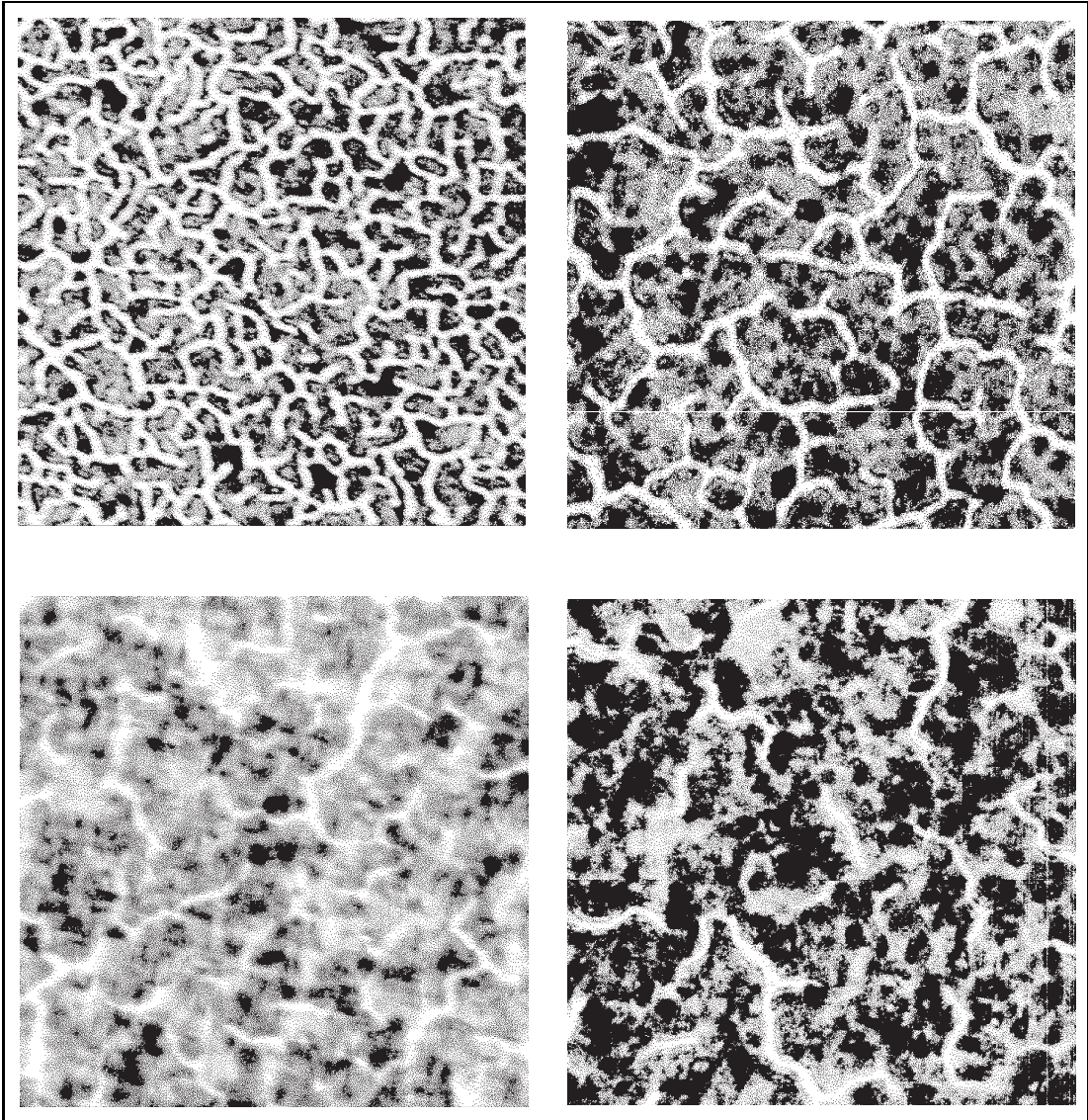


Abb. 4.9: TEM Aufnahmen der vier Goldfolien mit kleinster Massenbelegung. Von links oben nach rechts unten: 91.5\AA , 128\AA , 131.2\AA , 211.5\AA

5 Experimentelle Ergebnisse

5.1 Folienradeinbau und Variation der Streugeometrie

Zum Einbau des neuen Folienrades in den Mottanalysator mußte das gesamte Polarimeter aus der Strahlführung entfernt werden. Beim Öffnen des Gehäuses stellte sich heraus, daß sich der Durchmesser der Motorachse mit geschätzten 8mm (konnte aus früheren Zeichnungen nicht entnommen werden) im Vergleich zum tatsächlichen Wert von 6.7mm als sehr ungenau erwies. Trotzdem konnte das Folienrad mit drei Madenschrauben zufriedenstellend fixiert werden. Um ei-

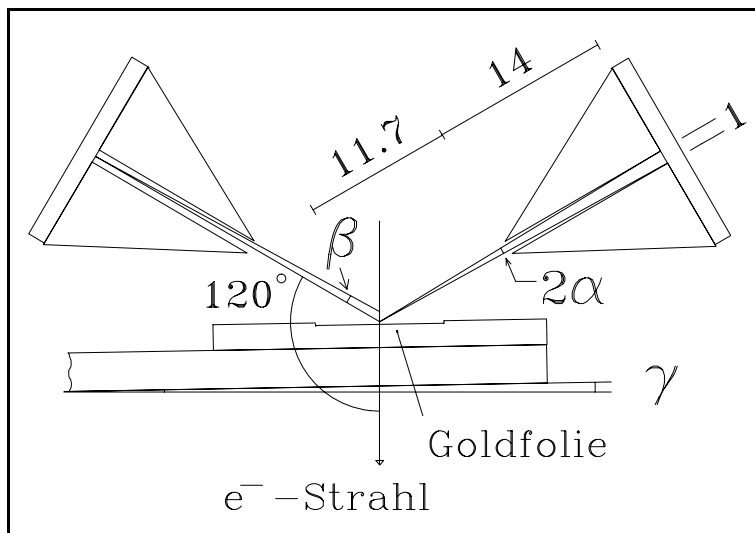


Abb. 5.1: Streugeometrie des Mottdetektors

ne möglichst symmetrische Streugeometrie [Abb.5.1] zu erzielen, ist die Justage des Folienrades sehr wichtig. Hierzu wurden die bereits existierenden Messingklötzchen benutzt, deren Höhe dem genauen Abstand des Analysatordeckels zum Folienrad entspricht.

Durch das ungleiche Anziehen der Schrauben am Flansch der Vakuumdurchführung stimmte die Motorachse nicht mit der Symmetrieachse des Polarimeters überein, sondern wies einen Winkel von etwa $\gamma = 0.4^\circ$ auf. Dies führte, bezogen auf die Außenkanten des Rades, zu einer Höhendifferenz von 0.9mm. Um die hierdurch hervorgerufene Nutation zu unterdrücken, wurde das Rad so angebracht, daß es einen rechten Winkel mit der Motorachse bildete. Dadurch stand es zwar in unterschiedlichen Winkeln zu den einzelnen Detektoren, was eine leichte Veränderung der effektiven Foliendicke zur Folge hatte, der Abstand zu den Detektoren aber nahezu konstant war ($11.7\text{mm} \pm 0.1\text{mm}$; $\pm\beta = 0.8^\circ$). Für die Winkelakzeptanz der Detektoren ergibt sich ein Wert von $\alpha = \pm 1.1^\circ$ ($d\Omega = [1.19 \pm 0.01]\text{msr}$).

Dabei werden nur die Elektronen berücksichtigt, die ungehindert durch den Kanal der Kegelblende zum Detektor gelangen, da der mittlere Energieverlust bei der Kollision an den Wänden bei minimal 11% [Kan57] liegt (für Winkel spitzer als 85°) und somit kaum noch in den elastischen Peak der Goldstreuung hereinreicht. Berücksichtigt man alle Winkelvarianzen, so ergibt sich eine Akzeptanz von $(120 \pm 2.1)^\circ$. Bildet man das Mittel der Shermanfunktion nach [Tab.2.7] bzw. [Abb.2.7], so ist $S(120^\circ; \text{Gold}; 100\text{keV}) = -0.3975 \pm 1\%$.

5.2 Prinzipielle Eliminierung instrumenteller Asymmetrien

Ein großes Problem bei der Messung der Polarisation, die auf dem Prinzip der Mott-Streuung beruht, stellen die instrumentellen Asymmetrien dar. Unter ihnen versteht man den Anteil an der Gesamtasymmetrie, der nicht durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen wird, so daß auch bei unpolarisiertem Elektronenstrahl meßbare Asymmetrien auftreten. Die Gründe hierfür können in folgenden Ursachen liegen :

1. Unterschiedliche Raumwinkel der einzelnen Detektoren, wie in [Kap.5.1] dargestellt wird
2. Unterschiedliche Nachweisempfindlichkeiten der Meßelektronik [Kap.3.3.1]
3. Unsymmetrien in der Strahlgeometrie
4. Inhomogene Streufolien
5. Formvariasymmetrien
6. Elektromagnetische Felder

Asymmetrien der Apparatur, die als multiplikativer Faktor in die Gesamtasymmetrie eingehen, kann man entweder durch die aufwendige Rotation des Mottanalysators um 180° eliminieren oder durch Umpolen der Strahlpolarisation unterdrücken. Letzteres ist, wie in [Kap.2.1] deutlich wird, sehr leicht und schnell durch das Wechseln der Zirkularpolarisation des Pumplichtes zu erreichen.

