

**Messung spinabhängiger Asymmetrien
in der inelastischen
 $6S \rightarrow 6P$ und $6S \rightarrow 5D$
Elektron - Cäsium - Streuung**

Dissertation zur Erlangung
des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
**Fakultät für Physik
Universität Bielefeld**

vorgelegt von
Nataša Pavlović

September 2003

1. Gutachter : Prof. Dr. G. Baum
2. Gutachter : Prof. Dr. H. Steidl

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Inelastische Streuprozesse	7
2.1	Allgemeiner theoretischer Ansatz	7
2.1.1	Observablen	9
2.1.2	Austausch–Wechselwirkung	11
2.1.3	Spin–Bahn–Wechselwirkung	13
2.1.4	Interferenz–Effekt	15
2.2	Der Feinstruktur–Effekt	15
2.3	Theoretische Methoden	21
2.3.1	Convergent Close–Coupling–Verfahren	21
2.3.2	Breit–Pauli– und RMPS–Methode	23
3	Experimentelle Anordnung	26
3.1	Spinpolarisierter Elektronenstrahl	29
3.1.1	Quelle polarisierter Elektronen	29
3.1.2	Elektronenquellenkammer mit Schleusensystem	32
3.1.3	Elektronenstrahlführung und Polarisation	35
3.2	Spinpolarisierter Atomstrahl	40
3.2.1	Erzeugung und Polarisierung des Cäsium–Atomstrahls	40
3.2.2	Polarisationsanalyse	43
3.3	Die Streuapparatur	45
3.4	Betrieb des Elektronenanalysators	48
4	Messmethode und Auswertverfahren	55
4.1	Vorbereitende Messungen	55
4.2	Datenaufnahme und Analyse	58
4.3	Simulation des Detektorverhaltens	62
5	Messergebnisse	66
5.1	Nach P– und D–Zuständen aufgelöste Messungen	69
5.1.1	Wirkungsquerschnitt σ_0	69

5.1.2	Austausch–Asymmetrie A_{nn}	71
5.1.3	Spin–Orbit–Asymmetrie A_2	71
5.1.4	Interferenz–Asymmetrie A_1	74
5.2	Nicht aufgelöste Messungen	75
5.2.1	Wirkungsquerschnitt σ_0	75
5.2.2	Austausch–Asymmetrie A_{nn}	77
5.2.3	Spin–Orbit–Asymmetrie A_2	79
5.2.4	Interferenz–Asymmetrie A_1	80
6	Zusammenfassung	83
	Abbildungsverzeichnis	88
	Tabellenverzeichnis	89

Kapitel 1

Einleitung

Eine bedeutende Methode für das Verständnis atomarer Strukturen und die in Atomen wirkenden Kräfte stellt die Untersuchung von Stoßprozessen dar. Neben der Messung totaler und relativer differentieller Wirkungsquerschnitte in einem Streuexperiment handelt es sich bei den möglichen Observablen um Spin–Asymmetriefunktionen in elastischen, superelastischen und inelastischen Streuprozessen, die unterschiedlichen Wechselwirkungen und deren Zusammenwirken zugeordnet sind. Dies sind Beiträge der Austausch–Wechselwirkung und der relativistischen Spin–Bahn–Wechselwirkung, siehe Raith et al. [46]. Über die untersuchten Streuprozesse können dann detaillierte Aussagen über die Art und Stärke der beteiligten Wechselwirkungen zur korrekten Beschreibung des Targetatoms gemacht werden.

Besteht bei einer experimentellen Anordnung die Möglichkeit elastische, superelastische und inelastische Streueignisse zu untersuchen, so ist für alle diese Prozesse ein Vergleich zwischen den gemessenen Daten einerseits und den theoretischen Aussagen andererseits möglich. Elastische Prozesse in der Elektron–Cäsium–Streuung wurden bereits ausführlich in der Dissertation von Roth [47] behandelt, weitere Informationen sind in [15, 14] enthalten. Bei superelastischen Prozessen betrachtet man die Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten und unpolarisierten, angeregten Cäsiumatomen, die während des Streueignisses in den Grundzustand $6^2S_{1/2}$ übergehen [33]. Im Fall der inelastischen Elektronenstreuung an Cäsium, die im weiteren Verlauf Gegenstand der Diskussion sein wird, sind vor allem Streuprozesse, bei denen das Grundzustandselektron des Cäsiumatoms in einen der Feinstrukturzustände $(6p)^2P_{1/2,3/2}$ (siehe [2]) oder $(5d)^2D_{3/2,5/2}$ angeregt wird, von Interesse.

Aus den untersuchten Prozessen und deren Abhängigkeit von Streuenergie und Streuwinkel können aus dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen theoretischer Behandlungsmethoden relativistischer und nicht relativistischer Art neue Erkenntnisse hinsichtlich der richtigen Beschreibung der herangezogenen Methoden gewonnen werden. Details hierzu werden im Verlauf des nächsten Kapitels dargestellt,

weitere Informationen zu den zum Vergleich von Theorie und Experiment herangezogenen Modellen sind in den Referenzen [10] und [8] zu dieser Arbeit zu finden.

Eine Untersuchung spinabhängiger physikalischer Größen erfordert polarisierte Teilchenstrahlen. Bei dem im Folgenden beschriebenen Experiment werden spinpolarisierte Elektronen an spinpolarisierten Cäsiumatomen inelastisch gestreut. Die Spins der Streupartner sind dabei senkrecht zur Streuebene orientiert. Einen schematischen Überblick der Bielefelder Versuchsanordnung zeigt Abbildung 1.1.

In Abhängigkeit von der Energie der Projektile und den apparativ erfassbaren Streuwinkeln (Details hierzu sind in Kapitel 2.1 aufgeführt) werden relative differentielle Wirkungsquerschnitte σ_0 für (unpolarisierte) Streupartner sowie die spinabhängigen Asymmetrien A_{nn} (Austausch-Asymmetrie), A_2 (Spin-Bahn-Asymmetrie) und A_1 (Interferenz-Asymmetrie) bestimmt. Neben den Spin-Bahn-Effekten, die relativistischen Ursprung haben, sind auch messbare spinbedingte Effekte bedeutend, die bei vernachlässigbarer Spin-Bahn-Wechselwirkung allein durch den Austausch-Effekt erklärt werden können. Die Bedeutung und Nomenklatur [22] der untersuchten Größen sowie die physikalischen Parameter, die obige Streuprozesse charakterisieren, werden in Kapitel 2.1 erklärt.

Da die Auflösung der Feinstrukturaufspaltung des P- (68 meV) und D-Zustands (12 meV) beim Cäsium mit dem Bielefelder Experiment nicht gegeben ist, erhält man experimentell über die Feinstrukturzustände gemittelte Größen (zum Beispiel $6P_{1/2+3/2}$). Um diese gemessenen physikalischen Größen mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, müssen die zu den Observablen beitragenden Anteile der Feinstrukturzustände ($6P_{1/2}$, $6P_{3/2}$, $5D_{3/2}$, $5D_{5/2}$) in einer Simulation der experimentellen Gegebenheiten aus den theoretischen Datensätzen gemittelt werden. Dafür wurde eine Methode für die Auswertung der theoretischen Datensätze entwickelt, die den korrekten Vergleich zwischen Experiment und Theorie ermöglicht. In Kapitel 4.3 wird ausführlicher darauf eingegangen.

Die Untersuchung der spinabhängigen Asymmetriefunktionen ermöglicht durch den Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen auch die Überprüfung, ob die bei inelastischen Streuprozessen von Elektronen an leichten Alkalimetallatomen experimentell bestätigte Percival-Seaton-Hypothese [28] für schwerere Alkalimetallatome ebenfalls Gültigkeit besitzt.

Für den Vergleich der gemessenen Datensätze stehen über den gesamten, untersuchten Energiebereich theoretische Vorhersagen des von Bartschat und Fang [10] entwickelten RMPS-Modells (R-Matrix with Pseudo-States) zur Verfügung. Dieses Modell basiert auf der Grundlage des früheren, semirelativistischen Breit-Pauli-Formalismus von Bartschat [5], das in seiner Weiterentwicklung Vorhersagen für die untersuchten physikalischen Größen im intermediären Energiebereich liefert. Zusätzlich können die Messergebnisse erstmals mit Vorhersagen des von Bray für den Fall inelastischer Streuprozesse durchgeführten Convergent-Close-Coupling-Modells [20] verglichen werden.

Nach der Vorstellung der theoretischen Grundlagen und Modelle, die bei den in

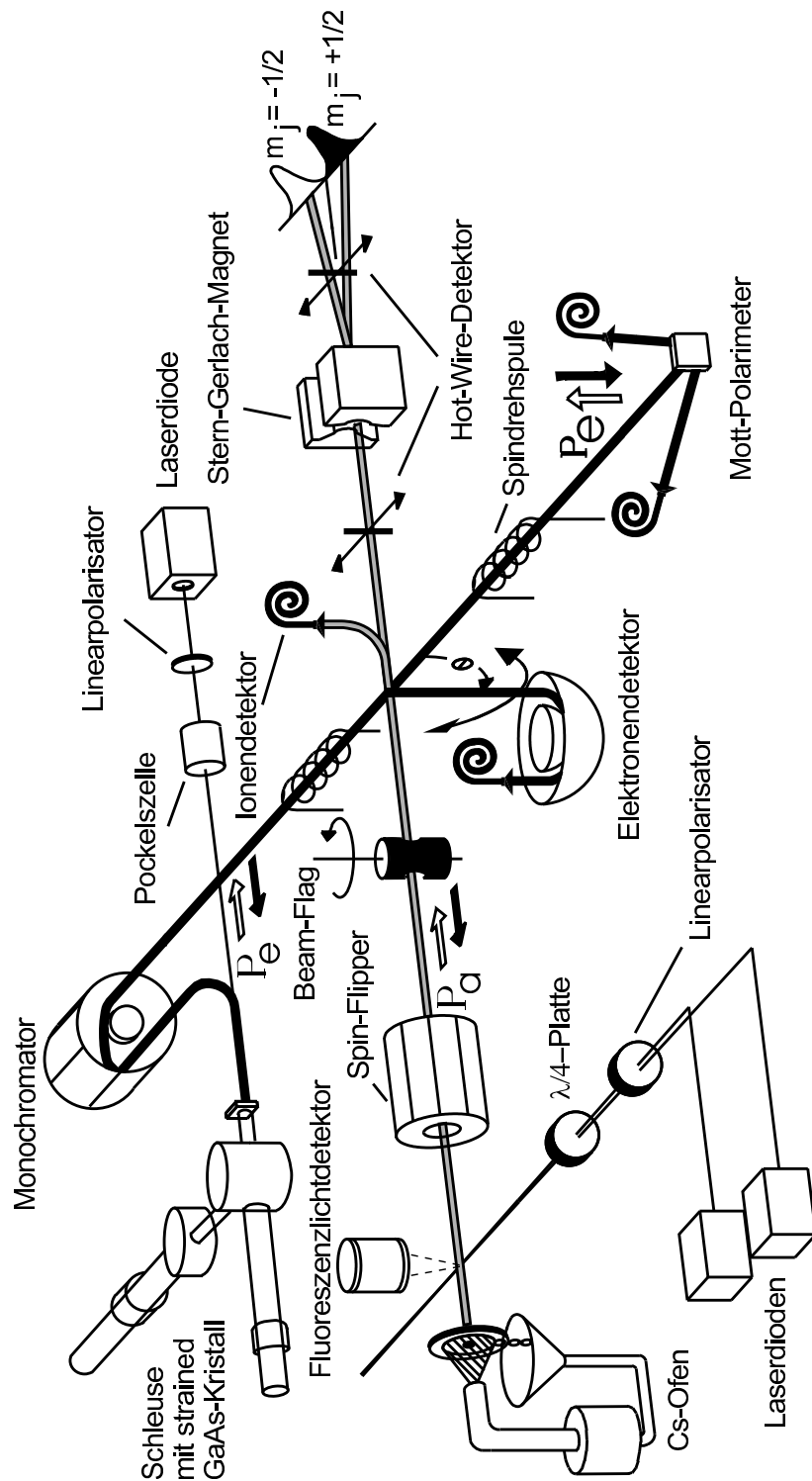


Abbildung 1.1:

Schematische Übersicht der Versuchsanordnung. Mitgeführt ist die Orientierung der Spins beider Teilchenstrahlen hinsichtlich der gegebenen Streuebene.

dieser Arbeit durchgeführten, experimentellen Untersuchungen wichtig sind, und der Beschreibung der wesentlichen Bestandteile der apparativen Anordnung sowie der Mess- und Auswertmethoden werden die experimentell erzielten Resultate im Vergleich mit den zur Verfügung stehenden, theoretischen Ergebnissen dargestellt.

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Energiebereich erstreckt sich zwischen 5 eV und 25 eV. Experimentelle Verbesserungen im Vergleich zu den Untersuchungen von Roth [47] und Tondera [59] werden hierbei diskutiert.

Kapitel 2

Inelastische Streuprozesse

2.1 Allgemeiner theoretischer Ansatz

Die theoretische Behandlung inelastischer Streueignisse wird durch die steigende Zahl von Streuamplituden im Vergleich zur elastischen Streuung deutlich komplexer. Die Betrachtung des $S \rightarrow P$ Übergangs erfordert beispielsweise insgesamt 24 Streuamplituden. Aus den hier vorliegenden experimentellen Gegebenheiten sind außerdem nur gemittelte Größen zugänglich, da die Feinstruktur-niveaus nicht getrennt untersucht werden können. Eine Übersicht theoretischer Darstellung inelastischer Streueignisse ist bei Bartschat [3], Blum [17, 18], und Hanne [28, 29] zu finden. Im Folgenden wird lediglich eine Zusammenfassung der theoretisch relevanten Sachverhalte gegeben, die für das Verständnis und die Diskussion der Messergebnisse notwendig ist.

Der theoretische Ansatz für die Betrachtung inelastischer Streuprozesse basiert auf der Einführung komplexer Streuamplituden. Da im Fall der inelastischen Elektronenstreuung die Anzahl der unabhängigen Streuamplituden sehr groß wird, erweist sich die Einführung der reduzierten Dichtematrix [17] zur Beschreibung experimentell zugänglicher Größen als geeignet. Weitere Diskussionen hierzu sind bei Hanne [28] und Keßler [34] zu finden.