Für die Zählraten $N_{r,l}^\pm$ der Elektronen, die durch σ^\pm - Licht photoemittiert wurden, gilt mit [Gl.2.11] für die reine Strahlasymmetrie, wenn keine instrumentelle Asymmetrie vorliegt :

$$A^\pm = \frac{N_l^\pm - N_r^\pm}{N_l^\pm + N_r^\pm} = \frac{1 - \frac{N_r^\pm}{N_l^\pm}}{1 + \frac{N_r^\pm}{N_l^\pm}} = \frac{1 - q^\pm}{1 + q^\pm}$$

$$\text{und} \quad A^+ = -A^-$$

Daraus folgt durch Ausmultiplizieren $q^+ \cdot q^- = 1$. Nimmt man nun an, daß für beide Lichtpolarisationen die gleiche apparative Asymmetrie vorliegt, so läßt sich

der Quotient der Zählraten als ein Produkt aus den Maßen der Strahlasymmetrie q^\pm und der instrumentellen Asymmetrie q_0 schreiben :

$$\frac{N_r^\pm}{N_l^\pm} = q_0 \cdot q^\pm$$

Bildet man das Verhältnis :

$$Q = \frac{N_r^+}{N_l^+} \cdot \frac{N_l^-}{N_r^-} = q_0 \cdot q^+ \cdot \frac{1}{q_0 \cdot q^-} = q^{+2} \quad (5.1)$$

so erhält man die reine Elektronenasymmetrie :

$$A = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}} \quad (5.2)$$

und mit der Shermanfunktion die Strahlpolarisation [Gl.2.11]. Wie man sieht, kürzen sich alle instrumentellen Asymmetrien, die als multiplikative Faktoren darstellbar sind heraus, so daß tatsächlich die reine Strahlasymmetrie gemessen wird. Mit ähnlichen Überlegungen findet man einen Ausdruck für die instrumentelle Asymmetrie :

$$A_i = \frac{1 - \sqrt{Q_i}}{1 + \sqrt{Q_i}} \quad \text{wobei} \quad Q_i = q_0 \cdot q^+ \cdot q_0 \cdot q^- = q_0^2 \quad (5.3)$$

Nicht kompensiert werden allerdings die Asymmetrie der Formvarstreuung und eine mögliche Asymmetrie, die durch minimalen Strahlversatz bei der Umpolung der Lichtpolarisation entsteht, sowie alle instrumentellen Asymmetrien, die sich nicht auf die oben beschriebene Methode darstellen lassen. Deshalb wurde eine Messung an einer reinen Formvarschicht vorgenommen [Kap.5.3].

Mit A_i gewinnt man ein Maß, um instrumentelle Asymmetrien einschätzen zu können. In sehr präzisen Doppelstreuexperimenten, in denen Shermanfunktionen mit einer Genauigkeit von unter einem Prozent bestimmt werden, ohne die theoretische Shermanfunktion der Schichtdicke Null zu benutzen, verwendet man Monitorzähler, mit deren spezieller Anordnung die Ausschaltung instrumenteller Asymmetrien möglich ist [Gel89]. Diese Methode kommt jedoch wegen der geringen Abmessungen des Mottanalysators nicht in Frage.

Fletcher et. al. [Fle86] schlagen einige Korrekturen vor, die Störungen der Formvarstreuung ausgleichen. Man unterscheidet Korrekturterme der elastischen (K_{el}) und der inelastischen (K_{inel}) Streuung der Elektronen an Formvar :

$$Q_{Kor} = Q_{Me\beta} \cdot K_{el} \cdot K_{inel} \quad (5.4)$$

$$K_{el} = \sqrt{\frac{(1 - b_l^+)(1 - b_r^-)}{(1 - b_l^-)(1 - b_r^+)}} \quad K_{inel} = \sqrt{\frac{(1 - f_l^+)(1 - f_r^-)}{(1 - f_l^-)(1 - f_r^+)}}$$

Dabei bedeuten b_i^\pm (f_i^\pm) die elastischen (inelastischen) Anteile eines Detektorpaares für σ^\pm - Licht im Verhältnis zur gesamten elastischen Goldstreuung. Diese Größen werden im nächsten Abschnitt anhand von Detektorspektren ermittelt.

5.3 Aufnahme der Detektorspektren

Da alle vier Detektoren eine unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit der eintreffenden Elektronen besitzen, wurden die Impulshöhenspektren eines jeden Zählers aufgenommen. Dazu minimiert man das 'Fenster' ($\Delta U = 50\text{mV}$) des SCA [Kap.3.3.1], was der maximalen Energieauflösung der Anordnung entspricht, und variiert die Lage des Fensters im ganzen Energiebereich ($U = 0.6 - 3\text{V}$). In [Abb.5.2] ist das Spektrum des Detektors 2 für die dickste und die dünnste Goldfolie dargestellt. Es gliedert sich in folgende Spannungsbereiche :

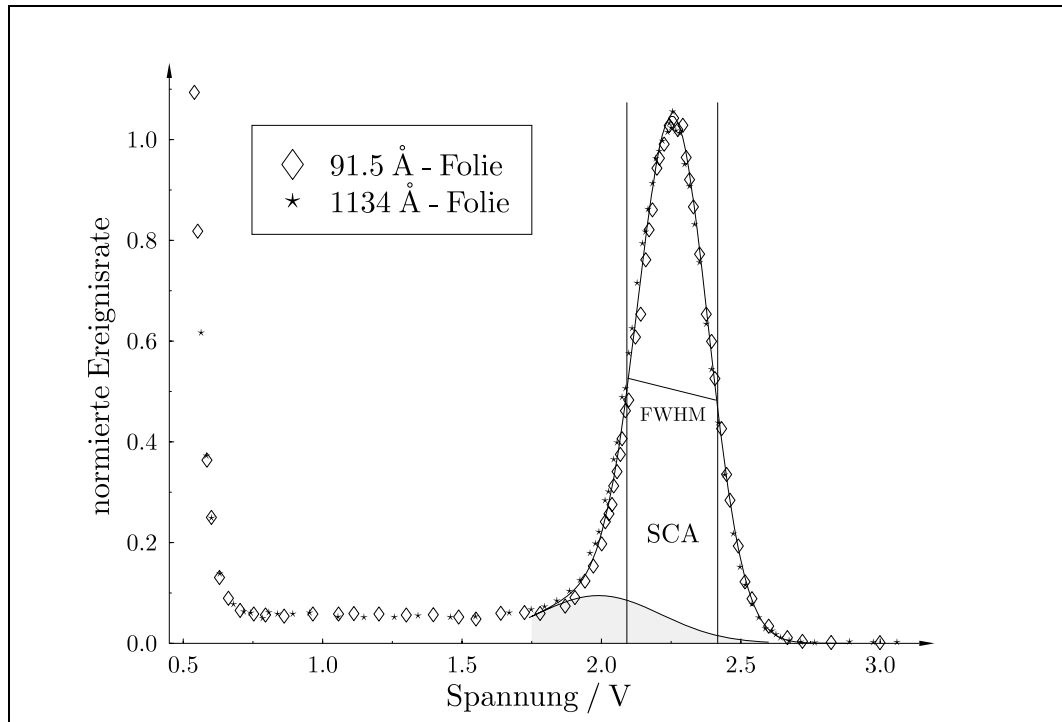


Abb. 5.2: Impulshöhenspektrum der Elektronenstreuung an einer 91.5Å- und 1134Å-Folie mit Detektor 2

1. **Detektor- bzw. Elektronikrauschen** (0-0.7 Volt).
2. **Elastischer Peak** (2.0-2.7 Volt).

Hierbei handelt es sich um das Signal der an Gold elastisch gestreuten Elektronen, die unter einem Winkel von 120° zum Detektor gelangen und bei der Messung von Asymmetrien von Interesse sind. Die Ereignisrate wurde auf das Maximum einer Gaußkurve, deren Erwartungswert μ der Energie von 100keV entspricht, normiert. Unter Annahme der Linearität der Anordnung ergibt sich aus der Breite der Funktion $\Gamma_{\frac{1}{2}}$ (FWHM) die Energieauflösung des Kanals 2 zu 13.35% (siehe Spalten 3 bis 5 [Tab.5.1]). Den Hauptbeitrag hierzu liefert die Energieauflösung des Detektors von etwa 10keV. Der elastische Peak der 91.5Å-Folie liegt durchschnittlich um 470eV bei höheren Energien als der der 1134Å-Folie, da mit zunehmender Foliendicke die

Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuprozesse¹ unter sehr kleinen Streuwinkeln steigt. Aus der Bethe-Theorie [Cam85] folgt ein mittlerer Energieverlust von 0.44 eV/\AA , was in diesem Fall auf eine Wegverlängerung des Elektrons in der Goldfolie von 1070\AA (dreifacher Weg) schließen läßt, und damit zu einer Eindringtiefe von 356\AA führt. Hiermit deutet sich auch der Effekt an, daß ab einer kritischen Schichtdicke die inelastischen Prozesse immer dominierender werden, so daß für elastisch gezählte Elektronen die effektive Goldschicht dünner erscheint als die wirkliche. An Mottanalysatoren, die mit der Energieverlusteichung arbeiten, ist diese Erscheinung besonders gut zu beobachten [Dog93].