Idealerweise werden Übergänge zwischen reinen Zuständen betrachtet, bei denen ein Elektron mit Anfangsimpuls \mathbf{k}_0 und der Spinkomponente \mathbf{m}_0 bezüglich einer Quantisierungsachse auf ein Cäsiumatom mit dem Gesamtdrehimpuls \mathbf{J}_0 und dessen Spinkomponente \mathbf{M}_0 trifft. Diesen Zustand bezeichnet man als reinen Anfangszustand $|J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0\rangle$ des Systems vor einer Wechselwirkung. Das betrachtete System geht nach dem Streuprozess in den ebenso reinen Endzustand $|J_1 M_1, \mathbf{k}_1 m_1\rangle$ über. Ein solcher Übergang wird durch die komplexe Streuamplitude f [3] wie folgt dargestellt:

$$f(J_1 M_1, \mathbf{k}_1 m_1; J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0) = \langle J_1 M_1, \mathbf{k}_1 m_1 | T | J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0 \rangle. \quad (2.1)$$

T ist der Übergangoperator ($T = S - 1$), der im Gegensatz zu dem Streuoperator S nur den gestreuten Anteil beschreibt. Der Wirkungsquerschnitt ist dann durch das Quadrat der Streuamplitude gegeben:

$$\sigma(J_1 M_1, \mathbf{k}_1 m_1; J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0) = \frac{k_1}{k_0} |f(J_1 M_1, \mathbf{k}_1 m_1; J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0)|^2. \quad (2.2)$$

Um ein reales Experiment beschreiben zu können, reichen die Gleichungen (2.1 und 2.2) nicht aus, da oft anstelle von rein präparierten Zuständen gemischte Zustände vorkommen. Ein gemischter Anfangszustand des Systems erfordert die Einführung einer Dichtematrix:

$$\rho_{in} = \sum_{\substack{J'_0 M'_0 m'_0 \\ J_0 M_0 m_0}} (\rho_{in})_{m'_0 m_0}^{J'_0 M'_0 J_0 M_0} |J'_0 M'_0, \mathbf{k}_0 m'_0\rangle \langle J_0 M_0, \mathbf{k}_0 m_0|. \quad (2.3)$$

Dabei wird angenommen, dass ein Anfangszustand ein Gemisch aus mehreren reinen Zuständen ist und diese jeweils mit den Faktoren $(\rho_{in})_{m'_0 m_0}^{J'_0 M'_0 J_0 M_0}$ gewichtet sind. In der Regel sind Projektil (Elektron) und Target (Cäsiumatom) unabhängig voneinander präpariert und die Dichtematrix des Anfangszustands kann durch das direkte Produkt der Dichtematrizen der Einzelzustände

$$\rho_{in} = \rho_{in}^{Elektron} \times \rho_{in}^{Atom} \quad (2.4)$$

dargestellt werden. Die Dichtematrix für das Elektron lässt sich durch die Polarisation $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$ nach Keßler [34] ausdrücken:

$$\rho_{in}^e = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + \mathbf{P}\sigma). \quad (2.5)$$

Dabei stellt $\mathbf{1}$ die zweidimensionale Einheitsmatrix dar und σ die Pauli - Spinmatrizen. Durch die Normierung der Spur der Dichtematrix ($Spur(\rho_{in}) = 1$) können reine Zustände beschrieben werden:

$$Spur(\rho_{in}) = Spur(\rho_{in}^2) = 1, \quad (2.6)$$

und mit der Anwendung des Übergangoperators T auf die Dichtematrix des Anfangszustands [17] ergibt sich die Dichtematrix des Endzustands zu:

$$\rho_{out} = T \rho_{in} T^\dagger. \quad (2.7)$$

T^\dagger ist der zu T adjungierte Operator. In den Streumatrixelementen von ρ_{out} ist die gesamte Information eines betrachteten Streueignisses enthalten in der Form:

$$(\rho_{out})_{\mathbf{k}_1 m'_1}^{J'_1 M'_1 J_1 M_1} = \langle J'_1 M'_1; \mathbf{k}_1 m'_1 | \rho_{out} | J_1 M_1; \mathbf{k}_1 m_1 \rangle$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{\substack{J'_0 M'_0 m'_0 \\ J_0 M_0 m_0}} f(J'_1 M'_1 \mathbf{k}_1 m'_1; J'_0 M'_0 \mathbf{k}_0 m'_0) f^*(J_1 M_1 \mathbf{k}_1 m_1; J_0 M_0 \mathbf{k}_0 m_0) \\
 &\quad \times (\rho_{in})_{m'_0 m_0}^{J'_0 M'_0 J_0 M_0}.
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Hierbei bezeichnet \times das direkte Produkt, f^* ist die zu f komplex konjugierte Größe. Alle Matrixelemente (bis auf die Diagonalen) sind gemischte Zustände. Da nun ein vollständiges Experiment nach Bederson [16] die Bestimmung aller unabhängigen Streuamplituden $(\rho_{out})_{\mathbf{k}_1 m'_1 m_1}^{J'_1 M'_1 J_1 M_1}$ erfordert, muss im realen Fall über alle experimentell nicht zugänglichen Größen summiert (integriert) werden. Das führt zu der reduzierten Dichtematrix [17]:

$$(\rho_{out}^e)_{m'_1 m_1} = \sum_{J_1 M_1} \langle J_1 M_1; \mathbf{k}_1 m'_1 | \rho_{out} | J_1 M_1; \mathbf{k}_1 m_1 \rangle. \tag{2.9}$$

Es wird dabei angenommen, dass die Atome nach dem Streuprozess nicht detektiert werden, was eine Summation über die Quantenzahlen $J'_1 = J_1$ und $M'_1 = M_1$ erfordert. Allerdings kann die Untersuchung der Observablen, die im nächsten Kapitel beschrieben werden, allein durch die Detektion der gestreuten Elektronen erfolgen.

2.1.1 Observablen

Ein auf der Basis von Burke und Mitchell [22] eingeführtes, linkshändiges Koordinatensystem (\mathbf{npq}), das durch die drei Einheitsvektoren

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|} \quad \mathbf{p} = \frac{\mathbf{k} + \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} + \mathbf{k}'|} \quad \mathbf{q} = \frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|} \tag{2.10}$$

aufgespannt wird und für die Beschreibung der elastischen Streuung von Elektronen an Cäsiumatomen entwickelt wurde, dient ebenfalls der Betrachtung inelastischer Streuprozesse. Daraus ergibt sich auch die Nomenklatur der im Folgenden vorgestellten Streuamplituden und messbarer Größen.

Die Impulsvektoren \mathbf{k} und \mathbf{k}' bezeichnen dabei die einlaufenden bzw. die gestreuten Elektronen.

Die dem Bielefelder Experiment zugrunde liegende Streugeometrie ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Zu sehen sind die beiden Teilchenstrahlen der Elektronen und der Cäsiumatome in einer „crossed - beam“ Anordnung (unter einem Winkel von 90°). \mathbf{P}_a und \mathbf{P}_e stellen dabei die Polarisationsvektoren der Atome und Elektronen dar, die bei allen in dieser Arbeit untersuchten Observablen senkrecht zur Streuebene stehen.

Für die Messung weiterer spinabhängigen Asymmetriefunktionen wird eine Orientierung der Spinvektoren von Projektil und Target in Richtung der Koordinatenachsen \mathbf{n} , \mathbf{p} und \mathbf{q} notwendig. Aufgrund der Streuwinkelabhängigkeit von \mathbf{p} und \mathbf{q} ist diese Situation nur

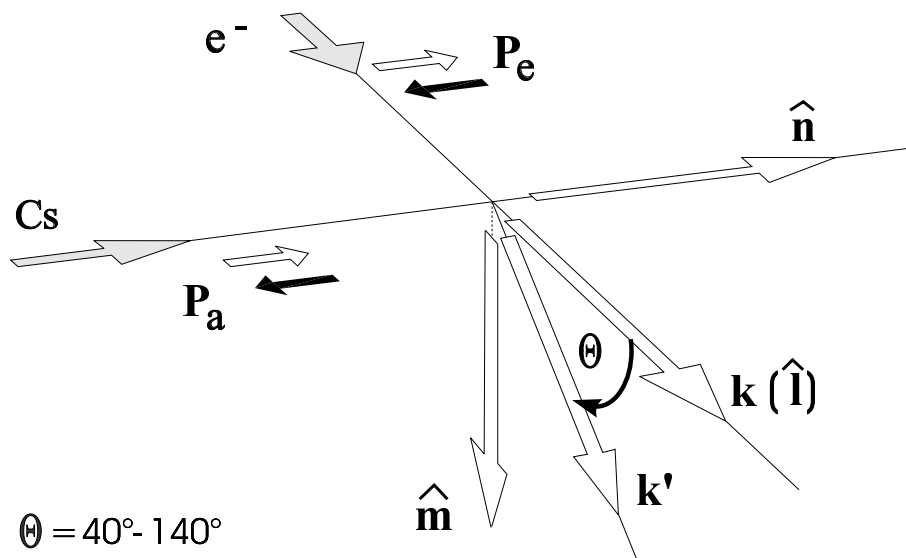


Abbildung 2.1:

Darstellung der im Fall des Bielefelder Experiments gewählten, rechtshändigen Streugeometrie zur Beschreibung von Elektron - Cäsium - Streueignissen.

schwer zu realisieren. Deshalb wird das rechtshändige, an der Streugeometrie orientierte Koordinatensystem (\mathbf{nlm}) eingeführt, mit den Einheitsvektoren:

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|} \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{l}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{l}|} \quad . \quad (2.11)$$

\mathbf{n} ist wiederum der Normaleneinheitsvektor der Streuebene, der durch die Impulsvektoren \mathbf{k} und \mathbf{k}' der Projektile vor und nach dem Streueignis definiert wird. Der Einheitsvektor \mathbf{l} liegt kollinear zu \mathbf{k} , \mathbf{m} ergibt sich aus dem Produkt von \mathbf{n} und \mathbf{l} . Der Streuwinkel Θ der gestreuten Elektronen wird wiederum durch die Impulsvektoren des Projektiles bestimmt. Im beschriebenen Experiment ist ein Winkelbereich zwischen 40° und 140° zugänglich, wobei für $\Theta = 0^\circ$ die Vektoren \mathbf{k} und \mathbf{k}' kollinear zueinander orientiert sind.

Der experimentelle Versuchsaufbau macht es im Prinzip möglich, die Polarisationsvektoren der Teilchenstrahlen mit Hilfe von magnetischen Führungsfeldern in Richtung der jeweils gewünschten Einheitsvektoren auszurichten. Neben den schon erwähnten Messreihen, bei denen die Polarisationsvektoren \mathbf{P}_a und \mathbf{P}_e senkrecht zur Streuebene orientiert sind, ist es mit der Bielefelder Anordnung möglich, beide Vektoren kollinear zu \mathbf{m} einzustellen. Messungen hierzu sind bei Tondera [59] enthalten. Denkbar ist auch eine Streusituation, bei der \mathbf{P}_a parallel zum Vektor \mathbf{l} und \mathbf{P}_e parallel zu \mathbf{m} liegen.

Wie in diesem Kapitel noch gezeigt wird, können die experimentell zugänglichen Asymmetrien in Beziehung zu den im Koordinatensystem von Burke und Mitchell definierten Amplituden gesetzt werden.

2.1.2 Austausch–Wechselwirkung

In der inelastischen Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Alkalimetallatomen besteht die Möglichkeit, einen beim Streuprozess stattfindenden Austausch zwischen dem Projektil und dem Valenzelektron des Alkalimetallatoms zu detektieren (bei unpolarisierten Streupartnern ist aufgrund der Ununterscheidbarkeit ein Austausch nicht feststellbar). Die Austauschasymmetrie A_{nn} ist durch die relativen Differenzen der Wirkungsquerschnitte für antiparallele und parallele Spinorientierungen gegeben. Der Gesamtspin des Systems bleibt bei diesem Prozess erhalten und das Pauli–Prinzip für Fermionen muss beachtet werden. Aufgrund dieses Prinzips ist die Austauschasymmetrie nur indirekt über die sich daraus ergebende Bedingung einer antisymmetrischen Wellenfunktion für das gesamte System spinabhängig. Im Fall leichter Alkalimetallatome ist der Austausch–Effekt bedingt durch die vernachlässigbare Spin–Bahn–Wechselwirkung in den Spin–Asymmetrien dominierend. Auch für schwere Atome wie Cäsium wird die Größe der Wechselwirkung hauptsächlich durch den Austausch–Effekt bestimmt, obwohl ein Zusammenspiel zwischen den beiden Effekten stattfindet, der energie– und winkelabhängig ist.

Der Streuprozess wird in diesem Fall bei Vernachlässigung direkt spinabhängiger Effekte durch eine direkte Streuamplitude f und eine Streuamplitude g beschrieben, bei der ein Austausch der am Prozess teilnehmenden Elektronen stattfindet (Austausch–Streuamplitude). Sind vor dem Streueignis die Spins der Elektronen parallel zueinander orientiert, können die Elektronen nicht voneinander unterschieden werden. Es liegt eine Überlagerung der beiden Streuamplituden f und g vor, da die Spinfunktion der Gesamtwellenfunktion symmetrisch (Triplettzustand: $S = 1, m_s = 0, \pm 1$) und die Ortswellenfunktion antisymmetrisch sein muss. Der relative differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte Streupartner ist dann, unter Berücksichtigung der Symmetrieeigenschaften der Gesamtwellenfunktion gegeben durch

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma^{\downarrow\downarrow} = |f - g|^2 \quad (2.12)$$

und kann dem Triplett - Streuquerschnitt gleichgesetzt werden

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma^{\downarrow\downarrow} = \sigma^t. \quad (2.13)$$

Für nicht vernachlässigbare relativistischen Effekte gilt (Vgl. [22]):

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} \neq \sigma^{\downarrow\downarrow}. \quad (2.14)$$

Hierbei repräsentieren die jeweils ersten Pfeile die Spins der Cäsiumatome, die zweiten Pfeile die Spins der Elektronen. Für antiparallele Spinorientierung kann prinzipiell ein Austausch festgestellt werden, da ein Singulettzustand vorliegt. Die Spinfunktion ist nun antisymmetrisch und die Ortswellenfunktion muss dagegen symmetrisch sein. Das führt zu einer Überlappung der räumlichen Dichteverteilung der Elektronen. Der relative differentielle Wirkungsquerschnitt bei antiparalleler Spinstellung der Elektronen ist gegeben durch

$$\sigma^{\uparrow\downarrow} = \sigma^{\downarrow\uparrow} = |f|^2 + |g|^2 \quad (2.15)$$

(mit der analog zur obigen Beziehung 2.14 geltenden Einschränkung bei Berücksichtigung relativistischer Effekte bei schweren Atomen wie Cäsium).