3. Inelastischer Untergrund (0.7-2.5 Volt).

Der inelastische Untergrund entsteht nun hauptsächlich durch Elektronen, die bei ihren inelastischen Stößen erheblich mehr als die mittlere Energie verloren haben, aber auch durch vielfach gestreute Elektronen, die einen wesentlich größeren Weg durch die Folie zurücklegten. Während sich Versuche des Angleichens eines linear fallenden Untergrundes als unzufriedenstellend erwiesen, stellte das Anpassen einer Gaußfunktion im Energiebereich zwischen 75 und 100keV eine gute Näherung dar (siehe Spalten 6 bis 8 [Tab.5.1]; Höhe h , Peakmitte ν , FWHM $\Lambda_{\frac{1}{2}}$). Dies deutete zunächst auf

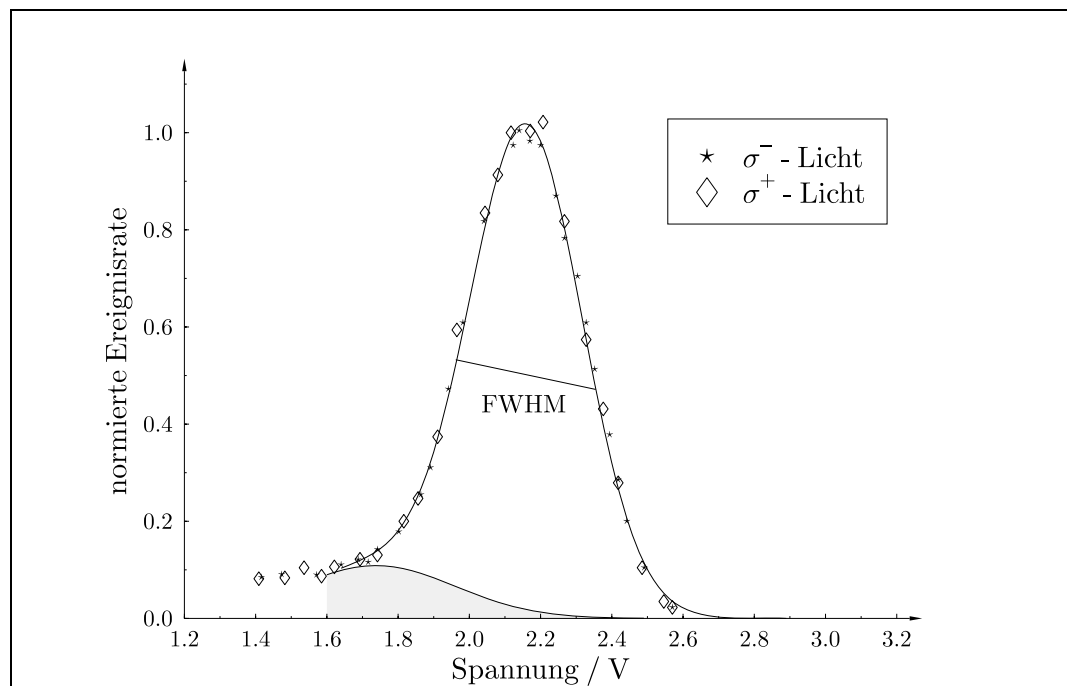


Abb. 5.3: Impulshöhenspektrum der Elektronenstreuung an reinem Formvar für σ^+ und σ^- Licht mit Detektor 1

eine andere mit Energieverlust ($\approx 14 \text{ keV}$) behaftete Streuung an Form-

¹Den größten Energieverlust erleiden die einlaufenden Elektronen durch Møller-Streuung an den quasifreien Elektronen der Atomhülle. Der Energieverlust durch einen Impulsübertrag bei der Mott-Streuung am Kernpotential, sowie die Bremsstrahlung sind hingegen zu vernachlässigen [Leh91].

Det.	Schicht Å	μ V	$\Gamma_{\frac{1}{2}}$ V	$\Gamma_{\frac{1}{2}}$ kV	h %	ν V	$\Lambda_{\frac{1}{2}}$ V	Verh. %
1	Formvar	2.160	0.373	17.2	10.9	1.738	0.527	9.0
1	91.5	2.167	0.265	12.2	12.5	1.930	0.359	12.0
1	1134	2.163	0.265	12.3	10.8	1.924	0.360	11.1
2	91.5	2.261	0.297	13.1	8.1	1.941	0.535	10.0
2	1134	2.252	0.308	13.6	9.4	1.937	0.488	9.9
3	91.5	2.060	0.276	13.4	9.5	1.811	0.357	9.7
3	1134	2.045	0.276	13.4	9.9	1.789	0.324	8.8
4	91.5	2.200	0.320	14.5	7.2	1.832	0.755	9.8
4	1134	2.187	0.327	14.9	7.5	1.858	0.648	10.2
		Elastischer Peak			Untergrund			

Tab. 5.1: Ergebnisse der Detektorspektrenauswertung

var oder Aluminium. Zur Verifizierung wurde ein Spektrum von reinem Formvar mit Detektor 1 aufgenommen [Abb.5.3]. Zu erkennen ist der normierte elastische Peak der Formvarstreuung, dessen Erwartungswert bei einer etwas geringeren Energie liegt, und eine deutlich größere Halbwertsbreite besitzt. Da der inelastische Untergrund über die gleiche Form mit ähnlichem Untergrundverhältnis verfügt, ist es nicht möglich, die Form des Untergrundes aus [Abb.5.2] durch eine bestimmte inelastische Streuung zu begründen.² Darüber hinaus wurde keine Abhängigkeit der Spektren von der Helizität der Zirkularpolarisation des Pumplichtes festgestellt, wodurch keine Korrektur nach [Gl.5.4] vorgenommen werden kann. Der systematische Fehler durch den inelastischen Untergrund (Spalte 9) wird deshalb auf 0.5% geschätzt.

Anhand dieser Größen wird der SCA eingestellt und für alle weiteren Messungen in dieser Weise benutzt.

Kanal	1	2	3	4
Fensterlage	2.165	2.257	2.053	2.194
Fensterbreite	0.266	0.302	0.275	0.323

Tab. 5.2: Einstellungen des SCA. Alle Werte in Volt

5.3.1 Auswertung der elastischen Peaks

Im folgenden wurden noch die Flächen der elastischen Peaks jeder einzelnen Goldfolie bei konstantem Elektronenstrom miteinander verglichen, um eine wei-

²Möglicherweise weicht die Kurve des elastischen Peaks von vornherein etwas von der Gaußfunktion ab.

tere Bestätigung der Dickenverhältnisse zu gewinnen, und darüber hinaus eine Abschätzung der elastischen Formvarstreuung vornehmen zu können. Um den Einfluß geometrischer Veränderungen durch das Drehen des Folienrades auszuschalten [Kap.5.1], werden die Zählraten aller vier Detektoren addiert, wobei darauf geachtet wurde, daß der Strahlstrom möglichst klein war, damit keine Totzeitkorrektur durchgeführt werden mußte. Außerdem wurde über einen Zeitraum von zwei Minuten integriert, um etwaige Strahlstromschwankungen auszugleichen.

Relative Schichtdicken durch Peakflächenverhältnisbildung

Nach D.M.Lazarus und J.S.Greenberg [Laz70] besteht zwischen Streuintensität und Massenbelegung aufgrund von Mehrfachstreuungen der Zusammenhang eines Polynoms zweiten Grades ohne Ordinatenabschnitt. Das Polynom hat folgende Gestalt :

$$y_{mes} = C_{app} \cdot x_{real} \left(1 + 0.0009 \frac{1}{\text{Å}} \cdot x_{real} \right) \quad r^2 = 98.7\%$$

wobei die absolute Schichtdicke in Å einzusetzen ist. Um eine relative Schichtdickenbestimmung vornehmen zu können, wurden die Ereignisraten y_{mes} linearisiert, indem die quadratische Gleichung nach x_{real} aufgelöst und y_{mes} eingesetzt wurde. Lediglich aus Vergleichsgründen wurden diese auf die 711.4Å-Folie normiert (Spalte 3). Mit einer linearen Regression zwischen Spalte 1 und 3 (Steigung der Regression 691.7 Å) ergeben sich wieder die absoluten Schichtdicken. Zur Erklärung der Abweichungen zu den anderen Dickenbestimmungen (besonders 471.7Å-Folie) wird auf [Kap.5.5.1] verwiesen.

1	2	3	4
Dicke Å	Formvar %	norm. Ereignisrate	· 691.7 Å Å
Formvar		0.0024 ± 0.0003	
91.5	2.4	0.1015 ± 0.0024	70.2 ± 1.6
128	1.4	0.1666 ± 0.0034	115.2 ± 2.4
131.2	1.4	0.1700 ± 0.0025	117.6 ± 1.8
211.5	0.6	0.3497 ± 0.0041	241.9 ± 2.9
386.4	0.4	0.5068 ± 0.0073	350.5 ± 5.1
471.7	0.2	0.8085 ± 0.0092	559.2 ± 6.3
711.4	0.2	1.0000 ± 0.0091	691.7 ± 6.3
846	0.1	1.1521 ± 0.0121	796.9 ± 8.4
1134	0.1	1.6570 ± 0.0082	1146.1 ± 9.4

Tab. 5.3: Ergebnis der Größenverhältnisse der elastischen Peaks

Formvaruntergrund

Das maximale Verhältnis der Untergrundstreuung (unkorrigierte Daten) an Formvar erkennt man in [Tab.5.3, Spalte 2]. Das ungünstigste Verhältnis liegt bei der 91.5Å-Folie mit 2.4% vor. In dieser Arbeit wird jedoch keine Korrektur der Asymmetrie durch Einbeziehen des elastischen Formvaruntergrundes vorgenommen, da eine exakte Einschätzung des wirklichen Anteils sehr schwierig ist. Dies ist damit zu begründen, daß die Messung an reinem Formvar vorgenommen wurde und damit nicht mit der Situation derjenigen Elektronen zu vergleichen ist, die vor und nach der Streuung an Formvar die Goldschicht passieren mußten. Die Nullzählraten ohne Elektronenstrom sind im Normalfall identisch Null (keine Emission von Elektronen mit in die Quelle geratenem Streulicht). Ansonsten müßten diese von jeder einzelnen Zählrate eines jeden Kanals abgezogen werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Korrekturen der Asymmetrie nach [Gl.5.4] zu spekulativ wären, und diese die Asymmetrie um kaum mehr als 0.5% variieren.