Der dazugehörige Wirkungsquerschnitt kann aus einer Überlagerung von Singulett- und Triplett-Streuung dargestellt werden:

$$\sigma^{\uparrow\downarrow} = \sigma^{\downarrow\uparrow} = \frac{1}{2}\sigma^s + \frac{1}{2}\sigma^t. \quad (2.16)$$

Im unpolarisierten Fall gilt:

$$\sigma^0 = \sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow}. \quad (2.17)$$

Die Singulett- und Triplett-Streuamplituden s und t sind mit der direkten Amplitude f und der Austausch-Amplitude g verbunden:

$$\begin{aligned} s &= f + g \\ t &= f - g. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der allgemeine Ausdruck für den relativen differentielle Wirkungsquerschnitt aus [34]:

$$\sigma = \sigma_0(1 + A_1 \cdot (P_a)_n + A_2 \cdot (P_e)_n - A_{nn} \cdot (P_e)_n \cdot (P_a)_n), \quad (2.19)$$

ergibt sich bei der Elektron-Cäsium-Streuung mit polarisierten Streupartnern zu:

$$\sigma = \sigma_0(1 - A_{nn} \cdot (P_a)_n \cdot (P_e)_n). \quad (2.20)$$

Hierbei ist σ_0 der schon hergeleitete, differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streupartner (2.17), der sich aus der Spur der reduzierten Dichtematrix des Endzustandes nach der Gleichung:

$$\sigma^0 = \frac{k_1}{k_0} \text{Spur}(\rho_{out}^e) \quad (2.21)$$

ergibt. Dabei stellen k_1 und k_0 die Beträge der entsprechenden Impulsvektoren dar. $(P_a)_n$ und $(P_e)_n$ sind die auf 1 normierten Projektionen der Polarisationsvektoren von Elektronen und Cäsiumatomen entlang des Vektors \mathbf{n} . Das negative Vorzeichen zur

Definition von A_{nn} wird per Konvention festgelegt (Vgl. [1]).

Die Austausch–Asymmetrie A_{nn} aus Gleichung 2.20 entspricht der relativen Differenz der Wirkungsquerschnitte für antiparallele und parallele Spineinstellungen der Streupartner:

$$A_{nn} = \frac{(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}) - (\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}{(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}) + (\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}. \quad (2.22)$$

Relativistische Effekte sind dabei mit enthalten, aber im Fall ihrer Vernachlässigung ergibt sich die Asymmetrie A_{nn} zu:

$$A_{nn} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\sigma^s - \sigma^t}{\sigma^s + 3\sigma^t}. \quad (2.23)$$

Sie nimmt dann Werte zwischen $-\frac{1}{3}$ und 1 an, je nachdem ob man reine Triplet– oder reine Singulett–Streuung untersucht. Die direkte Streuamplitude f und die Austausch–Amplitude g sowie der relative Phasenwinkel γ dazwischen liefern die vollständige Information über den betrachteten Streuprozess bei Vernachlässigung relativistischer Effekte. Das Verhältnis zwischen Singulett– und Triplet–Streuung bei den betrachteten Prozessen erhält man durch Bildung des Quotienten:

$$\frac{\sigma^s}{\sigma^t} = \frac{1 + 3A_{nn}}{1 - A_{nn}}. \quad (2.24)$$

Bei der vorgestellten Apparatur kann die Austausch–Asymmetriefunktion winkelaufgelöst im Streuenergiebereich zwischen 3 eV und 30 eV bestimmt werden.

2.1.3 Spin–Bahn–Wechselwirkung

Der rein relativistische Spin–Bahn–Effekt, auch Ursache der Mott–Streuung, ist bei Streuprozessen von polarisierten Elektronen an unpolarisierten schweren Alkalimetallatomen zu beobachten. Mit steigender Ordnungszahl des Targetatoms nimmt der Einfluß des Spin–Bahn–Effekts zu. Anhand des gestreuten Intensitätssignals kann eine Links–Rechts–Asymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte detektiert werden. Ein Äquivalent dazu ist die Untersuchung der Streuung unpolarisierter Elektronen an unpolarisierten Cäsiumatomen [34]. Aufgrund der aus der Spin–Bahn–Wechselwirkung resultierenden Potentiale ergeben sich in Abhängigkeit von der Orientierung der Spin– und Bahnmomente der Projektile unterschiedliche differentielle Wirkungsquerschnitte. Die anfangs unpolarisierten Elektronen erhalten nach der Streuung eine effektive Polarisation senkrecht zur Streuebene.

In der Elektron–Cäsium–Streuung treten in dem untersuchten Energiebereich messbare Spin–Bahn–Effekte auf, die vor allem bei der Bestimmung der Spin–Bahn–Asymmetriefunktion A_2 zum Ausdruck kommen und sich durch die Wechselwirkung des Elektronenspins \mathbf{s} mit dem Magnetfeld, das durch die Bewegung des Atomkerns im

Ruhsystem des Elektrons erzeugt wird, erklären lassen. Zu dem abgeschirmten Coulombpotential $V_C(r)$ des Atomkerns wirkt zusätzlich auf das Elektron ein spinabhängiges Potential V_{s-o} , das von der relativen Orientierung der Spin- und Bahnmomente des Elektrons abhängig ist. Nach Keßler [34] wird dieses Potential durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$V_{s-o} \sim \frac{1}{r} \frac{dV_C(r)}{dr} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (2.25)$$

Hierbei bezeichnen \mathbf{l} und \mathbf{s} die Bahn- und Spinmomente des Kontinuumelektrons. Bei paralleler und antiparalleler Stellung von \mathbf{l} und \mathbf{s} zueinander ergeben sich bei der Streuung des Elektrons am Cäsiumatom, aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung, unterschiedliche wirksame Potentiale. Letzteres ist im Fall der antiparallelen Stellung der Momente stärker als bei paralleler Orientierung.

Bei der Streuung von senkrecht zur Streuebene polarisierten Elektronen an unpolarisierten Cäsiumatomen ergibt sich der relative differentielle Wirkungsquerschnitt aus [34]:

$$\sigma = \sigma_0(1 + A_2 \cdot (P_e)_n). \quad (2.26)$$

Dabei stellt $(P_e)_n$ den auf 1 normierten Polarisationsvektor der Elektronen kollinear zum Normalenvektor \mathbf{n} der Streuebene dar. Die Spin-Bahn-Asymmetriefunktion A_2 ist hingegen die relative Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den zwei möglichen Orientierungen des Elektronenspins entlang \mathbf{n} :

$$A_2 = \frac{(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}) - (\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}{(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}. \quad (2.27)$$

Die Pfeile (Spin up \uparrow , Spin down \downarrow) kennzeichnen die Spinstellungen des Kontinuumelektrons relativ zum Normalenvektor der Streuebene. Der Spin des Kontinuumelektrons ist während solcher Streuprozesse keine Erhaltungsgröße.

Im allgemeinen Fall eines beliebig orientierten Polarisationsvektors der Kontinuumelektronen mit Komponenten parallel und senkrecht zur Streuebene werden die Veränderungen des Vektors nach der Streuung durch die in der Literatur als STU-Parameter bekannten Größen beschrieben. Ist der Elektronenstrahl im Idealfall vollständig senkrecht zur Streuebene polarisiert, was in realen Experimenten nicht erzielt werden kann, bleibt der Polarisationsvektor nach dem Streuprozess unverändert. Eine ausführliche Diskussion der STU-Parameter findet man bei Keßler [34].

Analog zur Austausch-Streuung kann auch die Mott-Streuung vollständig durch die Bestimmung einer Spin-Flip-Amplitude G und einer Spin-Non-Flip-Amplitude F sowie des relativen Phasenwinkels dazwischen bestimmt werden. Mit geeigneter Kombination dieser Größen ergeben sich die STU-Parameter. Die beiden Amplituden genügen der Gleichung [34]:

$$\sigma^0 = |F|^2 + |G|^2 \quad (2.28)$$

und bilden den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Streuung von Elektronen, die ausschließlich Polarisationskomponenten in der Streuebene aufweisen, an unpolarisierten Cäsiumatomen. Der Wirkungsquerschnitt ist für die Azimutwinkel $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 180^\circ$ zwischen dem Polarisationsvektor der Elektronen und der Streuebene gleich. Im anderen Extremfall, wenn der Polarisationsvektor der Projektile senkrecht zur Streuebene orientiert ist ($\Phi = 90^\circ$ und $\Phi = 270^\circ$), ergeben sich unterschiedliche differentielle Wirkungsquerschnitte. Bei solchen Streusituationen spricht man von einer Up-Down-Asymmetrie oder äquivalent dazu von einer Links-Rechts-Asymmetrie der Streuung.

2.1.4 Interferenz-Effekt

Treten beide spinabhängigen Effekte, Austausch- und Spin-Bahn-Effekte, gleichzeitig auf, so kann der Interferenz-Effekt (relativistische Austausch-Streuung) [24] durch Messung einer „Spin-Up-Down“-Asymmetrie A_1 des differentiellen Wirkungsquerschnitts in der Streuung von unpolarisierten Elektronen an senkrecht zur Streuebene polarisierten Atomen beobachtet werden. Der vom Spin des Valenzelektrons abhängige Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu:

$$\sigma = \sigma_0(1 + A_1 \cdot (P_a)_n). \quad (2.29)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streupartner ist σ^0 und $(P_a)_n$ bezeichnet dabei den auf 1 normierten Polarisationsvektor der Atome senkrecht zur Streuebene. Aus den beiden möglichen Spineinstellungen bezüglich des Normalenvektors \mathbf{n} ergibt sich durch die relative Differenz der dazugehörigen Wirkungsquerschnitte die Interferenz-Asymmetriefunktion:

$$A_1 = \frac{(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}) - (\sigma^{\downarrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}{(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\downarrow})}. \quad (2.30)$$

Nach theoretischen Vorhersagen weist die Interferenz-Asymmetrie die kleinsten Werte im Vergleich mit den beiden anderen auf und stellt daher die größten Anforderungen an die Experimentatoren dar. Des Weiteren ist diese ausschließlich bei simultanem Auftreten von Austausch- und Spin-Bahn-Effekten im intermediären Energiebereich zwischen 4 und 18 eV beobachtbar [24, 61, 62].

2.2 Der Feinstruktur-Effekt

In der inelastischen Elektron-Cäsium-Streuung treten Polarisierungseffekte auf, und zwar auch dann, wenn relativistische Effekte vernachlässigbar sind. Diese Art von Polarisation

wurde von Hanne [28, 29, 30] als Feinstruktur-Effekt diskutiert und kann im Wesentlichen durch zwei theoretische Näherungen beschrieben werden. Einerseits werden die Feinstrukturzustände als energetisch entartet betrachtet, andererseits treten keine explizit spinabhängigen Effekte wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung auf. Mit dieser Annahme können auch inelastische Streuprozesse mit den in Kapitel 2.1 hergeleiteten Streuamplituden durch eine direkte Amplitude f und eine Austausch-Amplitude g dargestellt werden.

Betrachtet werden hier die beiden Feinstrukturzustände des Cäsiums ($6^2P_{1/2}$ und $6^2P_{3/2}$) mit dem Bahndrehimpuls $L = 1$, der bezüglich einer definierten Quantisierungsachse drei verschiedene, magnetische Unterzustände ($m_L = 0, \pm 1$) besitzt (Vgl. Keßler [34]). Somit gibt es drei direkte Amplituden f_1, f_0, f_{-1} sowie drei Austausch-Amplituden g_1, g_0, g_{-1} . Aus Symmetrieüberlegungen müssen die Beziehungen $|f_1|^2 = |f_{-1}|^2$ und $|g_1|^2 = |g_{-1}|^2$ erfüllt sein. Des Weiteren setzt die Behandlung des Feinstruktur-Effekts Näherungen bei der Beschreibung der Dynamik inelastischer Streuprozesse voraus.

Feinstrukturzustände können nur dann als energetisch entartet angesehen werden, falls die LS-Kopplung im Targetatom sehr schwach ist und vernachlässigt werden kann. Neben dem Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} des Systems und dessen magnetischer Quantenzahl \mathbf{M}_J müssen auch der Gesamtbahndrehimpuls \mathbf{L} sowie der Gesamtspin \mathbf{S} gute Quantenzahlen sein (LS-Approximation). Der Gesamtspin \mathbf{S} des Systems sowie seine magnetische Quantenzahl \mathbf{M}_S bleibt bei der inelastischen Streuung, aufgrund der Vernachlässigung sämtlicher direkt spinabhängiger relativistischer Effekte, erhalten.

Es wird angenommen, dass im Vergleich zu den Feinstruktur- und Hyperfeinstruktur-Relaxationszeiten des Cäsiums die Wechselwirkungszeiten bei den untersuchten Streuprozessen kurz sind. Unter der Annahme, dass sich der Kernspin \mathbf{I} , der Bahndrehimpuls \mathbf{L} und der Spin \mathbf{S} des Cäsiumatoms während des Streuprozesses in Ruhe befinden, gilt die Percival-Seaton-Hypothese. Bei typischen Wechselwirkungszeiten von circa 10^{-15}s liegen die Feinstruktur-Relaxationszeit ($\sim 10^{-13}\text{s}$), die Hyperfeinstruktur-Relaxationszeit ($\sim 10^{-10}\text{s}$) sowie die Lebensdauer der angeregten Zustände ($\sim 10^{-8}\text{s}$) weit über der Zeitskala des Streuprozesses.

Sind diese Näherungen erfüllt, dann beschreibt der Streuoperator T alle möglichen Übergänge $J_0 \rightarrow J_1$ zwischen dem Grundzustandsniveau und den angeregten Feinstruktur-Doublets [3]. Für leichte Targetatome ist diese Näherung erfüllt. Bei schweren Targetatomen müssen explizit spinabhängige Wechselwirkungen bei der Beschreibung der Streuprozesse berücksichtigt werden. Bei vernachlässigbarer relativistischer Wechselwirkung liegt der reine Feinstruktur-Effekt vor. Dieser kann in der inelastischen Streuung unpolarisierter Elektronen an unpolarisierten, leichten Alkalimetallatomen bei Übergängen vom Grundzustand in eines der Feinstruktur-niveaus beobachtet werden. Dabei erhalten die gestreuten Elektronen eine effektive Polarisation im Gegensatz zu der Betrachtung inelastischer Streuprozesse polarisierter Elektronen an unpolarisierten Targetatomen, wo eine Links-Rechts-Asymmetrie in der Intensität der differentiellen Wirkungsquerschnitte anhand des gestreuten Intensitätssignals

detektiert werden kann. Diskussionen solcher Streueignisse führen zu der Aussage [3], dass die Orientierung der Spinnomente nur durch Austausch-Streuung geändert wird.

Messung solcher Streuprozesse erfordert die experimentelle Auflösung der Feinstrukturzustände. Es bleibt den beschriebenen, inelastischen Streuprozessen nur eins gemein, dass der Bahndrehimpuls L des angeregten Targetatoms bei der Streuung orientiert wird und eine nichtverschwindende Komponente senkrecht zur Streuebene ($L_{\perp} \neq 0$) erhält [36]. Mit dem Streumatrix-Formalismus bei inelastischen Prozessen können physikalisch beobachtbare Größen mit den Elementen der Dichtematrizen verknüpft werden. In der inelastischen Streuung senkrecht zur Streuebene polarisierter Elektronen an unpolarisierten Atomen kann man eine Spin-Asymmetriefunktion $A_2(S - P)$ für jeden der beiden Feinstrukturzustände $P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ bestimmen. Eine ausführliche Diskussion dieser Prozesse findet man bei Bartschat [3] und Keßler [34]. Die Dichtematrix des Anfangszustandes ergibt sich demnach zu:

$$\rho_{in} = \rho_{in}^{Atom} \times \rho_{in}^{Elektron} = \frac{1}{2J_0 + 1} \mathbf{1}^{Atom} \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i(P_e)_n \\ i(P_e)_n & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Es wird über die unpolarisierten Atomzustände vor dem Streuprozess inkohärent summiert, daraus ergibt sich der Faktor $\frac{1}{2J_0 + 1}$.

In dieser Mittelung ist $\mathbf{1}$ wiederum die zweidimensionale Einheitsmatrix, J_0 die Drehimpulsquantenzahl des atomaren Zustands. Hieraus folgt für den spinabhängigen, differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Bartschat [3]:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{k_1}{k_0} \text{Spur}(\rho_{out}^e) \\ &= \sigma_0 (1 + A_2 \cdot (P_e)_n). \end{aligned} \quad (2.32)$$

In diesem Zusammenhang symbolisiert (ρ_{out}^e) die reduzierte Dichtematrix der inelastisch gestreuten Elektronen und σ_0 den inelastischen, relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streupartner. Bis auf Vorfaktoren ist die energie- und streuwinkelabhängige Asymmetrie $A_2(S - P)$ durch den Imaginärteil der Summe über komplexe Streuamplitudenprodukte definiert [3]:

$$A_2(S - P) = \frac{1}{\sigma_0} \frac{k_1}{k_0} \frac{1}{2J_0 + 1} \text{Im} \left[\sum_{m_1 M_0 M_1} f(M_1 m_1, M_0 m'_0 = 1/2) f^*(M_1 m_1, M_0 m_0 = -1/2) \right]. \quad (2.33)$$

Analog zum elastischen Fall bezeichnet f^* die zu f komplex konjugierte Größe. M_0 und M_1 sind die magnetischen Quantenzahlen der atomaren Drehimpulse des Anfangszustandes J_0 und des Endzustandes J_1 . Die entsprechenden Spinkomponenten des Projektions werden durch m_0 und m_1 dargestellt. Anhand der getrennten Betrachtung der

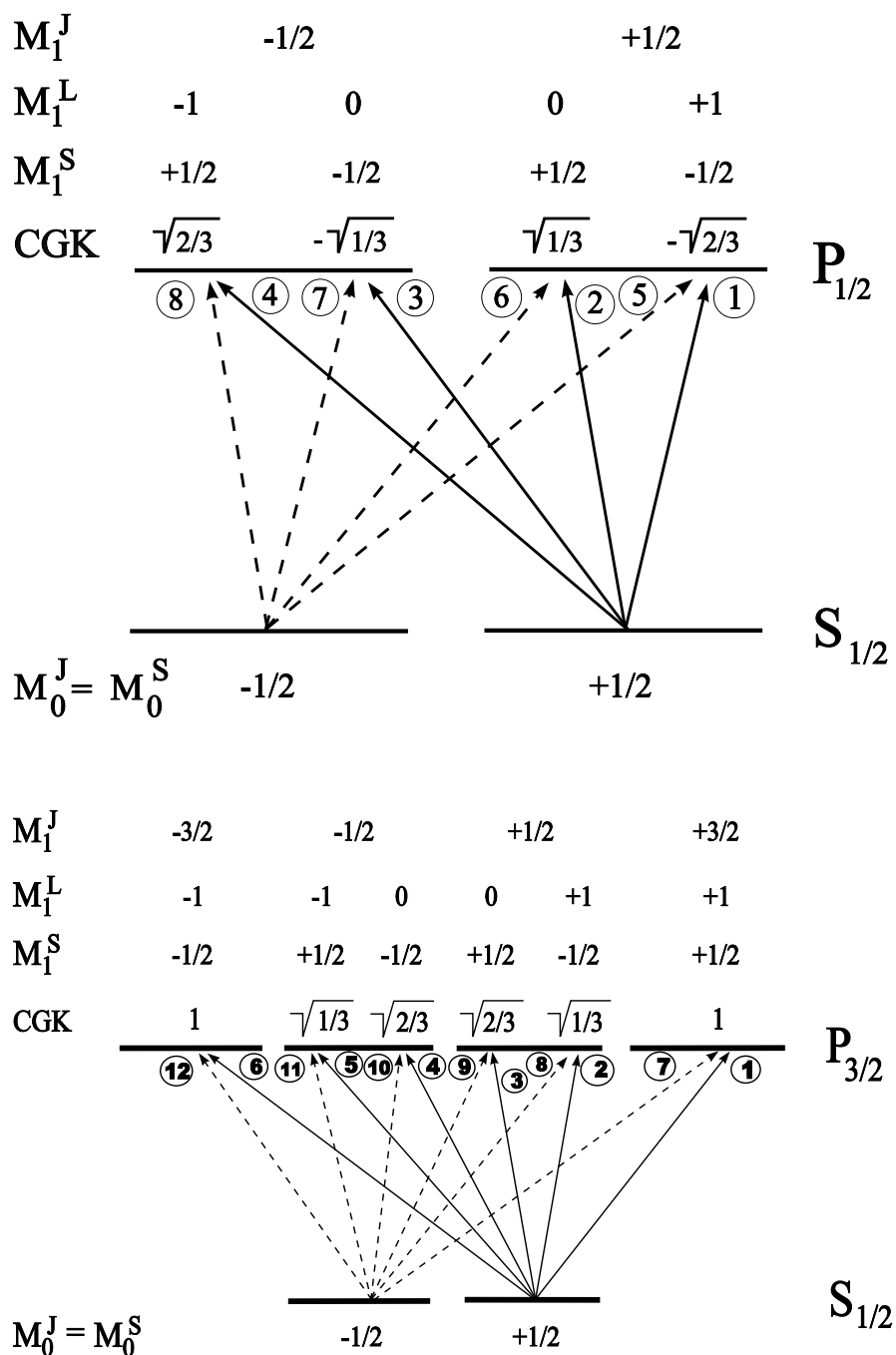
beiden Niveaus werden aus den geltenden Gleichungen der untersuchten Feinstrukturzustände des Cäsiumatoms die jeweils unterschiedlichen Beziehungen im Folgenden hergeleitet und diskutiert. Dazu müssen in Abhängigkeit von der Spinstellung der am inelastischen Streuprozess beteiligten Kontinuumelektronen alle möglichen Übergänge aus dem Grundzustand des Targetatoms in die angeregten Niveaus berücksichtigt werden. In Abbildung 2.2 sind die Verhältnisse bei Cäsium dargestellt. Für jeden der beiden Feinstrukturzustände sind die sich nach Keßler [34] und Kleinpopp [35] ergebenden Übergänge in Abhängigkeit von den aufgeführten Quantenzahlen (8 Übergänge in den Zustand $P_{1/2}$ und 12 in den Zustand $P_{3/2}$) dargestellt. Je nach Spinstellung der beiden beteiligten Elektronen können beispielsweise beim ersten Übergang 12 von insgesamt 16 nichtverschwindende Streuamplitudenbeiträge auftreten. Beim zweiten Feinstruktur-Übergang ergeben 18 der 24 möglichen Übergänge nichtverschwindende Amplituden. CGK symbolisiert die Clebsch–Gordan–Koeffizienten $C(slm_s m_l, jm_j)$. Sie erlauben eine äquivalente Darstellung der atomaren Zustände in einer entkoppelten (S, L, M_S, M_L) -Basis und der gekoppelten (J, M_J) -Basis. Da die obigen Zustände für den Fall der LS-Approximation in der entkoppelten Basis beschrieben werden, muss man die Beiträge der jeweiligen Streuamplituden aller möglichen Übergänge mit den angegebenen Clebsch–Gordan–Koeffizienten multiplizieren, um deren Anteil der Anregung gekoppelter (J, M_J) -Zustände zu ermitteln. Die sich für alle hier betrachteten Übergänge ergebenden Streuamplituden und Wirkungsquerschnitte sind detailliert bei Keßler [34] und Kleinpopp [35] angegeben. Eine Übersicht dazu ist ebenfalls bei Tondera [59] enthalten. Für den Übergang $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streupartner zu:

$$\sigma_0(S - P_{1/2}) = \frac{1}{3} \frac{k_1}{k_0} \left[|f_0 - g_0|^2 + 2 |f_1 - g_1|^2 + |f_0|^2 + |g_0|^2 + 2 |g_1|^2 + 2 |f_1|^2 \right]. \quad (2.34)$$

Im Wesentlichen bildet die Summe der Amplitudenquadrate aller beitragenden Übergänge den Wirkungsquerschnitt. Hierbei muss in der Formel 2.34 die Summe aller Beiträge durch zwei geteilt werden, um die in der Literatur angegebenen Beiträge für vollständig polarisierte Elektronenstrahlen zu berücksichtigen. Durch geeignete Kombination der in Abbildung 2.2 angedeuteten Streuamplituden ergibt sich für die Asymmetriefunktion $A_2(S - P_{1/2})$:

$$A_2(S - P_{1/2}) = \frac{1}{\sigma_0(S - P_{1/2})} \frac{k_1 \sqrt{2}}{k_0 \cdot 6} \text{Im}(f_0 g_1^* - 2g_0 g_1^* + f_1 g_0^* - 2g_1 g_0^* + g_0 f_1^* + g_1 f_0^*). \quad (2.35)$$

Die beschriebene spinabhängige Asymmetriefunktion wird allein durch Austausch-Effekte hervorgerufen. Das wird durch den Ausdruck 2.35 deutlich, da nur direkte Streuamplituden f_1, f_0, f_{-1} in Kombination mit Austausch-Amplituden und Austausch-Amplituden g_1, g_0, g_{-1} aus den Produkttermen der Summe hervorgehen.

**Abbildung 2.2:**

Termschema aller möglichen Übergänge $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ und $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$, die bei der Herleitung von Observablen in der inelastischen Elektron-Cäsium-Streuung berücksichtigt werden müssen [34, 35]. Desweiteren sind auch die bei der formalen Beschreibung der Streuprozesse notwendigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK) aufgeführt.

Für den Übergang $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ ergibt sich aus den 18 relevanten Streuamplitudenbeiträgen der inelastische, differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streupartner zu:

$$\sigma_0(S-P_{3/2}) = \frac{1}{3} \frac{k_1}{k_0} \left[2 |f_0 - g_0|^2 + 4 |f_1 - g_1|^2 + 2 |f_0|^2 + 2 |g_0|^2 + 4 |g_1|^2 + 4 |f_1|^2 \right]. \quad (2.36)$$

Die Asymmetriefunktion $A_2(S - P_{3/2})$ ist bestimmt durch:

$$A_2(S - P_{3/2}) = -\frac{1}{\sigma_0(S - P_{3/2})} \frac{k_1 \sqrt{2}}{k_0 \cdot 6} \text{Im}(f_0 g_1^* - 2g_0 g_1^* + f_1 g_0^* - 2g_1 g_0^* + g_0 f_1^* + g_1 f_0^*). \quad (2.37)$$

Unter Vernachlässigung relativistischer Effekte lassen sich bei inelastischen Streuprozessen zwischen den jeweiligen physikalischen Größen der beiden Feinstrukturniveaus folgende Beziehungen (unter der Bezeichnung „statistical branching ratio“ bekannt) herleiten:

$$A_2(S - P_{1/2}) = -2A_2(S - P_{3/2}) \quad (2.38)$$

$$\sigma_0(S - P_{1/2}) = \frac{1}{2} \sigma_0(S - P_{3/2}). \quad (2.39)$$

Falls die beiden Feinstrukturübergänge experimentell nicht aufgelöst werden können, kann man bei dieser nichtrelativistischen Betrachtungsweise eine über beide Übergänge mit dem jeweiligen differentielle Wirkungsquerschnitt gewichtete Asymmetriefunktion messen:

$$A_2(S - P) = \frac{\sigma_0(S - P_{1/2})A_2(S - P_{1/2}) + \sigma_0(S - P_{3/2})A_2(S - P_{3/2})}{\sigma_0(S - P_{1/2}) + \sigma_0(S - P_{3/2})}. \quad (2.40)$$

Diese gemittelte Größe $A_2(S-P)$ verschwindet bei Gültigkeit der hergeleiteten Näherungen zur Beschreibung des Feinstruktur-Effekts (Vgl. Gleichungen 2.38 und 2.39). Für leichte Alkalimetallatome gilt diese Annahme als experimentell bestätigt (Vgl. [4] sowie Referenzen darin). Für inelastische Elektron-Cäsium-Streuprozesse im niederenergetischen Bereich müssen jedoch relativistische Effekte bei der theoretischen Beschreibung der physikalischen Größen berücksichtigt werden, so dass sich rechnerisch eine Überlagerung relativistischer und nichtrelativistischer Beiträge der einzelnen Übergänge ergibt. Nähere Erläuterungen hierzu werden bei der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 5.2.2 am Beispiel der präsentierten Streuenergie von 10 eV gegeben.

Bei dem vorgestellten Experiment besteht die Möglichkeit, neben der beschriebenen, nicht aufgelösten Asymmetriefunktion $A_2(S - P)$ auch die den elastischen Größen entsprechenden Asymmetriefunktionen $A_{nn}(S - P)$ und $A_1(S - P)$ zu bestimmen.