5.4 Folienstrukturen und beste Positionen

Im folgenden soll die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Strahlfleckposition auf den Goldfolien untersucht werden. Die Position des Folienrades wird solange verändert, bis die Folienränder überschritten und die Elektronen zum Teil vom Aluminium des Folienrades reflektiert werden. Während sich in [Abb.5.4] für einen breiten Strahlfleck ($\varnothing \approx 3\text{mm}$) eine rasche Abnahme der effektiven Sher-

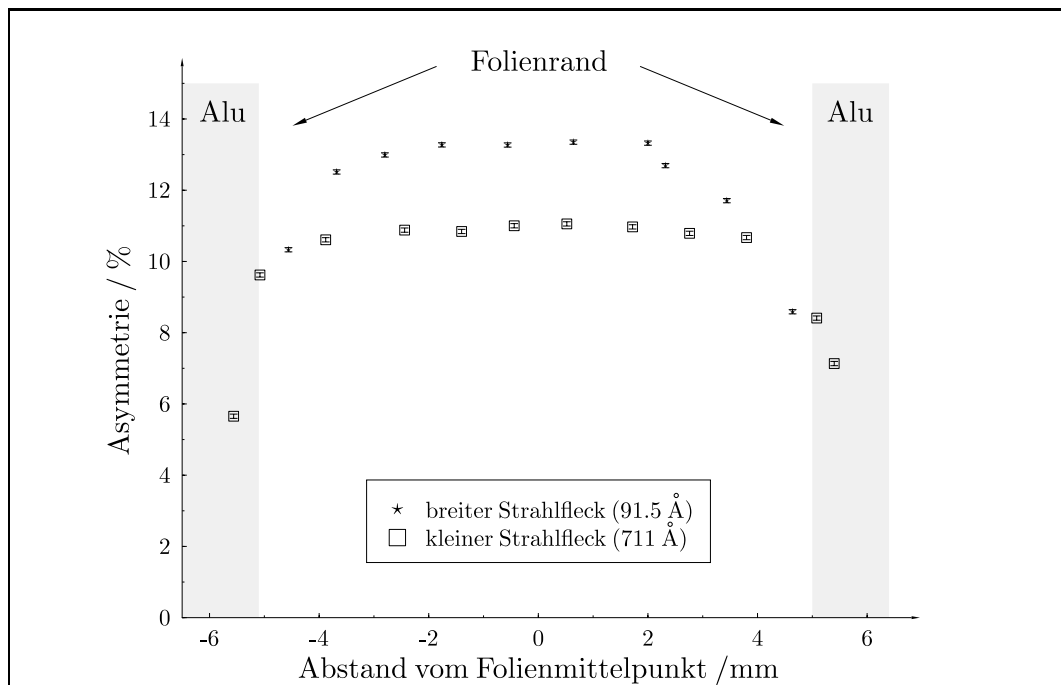


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Asymmetrie von der Strahlfleckposition

Dicke	Å	91.5	128	131.2	211.5	386.4	471.7	711.4	846	1134
Pos.(S _{max})	bit	1532	1960	2367	2767	3146	3536	3936		15
Material		Formvar	Leer	Leuchtschirm						
Position	bit	389	780	1120						

Tab. 5.4: Beste Folienradpositionen

manfunktion bei exzentrischem Fortschreiten zeigt, ist im Fall eines fokussierten Strahlflecks ($\varnothing \approx 1mm$) über große Bereiche der Folie keine wesentliche Veränderung der Shermanfunktion zu erkennen. Das bedeutet, daß die Folien eine sehr homogene Struktur aufweisen, deren Variationen deutlich unterhalb des statistischen Fehlers von einem Prozent liegen. Auf diese Weise wurden acht Goldfolien, die Formvarschicht und die ‘Leerposition’ vermessen, so daß man die besten Folienradpositionen bestimmen konnte, die in [Tab.5.4] zusammengefaßt sind. Die jeweils unteren Zeilen enthalten die Sollwerte, die über einen 12 bit-ADC des Nischen-Epacs [Abb.3.1 und Abb.3.6] ausgelesen werden [Kap.3.3.2]. Bei einer Neupositionierung des Folienrades läßt die Software eine maximale Abweichung des aktuellen Wertes vom beabsichtigten um maximal 8 bit ($\hat{=} 0.6mm$) zu. Aufgrund des toten Winkels des Potentiometers existiert kein Wert der 846Å-Folie. Abschließend wurde die günstigste Position für einen freien Strahldurchgang ($\varnothing = 13mm$) bei 780 bit ermittelt. Trotz Aufweitung des Strahls ($\varnothing \approx 4mm$) sind auf einer Strecke von mindestens 16 mm keine Signale rückgestreuter Elektronen zu beobachten, was auf keinerlei Transmissionsverluste am Folienrad schließen läßt. Zwar stand zu diesem Zeitpunkt kein großer Elektronenstrom zur Verfügung; Erfahrungen mit Strömen bei etwa $100\mu A$ zeigten jedoch ebenfalls keinerlei Reflexionen.

5.5 Kalibrierung des Mottanalysators

Durch die Experimente der vorigen Kapitel stehen Daten zur Verfügung, die zu einer ersten Eichung des Mottanalysators mit Hilfe der bereits beschriebenen Foliendickenextrapolation [Kap.2.6] benutzt werden können. Im folgenden Beispiel wurde der polarisierte Elektronenstrahl von der ersten der beiden MAMI-Quellen erzeugt, in dem sich zu diesem Zeitpunkt der sog. Linac-Kristall³ befand, der in den letzten Jahren je nach Präparationszustand zwischen 32 und 40 Prozent Polarisation bei einer Lichtwellenlänge von 640nm aufwies.

5.5.1 Problematik der Foliendickenextrapolation

In [Abb.5.5] wurde die gemessene Asymmetrie gegen die durch Absorptionsmessung [Kap.4.2.1] bzw. Plasmonenspektroskopie [Kap.4.2.2] bestimmten relativen Schichtdicken aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet wurden einige Fitfunktionen, deren Taylorentwicklung im ersten Glied linear ist [Kap.2.6], und die in [Gay92] ausführlich diskutiert werden. Für jede dieser Funktionen wurde eine Regression

³GaAs₆₂P₃₂-Kristall der Firma Monsanto.

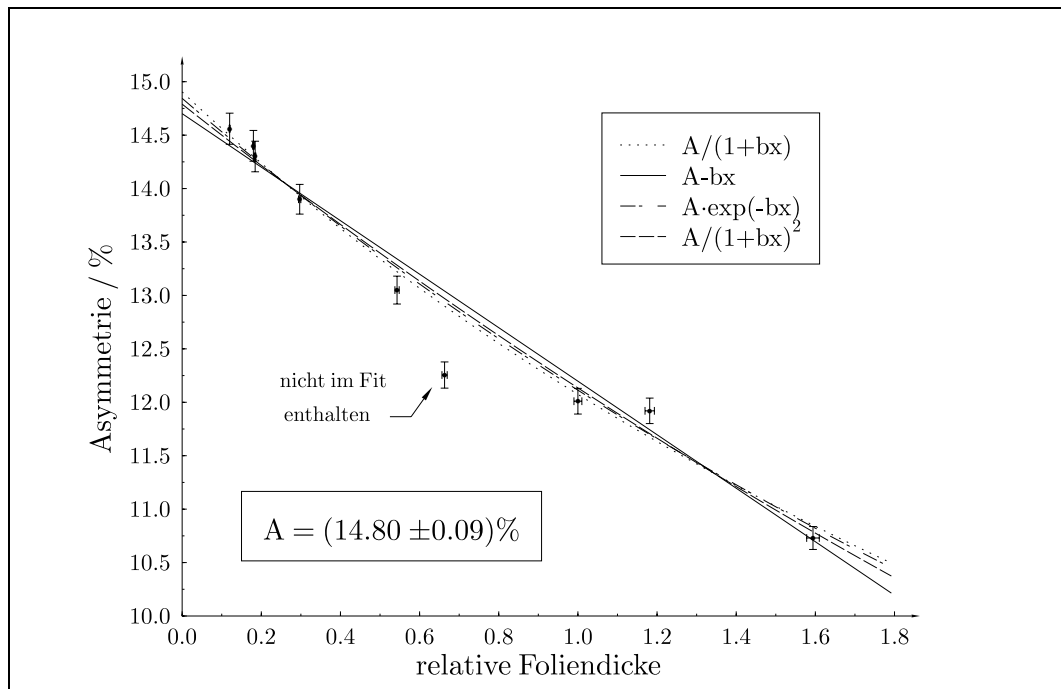


Abb. 5.5: Extrapolation der Asymmetrie mit rel. Schichtdicken aus dem gewichteten Mittel der Ergebnisse des Absorptionsspektrometers und der Plasmonenspektroskopie [Tab.4.2]

durchgeführt und der damit verbundene Fehler ΔA_0 des Regressionskoeffizienten für den Achsenabschnitt A_0 berechnet⁴. Es wurde keine gewichtete Regression durchgeführt, d.h., die Fehler der einzelnen Punkte wurden nicht berücksichtigt. Aus den vier vorliegenden Resultaten [Tab.5.5] wurde schließlich der gewichtete Mittelwert gebildet. Der Fehler des gewichteten Mittelwertes wird durch die Standardabweichung des arithmetischen Mittels ausgedrückt, da der gewichtete Fehler mit Steigerung der Anzahl der Fitfunktionen beliebig zu verringern wäre.