Analog zu der theoretischen Beschreibung der $6S \rightarrow 6P$ Feinstrukturübergänge können auch $6S \rightarrow 5D$ Übergänge in der gleichen Art und Weise betrachtet und diskutiert werden.

2.3 Theoretische Methoden

Die erzielten Ergebnisse bei der Untersuchung differentieller Wirkungsquerschnitte und spinabhängiger Asymmetriefunktionen dienen der direkten Überprüfung unterschiedlicher theoretischer Vorhersagen. Hinsichtlich der korrekten Beschreibung inelastischer Streuprozesse können dadurch wichtige Erkenntnisse gewonnen werden.

Aufgrund eines neuen RMPS-Ansatzes (R-Matrix with Pseudo-States) von Bartschat und Fang [10] liegen nun Vorhersagen der untersuchten Größen im gesamten intermediären Streuenergiebereich vor. Fortschritte bei der Berechnung der Observablen im Convergent Close-Coupling-Formalismus (CCC) stellen in diesem Bereich ebenfalls neue Resultate zur Verfügung [21]. Neben neuen Messergebnissen im Bereich zwischen 7 eV bis 12 eV, die mit einer veränderten Betriebsweise des Elektronenanalysators ermittelt wurden, werden ebenfalls Messergebnisse, die zum Teil auch bei Roth [47] diskutiert werden, für Streuenergien im Bereich zwischen 4 eV bis 25 eV mit den Theorien verglichen. Es stehen Vorhersagen zweier theoretischer Methoden zum Vergleich: ein nichtrelativistisches Convergent Close-Coupling (CCC)-Verfahren [8] und der semirelativistische Breit-Pauli-Formalismus [2, 6].

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die Grundzüge der verschiedenen theoretischen Konzepte vorgestellt.

2.3.1 Convergent Close-Coupling-Verfahren

Die nichtrelativistische Convergent Close-Coupling-Methode stellt eine von Bray und Stelbovics [19, 20] entwickelte Näherung für die Beschreibung der Elektronenstreuung an leichten Ein-Elektronen-Atomen (Wasserstoff und Alkalimetalle) (Vgl. auch [9]) dar. Bartschat und Bray [8] erweiterten das Modell, so dass es auf Elektron-Cäsium-Streuprozesse unter Vernachlässigung relativistischer Wechselwirkungen angewendet werden kann. Neben Berechnungen des relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts für unpolarisierte Streupartner können bei der Beschreibung von Streuprozessen lediglich Vorhersagen für die Double-Spin-Asymmetriefunktion A_{nn} gemacht werden. Die innerhalb dieses Modells gemachte Näherung hat nur dann Gültigkeit, falls auf die mittels des Breit-Pauli-Ansatzes berechnete Asymmetriefunktion A_{nn} kein Einfluss von relativistischen Effekten wirksam ist.

Frühere Vorhersagen im intermediären und höherenergetischen Streuenergiebereich wurden durch neuere Berechnungen im CCC-Verfahren [21] verbessert. Zudem besteht die Möglichkeit inelastische Streuprozesse bezüglich des Einflusses der FS-Zustände genauer zu untersuchen. Über die Close-Coupling-Näherung wird die Gesamtwellenfunktion für das einlaufende Elektron und das Valenzelektron entwickelt. Die Target-Eigenfunktionen werden durch eine große Laguerre-Basis aufgebaut, dabei zeigten Bray und Stelbovics, dass mit wachsender Basis die diskreten Target-Zustände besser als die Kontinuumzustände (Pseudozustände) dargestellt werden können.

Bei einem Streuvorgang in diesem Formalismus wechselwirken das Kontinuum- und

das Valenzelektron im Potential V des Atomrumpfes, das durch einen Hartree–Fock–Anteil V_{FC} und einen Polarisationsanteil V_{pol} beschrieben wird. Der zur Bestimmung der Energieeigenzustände des Valenzelektrons notwendige letztere Beitrag beschreibt die durch dieses Elektron im Atomrumpf induzierte Polarisation. Die nichtrelativistische Schrödinger–Gleichung in dieser Streusituation lautet:

$$(E^+ - H) |\Psi_{i_0, k_0}^{S(+)}\rangle = 0. \quad (2.41)$$

Die Streuenergie des Projektils ist mit E^+ gekennzeichnet. $\Psi_{i_0, k_0}^{S(+)}$ beschreibt die Wellenfunktion des Systems bei dieser Energie mit dem Gesamtspin S sowie definierter Symmetrie unter Paritätstransformation. Die Gesamtwellenfunktion genügt dem Pauli–Prinzip. Der Hamilton–Operator hat die Form:

$$H = H_1 + H_2 + V_{12} = K_1 + V_1 + K_2 + V_2 + V_{12}. \quad (2.42)$$

Der kinetischen Energie von Target– und Kontinuumelektron entsprechen die Operatoren K_1 und K_2 , V_1 und V_2 stellen die schon beschriebenen Modellpotentiale für beide Elektronen dar. Der Operator V_{12} beschreibt die Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen.

Es ist notwendig, wenigstens eines der am Streuprozess beteiligten Elektronen durch eine quadratintegrale Funktion auszudrücken, während das andere durch analytische Funktionen kontinuierlicher Lösungen der Schrödinger–Gleichung repräsentiert wird.

Der Elektron–Cäsium–Streuprozess wird in diesem Fall wie folgt betrachtet:

Zunächst wird das Kontinuumelektron als einlaufende ebene Welle vor und auslaufende Kugelwelle nach dem Streuprozess aufgefasst. Das Cäsiumatom wird über die Targetzustände durch Diagonalisierung des dazugehörigen Target–Hamilton–Operators in einer ausreichend großen, orthogonalen Laguerre–Basis dargestellt. Da das kontinuierliche Spektrum diskretisiert und durch quadratintegrale Pseudo–Zustände charakterisiert wird, können diskrete und kontinuierliche Zustände bei der Anwendung des CCC–Verfahrens berücksichtigt werden. Die diskreten Pseudo–Zustände erhalten dabei positive, die Targeteigenzustände negative Energieeigenwerte. Mit steigender Anzahl der Basisfunktionen, die bei der Expansion des Targetraums verwendet werden, können physikalische Energieeigenwerte immer besser durch die verwendete Darstellung des Atoms approximiert werden, während die diskreten Pseudo–Zustände bis auf Normalisierungsfaktoren das kontinuierliche Spektrum hinreichend gut beschreiben. Die Lösung eines Systems von Lippmann–Schwinger–Integralgleichungen, aus denen die Streumatrix nach Partialwellen entwickelt wird, führt schließlich zu den Streuamplituden, die für die Berechnung physikalischer Größen notwendig sind. Auf diese Weise können unphysikalische Lösungen im Verlauf der weiteren Berechnungen vermieden werden.

2.3.2 Breit–Pauli– und RMPS–Methode

Auf der Grundlage des von Burke und Scott [52, 53, 54] entwickelten semirelativistischen Breit–Pauli–Modells (BP), das für Elektron–Atom–Streuprozesse an Alkalimetallatomen konzipiert und von Bartschat [5, 7] weiterentwickelt wurde, baut die R–Matrix–Methode auf. Die Beschreibung atomarer Streuprozesse in diesem Modell erfordert ein kompliziertes System aus gekoppelten Integro–Differentialgleichungen die schwierig zu behandelnde Integralterme enthalten [3]. Diese sogenannten „Close–Coupling“–Gleichungen treten aufgrund der vom Pauli–Prinzip geforderten antisymmetrischen Gesamtwellenfunktion auf. Führt man im Rahmen des R–Matrix–Formalismus (im abgeschirmten Potential des Atomkerns) einen Radius a ein, außerhalb dessen diese Integralterme vernachlässigt werden, dann finden sämtliche für die Beschreibung des Streuprozesses wichtigen Wechselwirkungen innerhalb einer Kugel mit Radius a um das Targetatom statt. Außerhalb des Wechselwirkungsvolumens bewegt sich das Projektil vor und nach dem Streuprozess in analytisch beschreibbaren, langreichweitigen Potentialen. Relativistische Wechselwirkungen werden in der Schrödinger–Gleichung nicht berücksichtigt, bei der Beschreibung inelastischer Streuprozesse müssen diese durch Verwendung der Dirac–Gleichung einbezogen werden. Die relativistischen Anteile der Wechselwirkung werden im Breit–Pauli–Modell durch den Hamilton–Operator einer auf Breit–Pauli–Form reduzierten Dirac–Gleichung berücksichtigt, die auf Mehr–Elektronen–Systeme anwendbar ist [7]. Der Breit–Pauli–Hamilton–Operator wird dann in einen relativistischen und in einen nichtrelativistischen Anteil aufgeteilt:

$$H_{BP}^{N+1} = H_{nrel}^{N+1} + H_{rel}^{N+1}. \quad (2.43)$$

Bei H_{nrel}^{N+1} handelt es sich um den nichtrelativistische Hamilton–Operator. Im relativistischen Anteil H_{rel}^{N+1} werden die Ein–Elektronen– und Zwei–Elektronen–Operatoren zusammengefasst, die einerseits Spin–Bahn–, Massenkorrektur– und Darwin–Terme und andererseits Spin–Spin–, Spin–Other–Orbit– und Bahn–Bahn–Wechselwirkungen berücksichtigen.

Der theoretische Ausdruck wird durch die Reduktion des Mehr–Elektronen–Problems auf ein Zwei–Elektronen–System vereinfacht, der Hamilton–Operator dieses Systems hat dann die Form:

$$H = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^2 \nabla_i^2 + V(\mathbf{r}_i) - \alpha^2 V_{so}(\mathbf{r}_i) \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i \right) + \frac{1}{r_{12}} + V_{diel}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (2.44)$$

Die radialen Elektronenkoordinaten sind durch \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 dargestellt, α ist die Feinstrukturkonstante. Die innerhalb dieses Modells durchgeführten Rechnungen berücksichtigen im relativistischen Anteil des Hamilton–Operators lediglich die Korrekturterme bezüglich der Spin–Bahn–Wechselwirkung. Zusätzlich wird ein dielektrisches Polarisationspotential $V_{diel}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ verwendet, das von Chrisolm und Öpik [23] eingeführt wurde und Polarisierungseffekte des streuenden Elektrons auf den Atomrumpf beschreibt. Das Potential

$V(\mathbf{r}_i)$ beschreibt die Wechselwirkung zwischen einem äußeren Elektron (Valenz- oder Kontinuumelektron) und den übrigen 54 inneren Elektronen des Cäsiumatoms und wird folgendermaßen ausgedrückt:

$$V(\mathbf{r}_i) = V_{core}^l(r, l) = V_{static}(r) + V_{exch}(r) + V_{pol}^l(r). \quad (2.45)$$

Es setzt sich zusammen aus drei Anteilen, einem Standard-Hartree-Potential V_{static} (Hartree, 1928), einem lokalen Austausch-Potential V_{exch} von Furness und McCarthy (1973) V_{exch} , das den Austausch zwischen dem Valenzelektron und einem der inneren Rumpfelektronen beschreibt und einem Polarisationspotential V_{pol}^l (1974) von Norcross, das den Polarisierungseffekt des Valenzelektrons auf den Atomrumpf (l Bahndrehimpuls-Quantenzahl des Niveaus) beschreibt. r steht für die Radialkoordinaten des Elektrons (Vgl. Bartschat [5]).

Die in einem Close-Coupling-Verfahren entwickelte und aus R-Matrix-Basisfunktionen bestehende antisymmetrisierte Gesamtwellenfunktion des Zwei-Fermionen-Systems hat die Form:

$$\Psi_E = \sum_k A_{Ek} \Psi_k. \quad (2.46)$$

Die Streuenergie ist durch E gegeben und A_{Ek} stellt den Antisymmetrisierungs-Operator für die einzelnen Basisfunktionen Ψ_k dar, welche aus Summen von Targeteigenzuständen sowie reduzierten Radialwellenfunktionen für das Kontinuumelektron bestehen:

$$\Psi_k(1, 2) = A \sum_{ij} c_{ijk} \phi_i(\mathbf{r}_1) u_{ij}(r_2) + \sum_j d_{jk} \Theta_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (2.47)$$

Das gestreute Elektron ist durch die Targeteigenzustände ϕ_i und die Radialwellenfunktionen u_{ij} ausgedrückt. Θ_j sind quadratintegrale Korrelationsfunktionen. Die Koeffizienten c_{ijk} und d_{jk} sind unbekannt und werden durch Diagonalisierung des Hamilton-Operators bestimmt.

Für die beschriebenen inelastischen Streuprozesse im intermediären Energiebereich unter Berücksichtigung relativistischer Effekte musste das vorgestellte Breit-Pauli-Konzept jedoch modifiziert werden (Vgl. Bartschat und Fang [10]). Das im Folgenden als RMPS-Ansatz (R-Matrix with Pseudo-States) bezeichnete Modell verwendet eine größere Anzahl von diskreten und kontinuierlichen Atomzuständen bei den betrachteten Streukanälen, die in die Berechnungen einfließen. Neben den physikalischen Orbitalen (6s, 6p, 5d, 7s, 7P), können auch Pseudo-Orbitale der Targetzustände ($\bar{8}s - \bar{12}s$, $\bar{8}p - \bar{12}p$, $\bar{6}d - \bar{10}d$ und $\bar{4}f - \bar{5}f$) in die Berechnungen eingehen.

Für den Vergleich mit dem Experiment werden aus den oben beschriebenen Targetzuständen 40 Feinstrukturzustände konstruiert, die in die (mit BP40 bezeichneten) Rechnungen einfließen. Um eine schnelle Konvergenz der Rechenoperationen realisieren zu können, verwendet man je Streukanal und Drehimpulswert (von Projektil und

Target) 30 Kontinuumkanäle zur Entwicklung der Partialwellen mit gerader und ungerader Parität, aus denen man die notwendigen Streumatrixelemente erhält [2]. Diese können mit Vorhersagen auf der Basis von 24 Feinstrukturzuständen (BP24) sowie nichtrelativistische Rechnungen mit 23 Zuständen (LS23), die man in einer LS-Basis entwickelt, verglichen werden. Desweiteren besteht die Möglichkeit eine Kombination dieser theoretischen Modelle für den Vergleich mit experimentell gemittelten Größen anzuwenden.

Kapitel 3

Experimentelle Anordnung

Die experimentell zugänglichen spinabhängigen Observablen, die aus der Untersuchung inelastischer Streuprozesse (beschrieben in Kapitel 2) ermittelbar sind, erfordern die Bereitstellung spinpolarisierter Target- und Projektilstrahlen. Kreuzt man, wie im Fall des Bielefelder Experiments, einen Elektronenstrahl im 90 Grad Winkel mit einem Cäsium-Atomstrahl, können die auf diese Weise entstandenen, gestreuten Elektronen mit einem Elektronendetektor nachgewiesen werden. Ein Detektor für Cäsium-Ionen ist wichtig für die Kalibrierung der Elektronenenergie durch Bestimmung der Ionisationsschwelle. Dieser Ionennachweis dient auch zur Kontrolle der Spinrichtungen durch Messung der Ionisationsasymmetrie [12]. Die wichtigsten Komponenten des Experiments sind in Abbildung 1.1 aufgeführt.

Das Kernstück des polarisierten Elektronenstrahls ist die Elektronenquellenkammer mit verspannten GaAsP-Kristallen. Im Rahmen meiner Diplomarbeit [44] wurde diese um ein von mir konzipiertes und aufgebautes Schleusensystem erweitert. Der über den photoelektrischen Effekt (mittels Laserlicht) spinpolarisierte Elektronenstrahl kann, nachdem er die Wechselwirkungszone mit den Cäsiumatomen und zwei Spindrehspulen SDS1 und SDS2 passiert hat, in das Mott-Polarimeter zur Polarisationsmessung beschleunigt werden. Mit den Spindrehspulen können die Spinmomente der Elektronen in die gewünschte Stellung gedreht werden. Polarisationsumkehr erfolgt durch den Einsatz einer Pockelszelle. Wie in der Abbildung 1.1 ebenfalls verdeutlicht, bezeichnet P_a die Spineinstellung des Target- und P_e die Spineinstellung des Projektilstrahls.

Der in einem rezirkulierenden Ofen erzeugte Cäsium-Atomstrahl wird durch optisches Pumpen mittels zweier frequenzstabilisierter Laserdioden spinpolarisiert. Nachdem die Spinmomente entlang einer Quantisierungsachse orientiert und die Cäsiumatome durch die Streuzone geführt wurden, kann die Polarisation des Atomstrahls mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Magneten durch Auswertung der Atomstrahlprofile für unterschiedliche Spinstellung bestimmt werden. Möglichkeit zur Polarisationsumkehr bietet ein Spin-Flipper, zur Strahlunterbrechung dient ein Beam Flag.

Für die Untersuchung können einzelne Komponenten des Systems (wie in Abbildung 3.1 dargestellt), die für die Aufnahme der Daten wichtig sind, über einen Computer

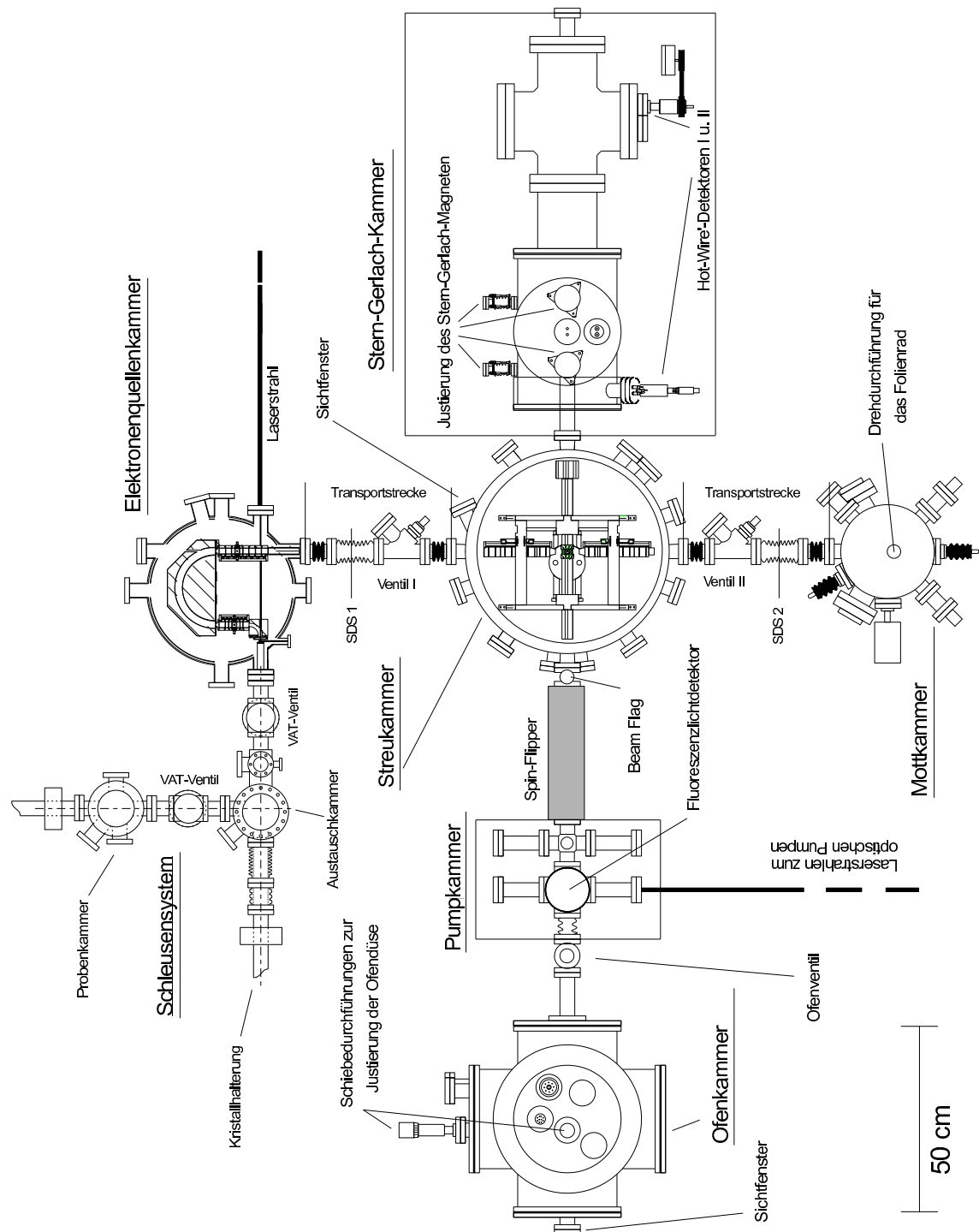


Abbildung 3.1:
Übersicht der gesamten Apparatur bestehend aus 8 Vakuumkammern.

angesteuert und überwacht werden. Im Kreuzungspunkt der Teilchenstrahlanordnungen befindet sich die Streukammer, die genauso wie die Ofen-, die Elektronenquellen- und die Mottkammer sowie das neu eingefügte Schleusensystem durch Ventile vom Rest der Apparatur getrennt werden kann. Das Schleusensystem ist ebenfalls durch ein weiteres Ventil in eine Probenkammer zur Lagerung der GaAs-Photoemitter und eine Austauschammer, in welcher der Transfer der Photoemitter an ihren endgültigen Betriebsort stattfindet, unterteilt.

Damit die für den Betrieb der Apparatur notwendigen Enddrücke erreicht werden können, verwendet man zur Evakuierung Turbomolekularpumpen mit vorgeschalteten Drehschieberpumpen. Falls diese Vorgehensweise nicht ausreicht, wie im Fall der Elektronenquellenkammer, sind zudem Ausheizphasen von mehreren Tagen bei Temperaturen bis zu 200° Celsius notwendig. In der Elektronenquellenkammer kam auch eine Titan-Sublimationspumpe zum Einsatz, die im späteren Verlauf dieser Arbeit nach Einbau einer weiteren Turbomolekularpumpe, die einer schon vorhandenen Turbomolekularpumpe vorgeschaltet wurde, um ein besseres Kompressionsverhältnis zu erzielen, nicht mehr betrieben werden musste. Mit der neuen Anordnung konnte ein besserer Enddruck erzielt werden.

Tabelle 3.1 zeigt typische Enddruckwerte während des „Stand-By“-Betriebs der Apparatur bei geschlossenen Ventilen; im Gegensatz dazu steigen die Druckwerte bei geöffneten Ventilen während des Messbetriebs allesamt geringfügig an.

Kammer	Druckwert [mbar]
Elektronenquellenkammer	$2 \cdot 10^{-11}$
Transferkammer	$1 \cdot 10^{-10}$
Probenkammer	$< 1 \cdot 10^{-9}$
Mottkammer	$2 \cdot 10^{-9}$
Streukammer	$5 \cdot 10^{-9}$
Pumpkammer	$5 \cdot 10^{-9}$
Stern-Gerlach-Kammer	$5 \cdot 10^{-9}$
Ofenkammer	$1 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 3.1:

Typische Enddruckwerte für die verschiedenen Vakuumkammern der apparativen Anordnung

3.1 Spinpolarisierter Elektronenstrahl

3.1.1 Quelle polarisierter Elektronen

Um spinpolarisierte Elektronenstrahlen erzeugen zu können, werden geeignete Kristalle als Photokathoden eingesetzt und nach einer Präparation der Oberfläche mit Laserlicht bestimmter Wellenlänge und Helizität bestrahlt (Photoeffekt). Durch die Präparation der Kristalloberfläche (Herstellen einer Negative Electron Affinity-Oberfläche) erreicht man, dass Elektronen zustandsselektiert und somit spinpolarisiert aus dem Kristall ins Vakuum emittiert werden. Als Photoemitter haben sich strained (verspannte) Gallium-Arsenid-Kristalle bewährt, die auch am vorgestellten Experiment verwendet werden. Die von der Spire-Corporation [56] erworbenen Kristalle werden durch ein chemisches Verfahren (Metal Organic Chemical Vapor Deposition: MOCVD) hergestellt, bei dem die aktive GaAs-Schicht auf einen phosphorhaltigen GaAs-Layer (GaAsP-Substrat) aufgedampft wird. Mit dem steigenden Phosphoranteil bei zunehmender Schichtdicke findet aufgrund der unterschiedlichen Größe der beiden Gitterkonstanten (GaAsP hat eine größere Gitterkonstante als GaAs) eine mechanische Verspannung der dünnen oberen GaAs-Schicht statt. Die Deformation der kristallographischen Ordnung im Vergleich zu herkömmlichen GaAs-Kristallen bewirkt eine Aufhebung der Entartung des $P_{3/2}$ -Niveaus im Valenzband am Γ -Punkt, wie es in Abbildung 3.2 deutlich wird. Die energetische Differenz von 0,06 eV zwischen den Bändern der leichten (lh) und der schweren Löcher (hh) ist groß genug, um Elektronen gezielt aus einem der beiden Valenzbänder (VB) ins Leitungsband (LB) zu bringen.

Mit zirkular polarisiertem Laserlicht geeigneter Wellenlänge und schmaler Frequenzbandbreite können dann in Abhängigkeit von der Helizität der Strahlung gemäß der Auswahlregel $\Delta m = \pm 1$ die Elektronen-Zustände $m_j = \pm 3/2$ des Bandes der schweren Löcher selektiv ins Leitungsband angeregt werden. Theoretisch wäre eine Polarisation der Elektronen von 100% möglich. Experimentell konnten im Rahmen dieser Dissertation Werte im Bereich von 80% bei einer emittierten Kristallstromintensität von einigen μA maximal erzielt werden. Ähnliche Ergebnisse anderer Gruppen sind unter der Referenz [45] zu finden.

Mit der hohen Polarisation der ins Leitungsband angeregten und anschließend ins Vakuum emittierten Elektronen ist gleichzeitig eine geringe Quanteneffizienz (Q.E.) verbunden. In Abhängigkeit von der Wellenlänge der verwendeten Laserstrahlung werden maximale Werte der Polarisation im Wellenlängenbereich um 850 nm erreicht, wo die Anregungsenergie der Bandlücke zwischen den beteiligten Bändern am Γ -Punkt entspricht. Im Bereich zwischen 700 und 800 nm können aufgrund der höheren Energie der Photonen beide Bänder des $P_{3/2}$ -Niveaus angeregt werden, was zu einer merklichen Reduktion der Polarisation ($\approx 40\%$) führt. Solches Verhalten entspricht dem einer nicht verspannten GaAs-Gitterstruktur. Bei Wellenlängen kleiner als etwa 700 nm, welches höheren Photonenenergien entspricht, werden die beiden Bänder $P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ angeregt, was zu einem weiteren Absinken der Polarisationswerte führt.