Diskussion der Ergebnisse

Bei keiner der Extrapolationen wurde die 471.7Å-Schicht (rel. Dicke = 0.663) berücksichtigt, da diese schon beim Einbau des Folienrades eine sehr inhomogene Struktur aufwies und- wie in [Abb.5.5] zu erkennen ist - auch eine viel zu niedrige Shermanfunktion besitzt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich der Weg der Elektronen innerhalb der Goldfolie aufgrund von Falten vergrößert, und diese somit effektiv dicker erscheint, während bei den Dickenmessungen [Kap.4.2.3] Referenzobjektträger benutzt wurden, auf denen die Goldschicht glatt auflag. Dies bestätigt auch die Messung der Zählratenverhältnisse aus [Kap.5.3.1]. Anhand des Bestimmtheitsmaßes r^2 [Tab.5.5] ist es nicht möglich, eine der Fitfunktionen zu favorisieren. Betrachtet man [Abb.5.5], so scheint doch eine gewisse Nichtlinearität vorzuliegen. Dies bestätigen auch Kalkulationen ohne die 846Å-Folie (rel.

⁴Die verwendeten Formeln befinden sich beispielsweise in [Yam73].

Funktion	Absorp. & Plasmonsp.			Detektorspektren		
	$A_0 \pm \Delta A_0$	b	r^2	$A_0 \pm \Delta A_0$	b	r^2
$A(d) = A_0 - b \cdot d$	14.701 ± 0.078	2.504	0.9915	14.658 ± 0.072	2.502	0.9717
$A(d) = \frac{A_0}{1+bd}$	14.905 ± 0.108	0.234	0.9915	14.851 ± 0.098	0.233	0.9864
$A(d) = \frac{A_0}{(1+b \cdot d)^2}$	14.844 ± 0.042	0.107	0.9929	14.792 ± 0.041	0.107	0.9841
$A(d) = A_0 \cdot e^{-b \cdot d}$	14.790 ± 0.030	0.198	0.9933	14.741 ± 0.038	0.197	0.9808
Gew. Mittel	14.801 ± 0.086			14.761 ± 0.082		

Tab. 5.5: Ergebnisse der Foliendickenextrapolationen

Dicke 1.18). Dabei erreichen die nichtlinearen Funktionen Korrelationsquadrate (99.83-99.95%), welche deutlich besser sind, als die der Geraden, die hauptsächlich durch die 846Å-Folie gestützt wird. Dieses Phänomen kann auf zweierlei Weise erklärt werden :

1. Da die 846Å-Folie über eine äußerst homogene Struktur verfügt, wird ihr eine überdurchschnittlich hohe Shermanfunktion zugeordnet, während die übrigen - hauptsächlich dickeren - Folien aufgrund von Inhomogenitäten geringere Analysierstärken besitzen. In diesem Fall wäre keine weitere Aussage über die Wahl der besten Extrapolationsfunktion möglich.
2. Die 846Å-Folie ist tatsächlich wesentlich dünner als der hier angenommene Wert. Dann würde die Hyperbel die Foliendickenabhängigkeit der Shermanfunktion im Einklang mit [Gel89] am besten wiedergeben ($r^2 = 99.95\%$).

Um statistische Schwankungen auszuschalten, wurden mehrere Meßreihen mit verschiedenen Strahlpolarisationen durchgeführt. Es stellten sich jedoch stets reproduzierbare Ergebnisse ein. Gay et al. [Gay92] schlagen die Methode der Extrapolation vor, bei der die Shermanfunktionen gegen die Größenverhältnisse der elastischen Peaks [Tab.5.3] der Folien aufgetragen (siehe [Kap.5.3]) wird. Man erwartet eine Kompensation der impliziten, nicht linearen Abhängigkeit der Zählraten von der Goldschichtdicke. In [Abb.5.6] wurden die Asymmetrien gegen die normierten Ereignisraten aus [Tab.5.3] aufgetragen. Die Werte wurden dort bereits aus Vergleichsgründen linearisiert. Auch hier wurde dieselbe Extrapolationsprozedur abgewickelt und die Ergebnisse den vorhergehenden in [Tab.5.5] gegenübergestellt. Allerdings wurde diesmal auch die 471.7Å-Schicht berücksichtigt. Beruhigenderweise korrelieren die Endergebnisse hervorragend, so daß man einen Fehler bei der Extrapolationsmethode von 0.5% durch die Unkenntnis der Fitfunktion erhält. Hierbei handelt es sich aber lediglich um eine Abschätzung, die mit den in der Literatur üblichen Funktionen bestimmt wurde. Denkbar wären nämlich Funktionen, die alle beschriebenen Kriterien erfüllen und dennoch einen wesent-

lich größere Differenz zum gemittelten Ordinatenabschnitt besäßen. Zusätzlich existiert ein Fehler einer jeden Fitfunktion ΔA von typischerweise 0.4%.

5.5.2 Abschätzung instrumenteller Unsymmetrien

Mit der Methode der wechselnden Polarität der Zirkularpolarisation (Zeitintervall typischerweise eine Sekunde) des Pumplichtes werden, wie in [Kap.5.2] beschrieben, die größten instrumentellen Asymmetrien unterbunden. Im folgenden wird untersucht, inwieweit etwaige Restunsymmetrien, die nicht durch Elektronenpolarisation hervorgerufen werden, die vorliegenden Messungen stören. Hierzu gibt es mehrere Vorgehensweisen :

- Es eignen sich sämtliche Experimente mit vollständig unpolarisierten Elektronen. Diese können durch Einstrahlen von unpolarisiertem Licht oder durch Benutzen einer Wellenlänge, die höherenergetischer als die Energielücke des Kristalls ist, erzeugt werden. Diese Methoden beinhalten jedoch erheblichen Aufwand und wurden deshalb nicht angewendet.
- Gleiches gilt für die Variation der Zirkularpolarisation durch Veränderung der Spannungen einer Pockelszelle. Dabei erreicht die longitudinale Strahlpolarisation alle Werte vom kolinearen zum antilinearen Maximum. Bei einer solchen Messung würden sich instrumentelle Asymmetrien durch eine Verschiebung der Symmetrieachse von der Nullage bemerkbar machen.
- Ein weiteres Mittel zur Erfassung apparativer Unsymmetrie besteht in der Drehung der Transversalpolarisation mit einem Solenoidendublett [Kap.3.2].

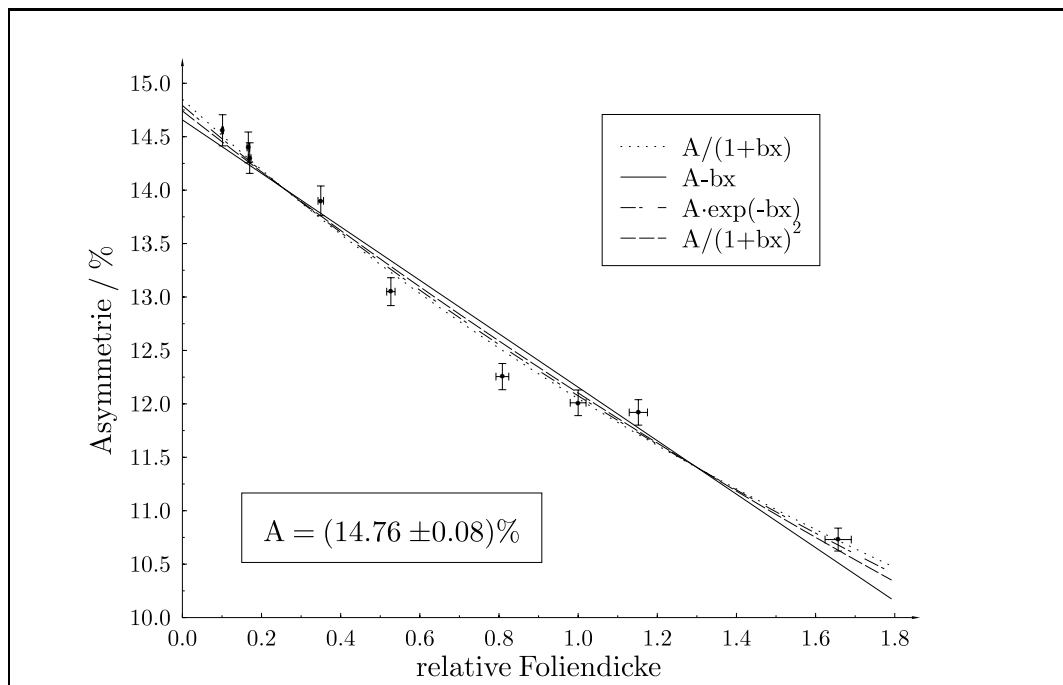


Abb. 5.6: Extrapolation der Asymmetrie mit rel. Schichtdicken aus dem elastischen Peak der Detektorspektren [Tab.5.2]

Dicke Å	Strahlasymmetrie			Instrum. Asymmetrie	
	A_x %	A_y %	$\frac{A_y}{A_x}$	A_x %	A_y %
91.5	-0.322 ± 0.046	6.588 ± 0.043	20.5	-0.9	2.3
128	-0.408 ± 0.045	6.448 ± 0.042	15.8	1.3	5.8
131.2	-0.419 ± 0.053	6.426 ± 0.037	15.3	-1.1	2.3
211.5	-0.331 ± 0.042	6.249 ± 0.041	18.9	-1.6	2.9
386.4	-0.400 ± 0.043	5.968 ± 0.039	14.9	-2.0	2.4
471.7	-0.194 ± 0.039	5.453 ± 0.038	28.1	3.2	7.5
711.4	-0.266 ± 0.038	5.309 ± 0.037	20.0	-1.1	2.3
846	-0.308 ± 0.040	5.264 ± 0.056	17.1	-0.5	0.2
1134	-0.203 ± 0.073	4.748 ± 0.095	23.4	-0.4	-0.8
Formvar	-0.135 ± 0.037	0.183 ± 0.036	1.4	0.6	5.0
Gesamt	-0.386	6.766	17.5		

Tab. 5.6: Ergebnis der Asymmetriemessungen am Siemenskristall

Hierbei bleibt die Gesamtasymmetrie konstant, während die x- bzw. y-Komponente jeweils einen sinusförmigen Verlauf beschreibt, insofern keine instrumentelle Asymmetrie vorliegt.