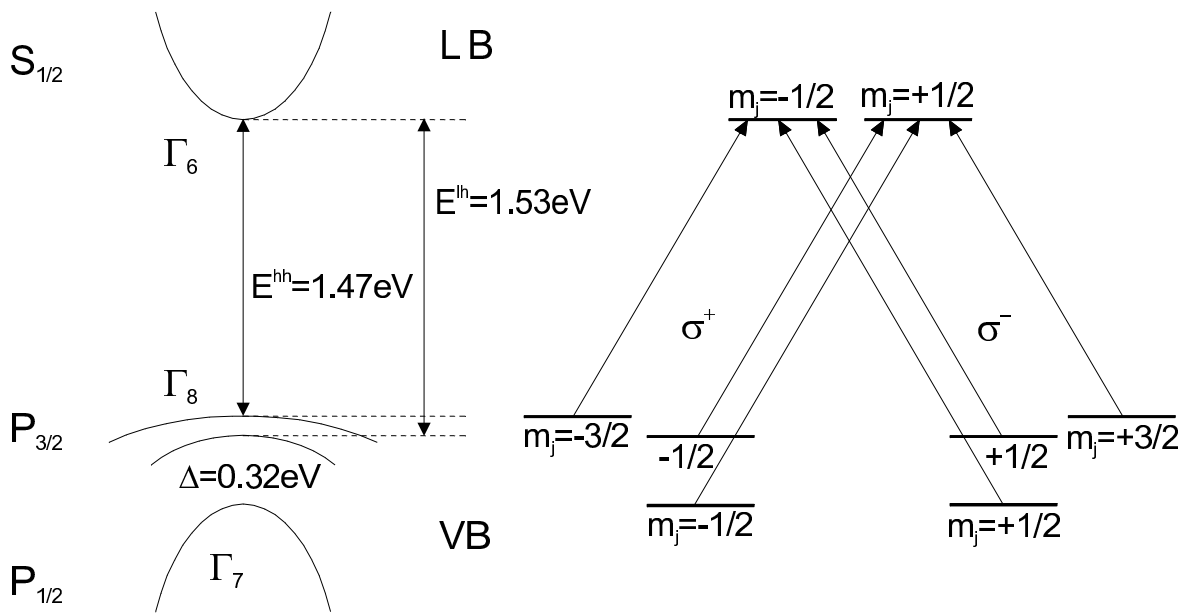
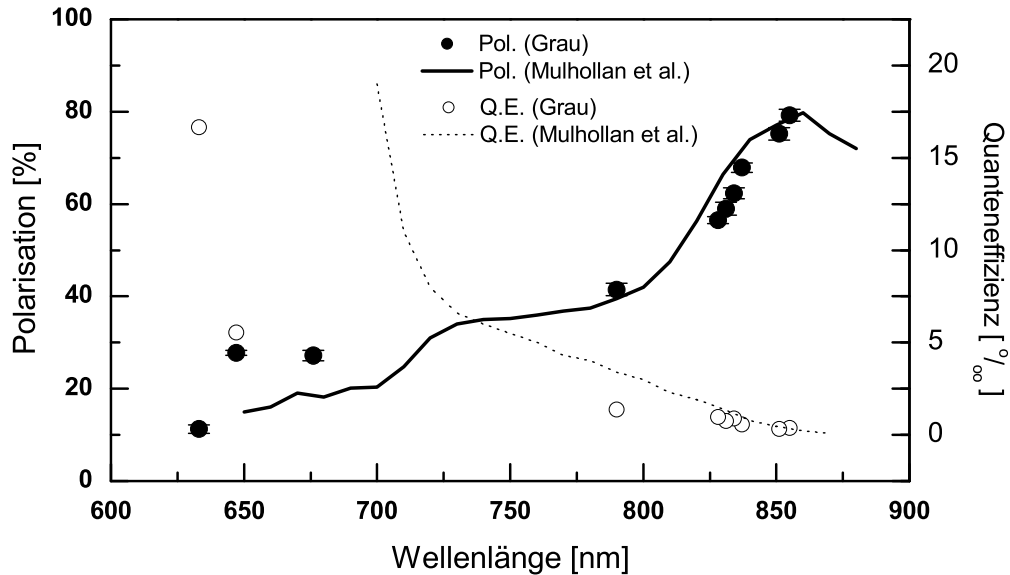


Abbildung 3.2:

Bandstruktur von verspannten GaAs-Kristallen am Γ -Punkt. Mitaufgeführt sind die magnetischen Unterzustände, welche für die Erzeugung polarisierter Elektronen von Bedeutung sind.

Die Quanteneffizienz $Q.E. = \frac{N_e}{N_{Ph}}$ ist gegeben als der Quotient aus der pro Zeiteinheit emittierten Anzahl der Photoelektronen (N_e) durch die Anzahl der pro Zeiteinheit auf den Kristall treffenden Photonen (N_{Ph}), wie bereits bei Mulhollan [41] und Nakanishi [42] beschrieben. In Abbildung 3.3 wird dieser Zusammenhang anhand der Messwerte von Grau [26] und Mulhollan [41] verdeutlicht. Das Absinken der Elektronenstrahlpolarisation mit steigender Anregungsenergie geht mit dem gleichzeitigen, steilen Anstieg der Quanteneffizienz einher.

In experimentellen Anwendungen mit polarisierten Elektronen ist die sogenannte Figure of Merit $f.o.m = I \cdot P^2$ hilfreich. Sie stellt eine Beziehung zwischen den Parametern P und $Q.E.$ über das Produkt aus dem emittierten Elektronenstrom I und dem Quadrat der Polarisation P her und gibt damit ein Maß für den statistischen Fehler der Messung an, der umgekehrt proportional zu ihrer Quadratwurzel ist. Durch Maximierung der Figure of Merit in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Laserlichts ergibt sich eine optimale Kombination aus der Polarisation der Elektronen P und der Quanteneffizienz $Q.E.$, die in früheren Untersuchungen an diesem Experiment [26] zur Einstellung einer Wellenlänge von 840 nm führte. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden Single-Mode-Laserdioden der Firma Hitachi (HL8318G) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 40 mW bei Wellenlängen um 854 nm eingesetzt.

**Abbildung 3.3:**

Zusammenhang zwischen Polarisation und Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Laserstrahlung anhand der Messergebnisse von Grau [26] und Mulhollan [41]. Diese Erkenntnisse ermöglichen eine optimale Auswahl der Laserdiode zur Strahlgenerierung im Hinblick auf hohe Polarisationswerte bei gleichzeitig ausreichenden Quanteneffizienzen.

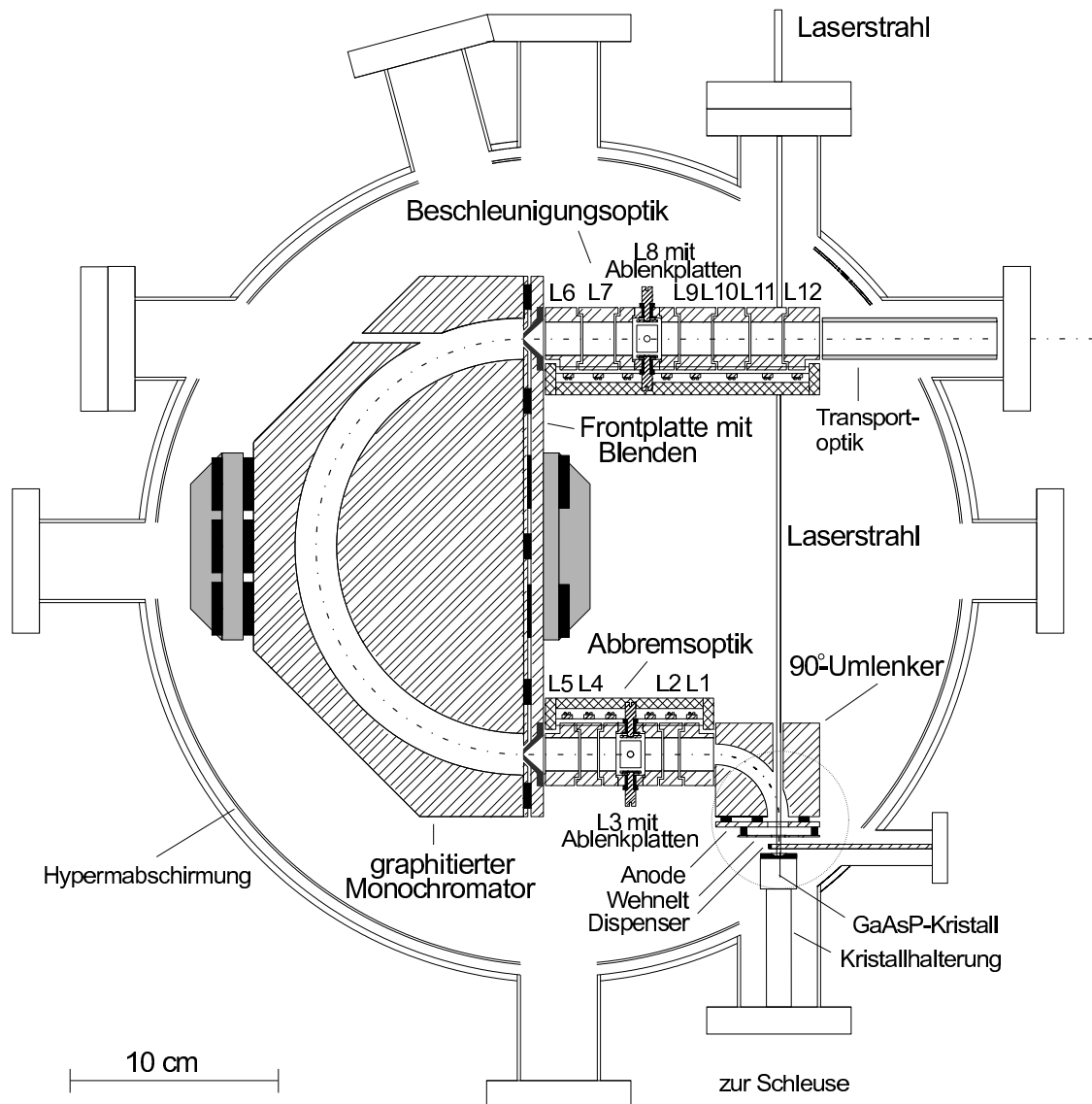
Die durch Anregung ins Leitungsband überführten Elektronen besitzen eine geringe thermische Energie und können aufgrund des höher liegenden Vakuumniveaus den Kristall nicht verlassen. Mit Hilfe einer p-Dotierung des Kristalls sowie durch Adsorption leicht polarisierbarer Atome kann das Vakuumniveau unter das Niveau des Leitungsbandes abgesenkt werden. Das zur p-Dotierung der GaAs-Gitterstruktur verwendete Zink bewirkt eine Verbiegung der Bänder an der Kristalloberfläche, die einige 10 nm in den Festkörper hinein reicht (Vgl. Martinelli und Fisher [40]). Beim vorgestellten Experiment verwendet man zusätzlich Cäsium unter Hinzugabe von Sauerstoff und erhält damit eine Oberfläche mit negativer Elektronenaffinität χ (NEA-Oberfläche). χ ist die energetische Differenz zwischen dem Vakuum E_{VAK} und dem Leitungsbandminimum E_{LB} . Nach der Durchführung der beschriebenen Maßnahmen verbleibt an der Kristalloberfläche eine Potentialbarriere, die von den ins Leitungsband angeregten Elektronen leicht durchtunnelt werden kann. Die Elektronen treten longitudinal polarisiert ins Vakuum aus. Ein kontinuierliches Cäsieren des Kristalls im Stand-By- und im Messbetrieb nach dem beschriebenen Aktivierungsprozess hat sich am Bielefelder Experiment

als notwendig erwiesen. Dadurch kann die Lebensdauer der Photoemitter erheblich verlängert werden. Die Ursache dieses Effekts ist wahrscheinlich durch das nicht optimale Vakuum in der Elektronenquellenkammer zu erklären. Vermutlich wird die präparierte Kristalloberfläche durch Restgas verunreinigt, so dass durch kontinuierliches Cäsium-Kontaminationen der NEA-Oberfläche ausgeglichen werden. Weiterhin können so negative Auswirkungen auf die Lebensdauer der Photoemitter durch thermische Desorption von Cäsium aus der NEA-Oberflächenschicht sowie von Sauerstoff aus den Wänden der Elektronenquellenkammer kompensiert werden. Theoretisch betrachtet, wird die Erzeugung polarisierter Elektronen nach Spicer (Vgl. SLAC-432 Rev. [45]) durch einen Drei-Stufen-Prozess beschrieben. Der zustandsselektiven Anregung der Elektronen ins Leitungsband folgt der Transport zur Oberfläche und anschließend die Emission ins Vakuum. Während die Deformation der kristallographischen Ordnung durch die mechanische Verspannung abhängig vom Phosphorgehalt der GaAsP-Schicht großen Einfluss auf die maximal erhältlichen Polarisationswerte hat, bestimmt die Güte der NEA-Oberfläche die Lebensdauer der Photoemitter. Die Dotierung der aktiven Schicht beeinflusst unter anderem die Energiebreite des Elektronenstrahls. Streuprozesse sowie magnetische Wechselwirkungen der Elektronen und deren Spinmomente innerhalb des Kristallgitters führen dabei zu Spinrelaxations-Effekten, welche die theoretisch erhältlichen Polarisationswerte erniedrigen. Diese Betrachtungen sind genauer unter der Referenz [58] aufgeführt. Nach neueren Entwicklungen eignen sich die verspannten GaAsP-Kristallgitter, als Multi-Layer-Strukturen zusammengesetzt, zur Verminderung solcher Depolarisationsprozesse [45].

3.1.2 Elektronenquellenkammer mit Schleusensystem

Für die Erzeugung polarisierter Elektronen wurde die frühere, von Hesse [31] konzipierte und aufgebaute Quelle durch die im Rahmen der Diplomarbeit von Baum [13] modifizierte ersetzt. Die neue Quelle polarisierter Elektronen bietet die Möglichkeit, neben der einfacheren Handhabung der darin enthaltenen elektronenoptischen Elemente, durch Einsatz eines Monochromators die natürliche Energiebreite ΔE_{FWHM} des Elektronenstrahls zwischen etwa 300 meV und 100 meV zu variieren. Bei allen durchgeführten Messungen betrug die Halbwertsbreite ΔE_{FWHM} des Elektronenstrahls 150 meV, die einen Kompromiss bezüglich geringer Energiebreite und hoher Intensität des Elektronenstrahls darstellt.

In der Elektronenquellenkammer sind elektronenoptische Elemente angeordnet bestehend aus Wehnelt-Elektrode, Anode, 90°-Umlenker, Abbremsoptik, 180°-Umlenker (Monochromator) und Beschleunigungsoptik. Zwischen der Wehnelt-Elektrode und der Kristallstückhalterung befindet sich ein Cäsium-Dispenser (Firma S.A.E.S. Getters, S.p.A.), der das für die Aktivierung des Kristalls notwendige Cäsium liefert. Abbildung 3.4 zeigt einen Querschnitt durch die Elektronenquellenkammer. Um äußeren Einfluss magnetischer Felder auf den Elektronenstrahl zu vermeiden, ist die Vakuumkammer

**Abbildung 3.4:**

Querschnitt durch die Elektronenquellenkammer mit den wichtigsten Komponenten zur Erzeugung, Energieselektion und Führung des polarisierten Elektronenstrahls.

innen mit einem Hyperm-Mantel ausgekleidet. Für die Anregung der Elektronen im Kristall wurde eine optische Anordnung, zusammengesetzt aus einer Laserdiode, einem Linearpolarisator und einer Pockelszelle gewählt. Die verwendete Laserdiode (Typ HL8318G, Firma Hitachi) arbeitet im Singlemode-Betrieb bei 854 nm und einer Leistung von 40 mW. Leistung und Wellenlänge der Laserdiode werden über eine im Laser-

diodengehäuse integrierte Photodiode mittels eines Rückkopplungskreises (Vgl. Tondera [58]) stabilisiert. Ein Glan–Thomson–Linearpolarisator sowie eine Pockelszelle (Typ LM0202IR, Firma Gsänger), deren Funktionsprinzip auf dem transversalen elektrooptischen Effekt beruht, erzeugen die zirkulare Polarisation des Lichts. Die Polung der Pockels–Spannung legt die Helizität des Laserlichts und somit die longitudinale Polarisation der ins Vakuum kollinear zur Lichtrichtung emittierten Elektronen fest. Da der Spin der Elektronen longitudinal zur Ausbreitungsrichtung des anregenden Lichts liegt und seine räumliche Orientierung beibehält, sind die Elektronen nach dem Verlassen des 90°–Umlenkers transversal polarisiert. Im weiteren Verlauf des Strahls werden die Elektronen mittels einer Abbremsoptik in einen 180°–Umlenker (Kugelkondensator) fokussiert, der die Energiebreite des Strahls vermindern soll. Der Kugelkondensator besteht aus zwei konzentrischen, graphitierten Halbkugelflächen aus Aluminium mit den Radien 90 mm (innen) und 110 mm (außen). Bei vorgegebener Energiehalbwidthsbreite ΔE_{FWHM} des Strahls ist die Transmissionsenergie E_0 der Elektronen durch den 180°–Monochromator nach Kuyatt und Simpson [37] gegeben durch:

$$E_0 = \frac{2R_0\Delta E_{FWHM}}{\omega}. \quad (3.1)$$

Mit dem Durchmesser von ω_1 und ω_2 (jeweils 1 mm), der die Ein– bzw. Ausgangsblende des Monochromators darstellt, gilt für ω die Beziehung $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$. Durch die an den Monochromator anschliessende Beschleunigungsoptik werden die Elektronen aus der Elektronenquellenkammer hinausgeführt und in die Abbremsoptik der Streukammer fokussiert. Eine detaillierte Abhandlung der einzustellenden Potentialverhältnisse für eine optimale Transmission der Elektronen durch die Elektronenquellenkammer sowie der nach Jost [32] realisierten Randfeldkorrekturen an den Blenden des Monochromators, ist bei Baum [13] zu finden.