Die hier verwendete Methode stellt sich folgendermaßen dar. Zunächst wurde das Solenoidendublett vor dem Mottanalysator so eingestellt, daß bei bester Strahlfokussierung die x-Komponente der Asymmetrie ein Minimum einnahm. Anschließend optimierte man mit den Wedlern zwischen Solenoid und Polarimeter das Zählratenverhältnis der Detektorpaare, so daß die instrumentelle Unsymmetrie nach [Gl.5.3] stets Werte unter 8 Prozent besaß. Auf diese Weise wurden für alle 9 Folien die Gesamt-, die Einzel-, und die instrumentellen Asymmetrien protokolliert. Trotz abnehmender effektiver Shermanfunktion sollte das Verhältnis zwischen x- und y-Komponente der Asymmetrie konstant sein. Schließlich wurde eine sehr langwierige Messung an reinem Formvar vorgenommen.

Datenanalyse

Zunächst wurde mit Hilfe einer Foliendickenextrapolation die Gesamtasymmetrie zu 6.777% und der Parameter der Hyperbel (diejenige der vier Funktionen mit dem besten Bestimmtheitsmaß) ermittelt. Mit dieser Kurvenform ergaben sich die x-Komponente zu -0.386% und die y-Komponente zu 6.766%, was einem Verhältnis von 17.5 entspricht. Nimmt man nun an, die y-Komponente der Asymmetrie bei der Streuung an Formvar ($A_y(\text{Formvar}) = 0.183\%$) würde lediglich durch die Strahlpolarisation hervorgerufen werden, so läge der Wert der x-Komponente bei 0.01%, da ja das Verhältnis von 17.5 auch bei dieser Messung gleich bleiben müßte. Das heißt, nahezu die gesamte x-Komponente bestünde aus instrumentellen Unsymmetrien. Da es aber dann sehr unwahrscheinlich wäre, daß die y-Komponente frei von instrumentellen Asymmetrien ist, wäre die Formvarasymmetrie nahezu

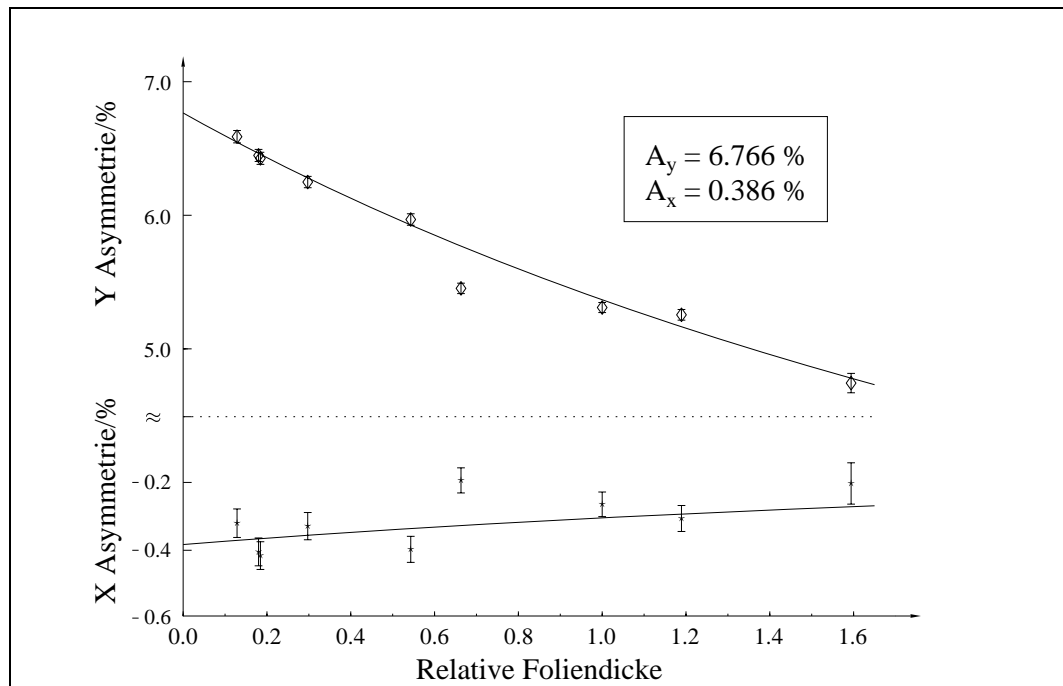


Abb. 5.7: Ergebnis der Messung zur Bestimmung instrumenteller Asymmetrien

Null und die instrumentelle Unsymmetrie ergäbe sich zu $0.23\%^5$. Dies entspräche einem relativen Anteil von 3.3% an der Gesamtasymmetrie. Intensives Untersuchen nach Zusammenhängen zwischen den Abweichungen der x-Komponenten von der Hyperbel mit den Werten der instrumentellen Asymmetrie aus [Tab.5.6] ergaben keine erkennbare Korrelation. Eine Erklärung der apparativen Asymmetrien ist möglicherweise auf die Erhöhung der Strahlstromstärke zurückzuführen. Denn um eine zufriedenstellende statistische Genauigkeit bei der Messung an Formvar zu erreichen, erhöht man den Strahlstrom um etwa das zwanzigfache gegenüber Messungen an Goldfolien. Ungeklärt ist die Frage der Wirkung von instrumentellen Unsymmetrien auf die Asymmetrie der Streuung an Gold. Weiterhin bliebe zu untersuchen, ob eine signifikante Steigerung der apparativen Unsymmetrie bei höheren Strahlpolarisationen vorliegt.

5.5.3 Abschließende Bestimmung der effektiven Shermanfunktionen

Mit den Erfahrungen der vorangegangenen Messungen, den besten Folienpositionen und den optimalen Einstellungen des Einkanaldiskriminators wurde nun eine abschließende Eichung des Mottanalysators vorgenommen. Mit einer Foliendickenextrapolation ist, wie zuvor gezeigt, ein Fehler von etwa 0.5% durch die Unsicherheit der richtigen Fitfunktion und 0.4% durch die Variation der Ach-

⁵Die x- und y-Komponenten der instrumentellen Asymmetrie besitzen stets die gleichen Vorzeichen, wie die entsprechenden Komponenten der Strahlasymmetrie

Fehler	Typ	Ursache
1.0%	statistisch	Meßfehler der Asymmetrie für jede Folie
0.4%	statistisch	$\Delta A(0)$ der einzelnen Fitfunktionen [Kap.5.5.1]
0.5%		Abweichung der üblichen Fitfunktionen [Kap.2.6]
0.5%	systematisch	inelastischer Gesamtuntergrund [Kap.5.3]
0.5%	systematisch	elastischer Formvaruntergrund [Kap.5.3.1]
1.0%	systematisch	theo. Shermanfunktion der Einzelstreuung [Kap.2.5][Kap.5.1]
3.0%		Instrumentelle Asymmetrie [Kap.5.5.2]

Tab. 5.7: Liste der auftretenden Fehler

senabschnitts verbunden. Bei der Berechnung der Polarisation [Gl.2.11] entsteht zusätzlich ein systematischer Fehler von 1% durch die Unsicherheit der theoretischen Shermanfunktion $S_{th} = -0.3975$ ([Kap.2.5]). Hinzu kommen Abschätzungen systematischer Fehler der elastischen Formvarstreuung (0.5%) und inelastischer Gold- bzw. Formvarstreuung (0.5%). Sehr schwierig ist hingegen die Kalkulation des Einflusses der instrumentellen Unsymmetrie. Kompromißlos sollte dieser zunächst mit 3% angenommen werden. Offen bleibt die Frage, ob er sich als systematisches Offset oder wegen der geometrischen Veränderungen bei Neueinstellung verschiedener Folien als statistischer Fehler darstellt. Addieren sich die instrumentelle Unsymmetrie und die Strahlasymmetrie quadratisch, schrumpft der Fehler sofort auf 0.4%. Wird bei der Messung der Polarisation lediglich eine Folie verwendet, fügt sich noch der statistische Fehler der Asymmetriemessung zur Unsicherheit der Shermanfunktion hinzu, der bei einer Foliendickenextrapolation mit neun Folien zu vernachlässigen ist. Alles in allem wäre eine Abweichung von mehr als 3% sehr unwahrscheinlich. Dies wird auch durch Vergleichsmessungen mit anderen Experimenten deutlich [Kap.5.5.4]. Die Endresultate findet man in

Folienstärke Å	eff. Shermanfunktion	stat. Fehler	sys. Fehler
91.5 ± 1.2	0.385	± 0.002	± 0.005
128 ± 0.6	0.379	± 0.002	± 0.005
131.2 ± 0.8	0.378	± 0.002	± 0.005
211.5 ± 2	0.366	± 0.003	± 0.005
386.4 ± 3.8	0.348	± 0.002	± 0.005
471.7 ± 3.1	0.321	± 0.003	± 0.004
711.4 ± 3.4	0.313	± 0.003	± 0.004
846 ± 4.5	0.308	± 0.007	± 0.004
1134 ± 13.2	0.278	± 0.003	± 0.004

Tab. 5.8: Endergebnis der Eichung des Mottdetektors

[Tab.5.5.3] und werden in [Abb.5.8] existierenden Literaturwerten gegenübergestellt. Die Daten wurden aufgrund der guten Übereinstimmung zu früheren Meßwerten mit diesen gewichtet, so daß der statistische Fehler verringert wurde. Die Massenbelegung der Schichtdicken entnehme man [Tab.4.2]. Der auffällig große statistische Fehler der Shermanfunktion der 846Å-Folien rührt daher, daß das Potentiometer, das die Radposition angibt, in diesem Bereich einen toten Winkel [Kap.3.3] besitzt, so daß die Folie nicht definiert positioniert werden konnte. Deshalb wurden mit ihr nur wenige Messungen vorgenommen. Repräsentativ für die möglichen Näherungsfunktionen wurde die Hyperbel eingezeichnet, da sie über das beste Bestimmtheitsmaß verfügt.

Vergleich mit Literaturwerten

Zum Vergleich der Abhängigkeit der Analysierstärken von der Schichtdicke wurden Daten anderer Experimentatoren und Theoretiker eingetragen.

- Wie bereits erwähnt, ermittelt A.Gelrich in Doppelstreuexperimenten die effektiven Shermanfunktionen von Gold. Er arbeitet bei Energien von 120 keV und 50 keV und interpoliert das Verhältnis von theoretischer zu effektiver Analysierstärke. Daraus ergeben sich vier Werte (Sterne) für 100 keV, die eine Abweichung von bis zu 15% gegenüber den hier vorliegenden Resultaten aufweisen. Dies entspricht einer Reduzierung der in [Kap.4.2.3] ermittelten Massenbelegungen auf 61%, was recht unwahrscheinlich ist. Allerdings ist die Interpolationsmethode nicht durch Zwischenwerte bestätigt,

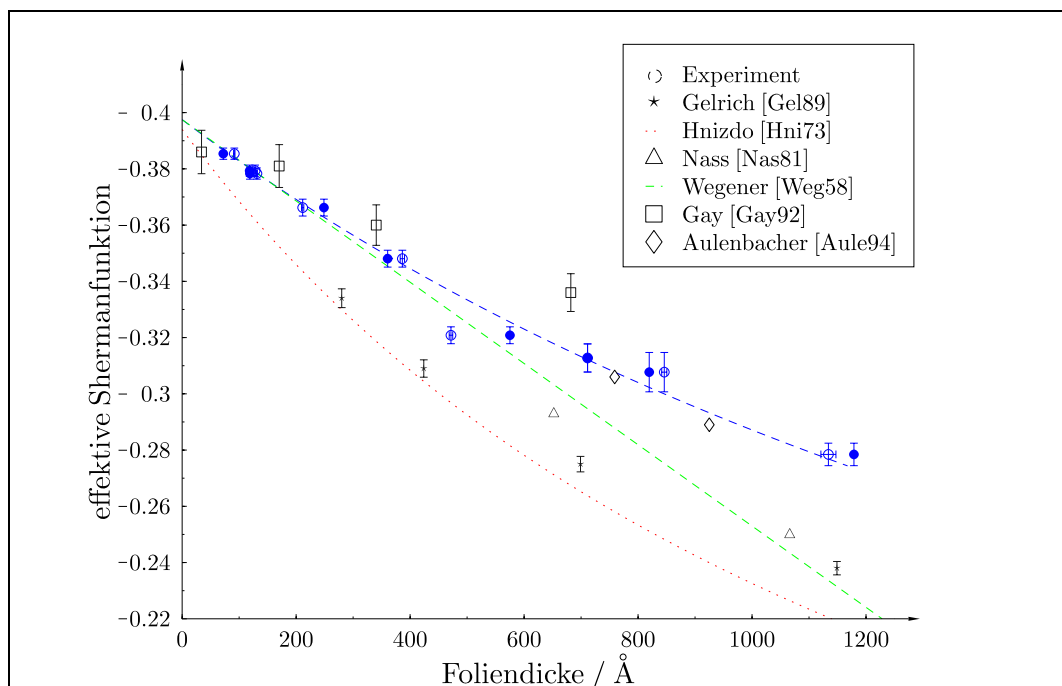


Abb. 5.8: Vergleich der effektiven Shermanfunktionen mit den Ergebnissen früherer Experimente

so daß hier ein Fehler vorliegen könnte.

- Nur sehr unzureichend gibt eine Monte-Carlo-Simulation von V.Hnizdo [Hni72] [Kap.2.6] den Verlauf der Daten wieder (gepunktete Linie). Nach seinen Berechnungen sollten die hier vorliegenden Folien 55% der angegebenen Schichtdicke aufweisen. Allerdings benutzt er auch die reziproke Asymmetrieabhängigkeit.
- Darüber hinaus fanden sich Daten von Gay et al. [Gay92], die zu ihren Messungen allerdings eine Energieverlustmethode benutzten, so daß die hier eingetragenen Punkte (maximaler Energieverlust 1.3 keV) nur begrenzt vergleichbar sind (siehe [Kap.5.3]).
- Als Vergleich dienen ebenfalls zwei experimentelle Datenpunkte von P.Naß [Nas81], der mit einem sehr ähnlichen Mottdetektor arbeitete. Die Abweichungen betragen etwa 10%.
- Zusätzlich liegen die analytisch ermittelten Werte von Wegener vor. Er selbst nähert seine Theorie durch eine Gerade, deren Steigung um 5% vom Koeffizienten der hier als Näherungsergebnis vorliegenden Hyperbel abweicht :

$$S = \frac{S_0}{1 + b \cdot d} \approx S_0 \cdot (1 - b \cdot d) \quad b = 2.5 \frac{1}{\text{Å}}$$

- Als beste Übereinstimmung erweisen sich die Shermanfunktionen der Folien, die sich zuvor im Mottpolarimeter befanden und von K.Aulenbacher [Aule93] bestimmt wurden.

5.5.4 Messung der Strahlpolarisation

Mit der Eichung des Mottanalysators ist es nun gelungen, die effektive Shermanfunktion einer jeden Folie zu bestimmen und somit durch Messung der Strahlasymmetrie die Polarisation zu berechnen. Ein Vergleich der Messungen mit dem Møllerpolarimeter [Blu94], das in der Lage ist, die Polarisation auf der hochenergetischen Seite (850 MeV) des Beschleunigers zu bestimmen, zeigen eine gute Übereinstimmung :

Strahlzeit	Møllerpolarimeter	Mottpolarimeter
1.3.94	$[29 \pm 5 \text{ (stat.)} \pm 3 \text{ (sys.)}] \%$	$[34 \pm 0.3 \text{ (stat.)} \pm 1] \%$
8.6.94	$[38 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 3 \text{ (sys.)}] \%$	$[40 \pm 0.35 \text{ (stat.)} \pm 1.2] \%$

Während der ersten Strahlzeit führte J.Sromicki [Sro94] eine Mottmessung nach der ersten Beschleunigerstufe des MAMI (14 MeV) mit Bleifolien durch. Da dies das erste Experiment dieser Art war, lagen noch keine Analysierstärken der Folien

vor. Jedoch stehen die gemessenen Resultate mit seinen theoretischen Grundlagen im Einklang.

5.5.5 Beispielmessung der Polarisation eines InGaAsP-Kristalls

Abschließend wird anhand eines InGaAsP⁶-Kristalls die Polarisationsabhängigkeit von der Wellenlänge des Pumplichtes untersucht [Abb.5.9]. Je kleiner die Differenz zwischen der Lichtenergie und der Energielücke des Kristalls ist, desto höher ist die Polarisation. Gleichzeitig nimmt die Quantenausbeute stark ab, so daß für die Herstellung eines polarisierten Elektronenstrahls an MAMI ein Kompromiß zwischen Stromstärke und Polarisationsgrad gefunden werden muß, da man in der Lichtleistung beschränkt ist.

Während der Strahlzeit vom 1.3.94 wurde über einen Zeitraum von etwa 14 Stunden eine absolute Erhöhung des Polarisationsgrades von 2% bei gleichzeitigem Sinken der Quantenausbeute beobachtet. Dieser Effekt zeigte sich auch bei anderen Kristallen. Der Kristall wurde ebenfalls von S.Plützer [Plu94] vermessen, der zu ähnlichen Resultaten gelangte.

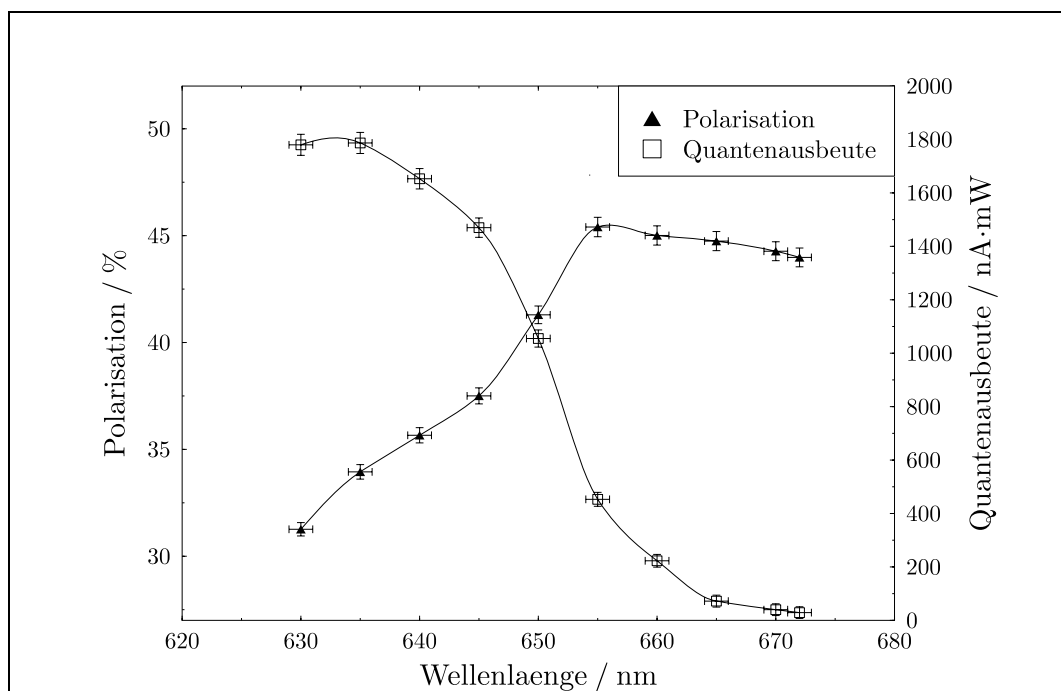


Abb. 5.9: Spektrum eines *InGaAsP*-Kristalls

⁶Dieser stammt aus einer Reihe von Kristallen aus Novosibirsk und trägt die Nummer D5.1.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sollte der bereits bestehende Mottanalysator, der sich in der Strahlführung der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen befindet, verbessert werden. Mit diesem Polarimeter ist es möglich, die Strahlpolarisation festzustellen. Dabei ist eine möglichst hohe Genauigkeit von großem Interesse. Die Funktionsweise beruht auf der Entstehung von Asymmetrieerscheinungen bei der Streuung der polarisierten Elektronen an Goldfolien (Mott-Streuung). Dabei ist die Analysierstärke der Folien von ihrer Dicke abhängig, so daß man durch unterschiedliche Targetdicken eine Extrapolation zur fiktiven Schichtdicke Null vornehmen kann, für die der theoretische Zusammenhang zwischen Asymmetrie und Polarisation nahezu bekannt ist. Die bekannten Fehlerquellen summierten sich zu einem relativen Gesamtfehler von etwa 5.5%, wobei der größte Fehler bei der Kalibrierung des Gerätes durch eben diese Foliendickenextrapolation entstand, da der Mottanalysator lediglich drei dickere Goldfolien ($\geq 750\text{\AA}$) enthielt. Deshalb wurden in dieser Arbeit Goldfolien im Dickenbereich von 91.5\AA bis 1034\AA hergestellt. Da diese selbständig nicht freitragend hergestellt werden können, wurde ein Kunststoff (Formvar) als Substrat verwendet. Mit der Neukonstruktion eines Folienrades, das neun unterschiedliche Goldschichten, eine reine Formvarschicht und einen Leuchtschirm aus Formvar/Zinkblende besitzt, wurde dieser Fehler auf 0.5% verringert, und der Gesamtfehler besitzt einen Endwert von 1.3%. Allerdings wurde bei der Bestimmung eine instrumentelle Asymmetrie von 3% entdeckt, für die es weder eine eindeutige Erklärung der Entstehung noch der Auswirkung gibt. Eine weitere Verbesserung der Apparatur läge also zuerst in der Eliminierung dieser instrumentellen Asymmetrie. Sollte darüber hinaus eine weitere Steigerung der Genauigkeit von Interesse sein, so wäre eine Neukonstruktion des gesamten Polarimeters unvermeidlich. Dabei wären größere Abstände der Detektoren vom Target, sowie eine Anordnung mit Monitorzählern Grundvoraussetzungen eines neuen Mottanalysators.

Literaturverzeichnis

- [Aul93] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*. Dissertation, Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [Bar59] V. Bargman and other. *Precession of the polarization of particles moving in homogenous electromagnetic fields*. Phys. Rev. Lett., 2, 1959.
- [Bel73] R.L. Bell. *Negative electron affinity devices*. clarendon press, Oxford, 1973.
- [Bie63] J.K. Bienlein and G. Schlosser. *Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich von 60 bis 100 keV*. Zeitschrift f. Physik, 174 S. 91–101, 1963.
- [Bü84] W. Bühring. *An Approximate Phase Shift Formula Applied to Elastic Scattering of Electrons by Mercury Atoms*. Zeitschrift f. Physik A, 317 S. 241, 1984.
- [Bü94] W. Bühring. *Private Mitteilung*, 1994.
- [BW94] J. Blume-Werry. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Cam85] D.M. Campbell, C. Herrmann, G. Lampel, and R. Owen. *A compact cylindrical Mott electron polarimeter operating with accelerating voltage in the range 20-100kV*. J. Phys. E, 18 S. 664, 1985.
- [Com89] Monsanto Chemical Company. *Formvar - Polyvinyl Formal Resin*. Bericht, Monsanto Company, St. Louis, 1989.
- [Doc93] C. Dockendorf. *Untersuchungen zur Spinanalyse polarisierter Elektronenstrahlen mit einem Mottdetektor*. Staatsexamensarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1993.
- [Dom92] T. Dombo. *Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100 keV-Beamline polarisierter Elektronen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1992.
- [Fis94] H. Fischer. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Fle86] G.D. Fletcher and T.J. Gay. *New insights into Mott - scattering electron polarimetry*. Phys. Rev. A, 34,2 S. 911, 1986.

- [Gay92] T.J. Gay, M.A. Khakoo, J.A. Brand, J.E. Furst, and W.V. Meyer. *Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry*. Rev. Sci. Instrum., 63(1) S. 114, 1992.
- [Gel89] A. Gellrich. *Absolute Präzisionsbestimmung der Shermanfunktion von Gold*. Dissertation, Universität Münster, 1989.
- [Gr"94] T. Grünewald. *Röntgen- und Neutronenreflektometrische Strukturuntersuchungen makromolekularer Schichten an Festkörper/Luft und an Festkörper/Wasser-Grenzflächen*. Diplomarbeit, Institut für physikalische Chemie der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1994.
- [Gre79] W. Greiner. *Theoretische Physik 5*. Harri Deutsch, Frankfurt a.M., 1979.
- [Har90] H. Hartmann. *Spinanalyse mittels Mottstreuung an der Quelle polarisierter Elektronen für MAMI B*. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1990.
- [Heg94] S. Hegemann. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Universität Münster, 1994.
- [Hem91] S. Hembs. *Monte-Carlo-Rechnung zur Streuung polarisierter Elektronen an Goldfolien*. Diplomarbeit, Universität Münster, 1991.
- [Hni72] V. Hnizdo. *Plural and multiple mott scattering by monte carlo method*. Nuclear Ins. Meth., 109 S. 503, 1972.
- [Hol64] G. Holzwarth and H.J. Meister. *Tables of Asymmetry [...] for Mott Scattering of Electrons by Screened Gold [...]*. Bericht, Institut f. theo. Physik Universität München, München, 1964.
- [Kan57] H. Kanter. *Zur Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich von 10 bis 100 keV*. Annalen d. Physik, 6(20) S. 144, 1957.
- [Kaz75] L.L. Kazmerski and D.M. Racine. *Growth, enviromental, and electrical properties of ultrathin metal films*. J. App. Phys., 46(2) S. 791, 1975.
- [Kes85] J. Kessler. *Polarized Electrons*. Springer, Berlin, 1985.
- [Laz70] D.M. Lazarus and J.S. Greenberg. *Measurement of the Velocity Dependence of the Helicity of Beta Particles from Co⁶⁰*. Phys. Rev. D, 2.1, 1970.
- [Lin63] S.R. Lin. *Elastic electron scattering by sceened nuclei*. Phys. Rev., 133, 4a, 1963.
- [Mes90] A. Messiah. *Quantenmechanik Band 2*. de Gruyter, Berlin, New York, 1990.
- [Mot29] N.F. Mott. *The scattering of fast electrons by atomic nuclei*. Proc. Royal Soc., A 124 S. 425 – 442, 1929.

- [Mot32] N.F. Mott. *The polarization of electrons by double scattering*. Proc. Royal Soc., A 135 S. 429 – 458, 1932.
- [Mot65] N.F. Mott. *The Theorie of Atomic Collisions*. Clarendon Press, Oxford, 1965.
- [Na⁷⁸2] P. Naß. *Ein Mottanalysator zur Spinanalyse niederenergetischer Elektronen*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 1982.
- [Per91] D.H. Perkins. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, Bonn; München, 1991.
- [Pl⁹⁴] S. Plützer. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Rei64] L. Reimer and K. Freking. *Versuch einer quantitativen Erfassung der Textur von Gold-Aufdampfschichten*. Zeitschrift f. Physik, 184, 1964.
- [Ros88] A.W. Ross and M. Fink. *Atomic Scattering Factor And Spin - Polarization Calculation*. Phys. Rev. Ins., 38 S. 6055, 1988.
- [Sak93] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, and Y. Kamiya. *New - type photocathode for polarized electron source with distributed bragg reflector*. Jpn. J. Appl. Phys, 32 S. L1837, 1993.
- [Sch92] M. Schwendler. *Wellenleitereigenschaften und Streuverhalten von LB-Multischichten*. Diplomarbeit, Institut für physikalische Chemie der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1992.
- [Sro94] J. Sromicki. *Private Mitteilung*, 1994.
- [Ste94] K.H. Steffens. *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektorsystems zur erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Weg58] H. Wegener. *Mott - Streuung an Streufolien endlicher Dicke*. Zeitschrift f. Physik, 151 S. 252, 1958.