Von entscheidender Bedeutung für die Aktivierung der Kristalle sind gute Vakuumbedingungen innerhalb der Elektronenquellenkammer. Die Elektronenquellenanordnung wurde im Rahmen meiner Diplomarbeit [44] um ein Schleusensystem erweitert und damit die Effizienz der Elektronenquellenkammer gesteigert. Diesbezüglich musste auch die Kristallhalterung, die beim ursprünglichen Aufbau nach einem Vorbild von Schröder (Vgl. Hesse [31]) gebaut wurde, neu geplant und realisiert werden. Das Schleusensystem dient dazu, den schnelleren Austausch von GaAs–Kristallstücken unter Beibehaltung guter Vakuumbedingungen zu ermöglichen.

Ein Kathodenwechsel mit der früheren Anordnung erforderte die Belüftung der Kammer. Dadurch waren Zeiten von etwa einer Woche notwendig, um den zur Aktivierung des Kristalls erforderlichen Enddruck von $5 \cdot 10^{-11}$ bis $1 \cdot 10^{-10}$ mbar zu erreichen. Mit dem Schleusensystem können der Austausch und die Präparation der GaAs–Kristalle innerhalb von 2–3 Stunden durchgeführt werden. Die neue Kristallhalterung erlaubt das zur Reinigungsprozedur notwendige Ausheizen der Photokathode außerhalb der Elektronenquellenkammer bei niedrigeren Temperaturen zwischen 400° und 450° C. Ausserdem bietet es verbesserte Justiermöglichkeiten, wodurch man noch nicht

verbrauchte Kristallstückgebiete in den Fokus des Laserstrahls drehen kann.

Das Schleusensystem, bestehend aus zwei Vakuumkammern, ist in der Abbildung 3.5 in einer dreidimensionalen Darstellung nach [44] zu sehen. Die Vakuumkammern sind durch ausheizbare VAT-Ventile (metal sealed) voneinander trennbar. In der Probenkammer können während des Betriebs des Elektronenstrahls bei geschlossenem Ventil zur Austauschammer bis zu drei neue, zuvor in einer Ammoniaklösung gereinigte Kristallstücke auf einem verstellbaren Probenhalter im Vakuum deponiert werden.

Für die Ausheizphase eines Kristallstückes in der Austauschammer und für den Betrieb der Elektronenquelle ist der Kristall in einer neu konstruierten Halterung, die in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt ist, eingebaut. Beim Austausch eines aufgebrauchten GaAs-Kristalls wird der Kristallstückhalter mit Hilfe der Schiebedurchführung aus der Elektronenquellenkammer in die Austauschammer gezogen. Nach dem Schließen des Ventils zur Elektronenquellenkammer und dem Öffnen des Ventils zur Probenkammer kann das verbrauchte Kristallstück über eine weitere, mit einer Gabel versehene magnetische Schiebedurchführung der Austauschammer entnommen und in der Probenkammer abgelegt werden. Der Transfer der neuen Kristallstücke in die Austauschammer und von dort in ihre endgültige Betriebsstellung in der Elektronenquellenkammer findet in umgekehrter Folge statt. Die Austauschammer ist mit einer Ausheiz- und einer Kühlvorrichtung ausgestattet, die abwechselnd in die Verlaufsrichtung der magnetischen Schiebedurchführung geschoben werden können. Die magnetische Schiebedurchführung, die den Kristallstückhalter trägt, ist über ein Keramik-Zwischenstück vom Rest der Apparatur isoliert. Dadurch kann der aus dem Kristallstück emittierte Elektronenstrom gemessen werden. Zudem kann die Photokathode während der Messungen auf ein definiertes Potential – in diesem Fall das Erdpotential – festgelegt werden. Eine detaillierte Beschreibung des Schleusensystems und seiner Funktionsweise findet man bei [44].

In dieser Arbeit konnten im Wesentlichen Kristallstücke zweier Wafer (M05-2250, M5-4513) der Spire-Corporation zur Erzeugung des Elektronenstrahls eingesetzt werden. Die beiden Wafer unterscheiden sich hauptsächlich durch den Phosphorgehalt der GaAsP-Schicht, der im ersten Fall 22.5% (M05-2250) und im zweiten Fall 28.9% (M5-4513) beträgt. Mit dem einen Kristall (M05-2250) erzielt man Polarisationswerte im Bereich von 60% bis 70%, während der andere (M5-4513) bei vergleichbaren Versuchsbedingungen Werte zwischen 70% und 80% bei etwas geringeren Kristallströmen erreicht.

3.1.3 Elektronenstrahlführung und Polarisation

Die Elektronenquellenkammer ist über eine Transportstrecke mit der Streukammer verbunden. Eine weitere Transportstrecke befindet sich hinter der Streukammer, die diese mit der Mottkammer verbindet. Durch die Beschleunigungsoptik in der Elektronenquellenkammer wird der polarisierte Elektronenstrahl auf eine Transportenergie von 1250

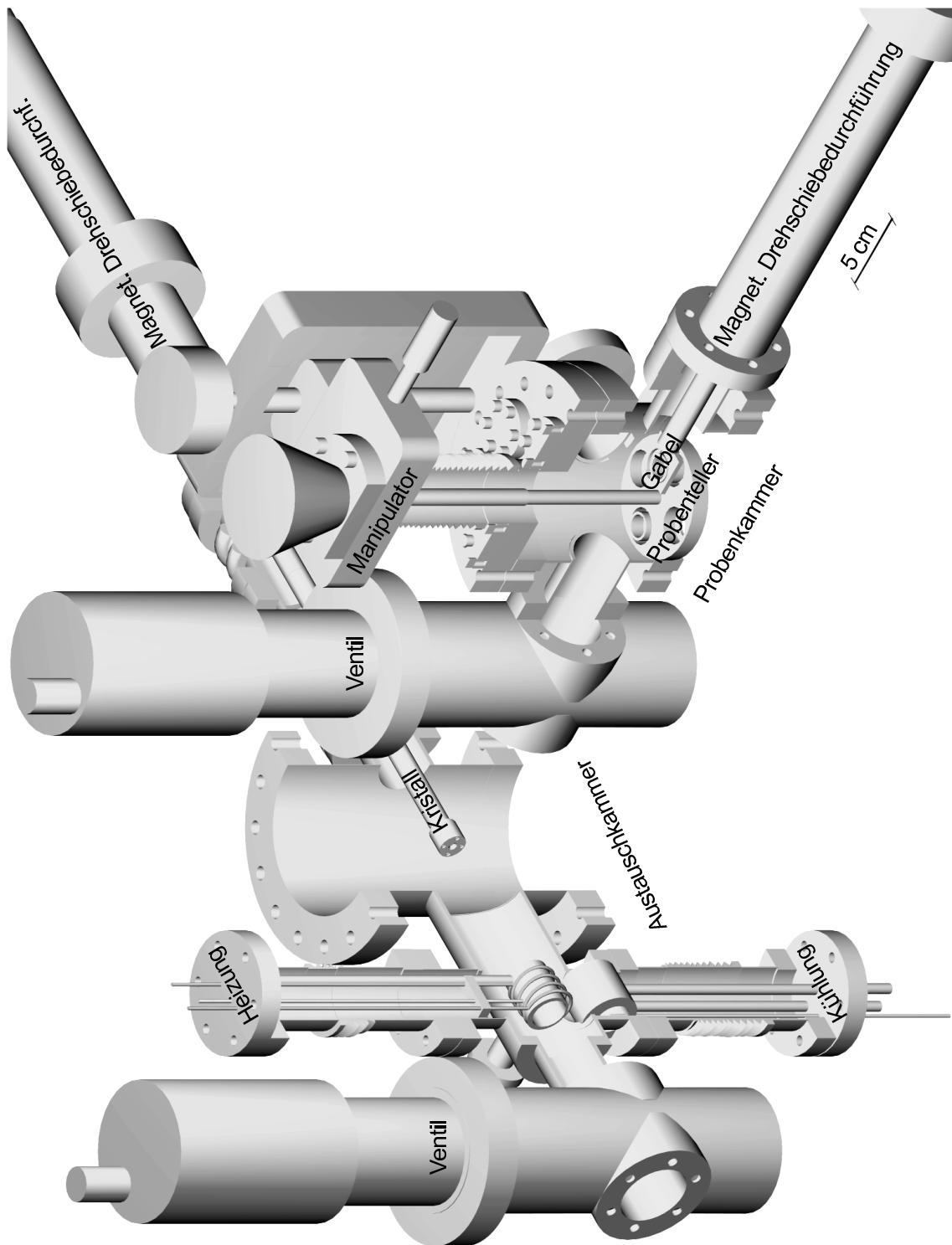


Abbildung 3.5:
Dreidimensionale Darstellung des Schliessensystems.

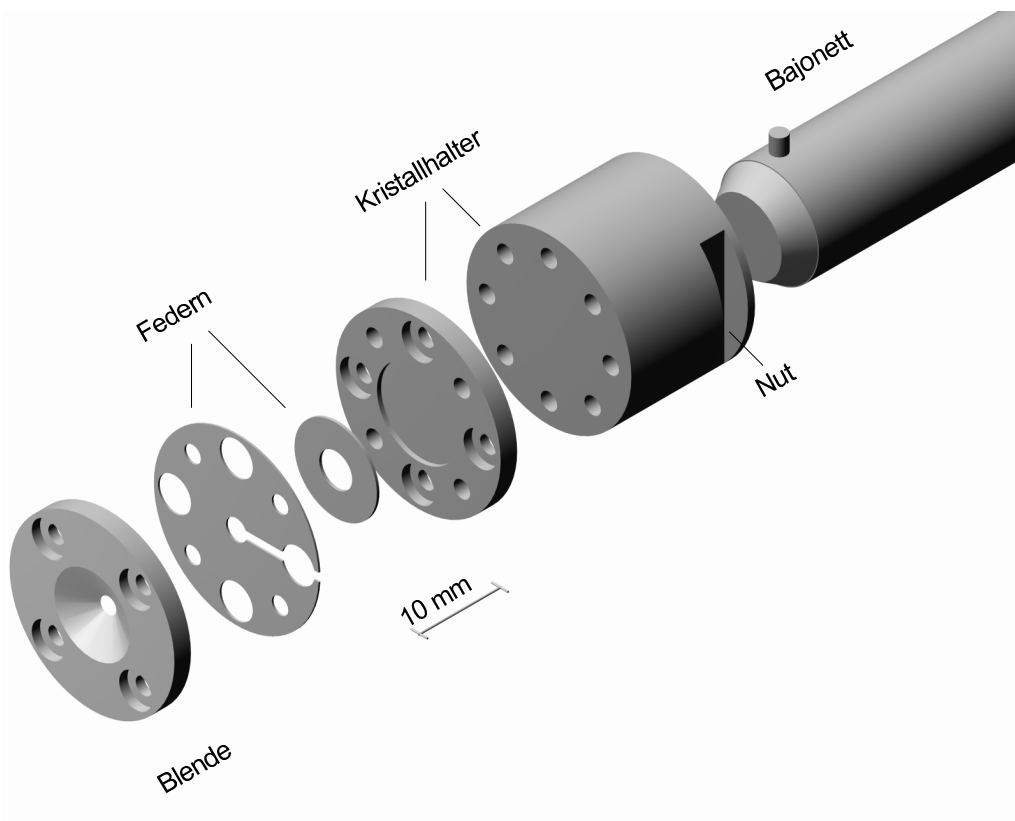


Abbildung 3.6:

Wesentliche Komponenten der Kristallstückhalterung in einer dreidimensionalen Darstellung.

eV gebracht und über die erste Strecke von 50 cm in die Abbremsoptik der Streukammer geführt. Diese besteht aus elektronenoptischen Linsen, mittels derer die in der Streuzone gewünschte Projektilenergie eingestellt werden kann. Das Linsensystem ist mit Ablenkplatten versehen, die eine genaue Ausrichtung des Elektronenstrahls ermöglichen. Hinter der Streuzone sorgt eine symmetrisch zur Abbremsoptik aufgebaute Beschleunigungsanordnung dafür, dass die Elektronen wieder auf eine Energie von 1250 eV beschleunigt und über die zweite Transportstrecke aus der Streukammer in die Mottkammer geführt werden. In dieser Kammer findet die Polarisationsanalyse statt. Vor und hinter der Streukammer befinden sich zwei Spindrehspulen. Die erste Spule (SDS1) korrigiert die mögliche Schrägstellung der Spins bezüglich der Strahlachsen, die zweite (SDS2) sorgt für die optimale Ausrichtung der Elektronenspins in Bezug auf die Polarisationsanalyse (Vgl. Abbildung 1.1). Die Messung der Polarisation mittels Mottstreuung erfordert eine senkrechte Stellung der Spins zur Streuebene der Elektronen. Da aber der Spin der Elektronen wegen des einfacheren Aufbaus nach dem Durchqueren der Streukammer in der Mott-Streuebene liegt, wird vor dem Eintritt der Elektronen in

die Mottkammer mit SDS2 eine Spindrehung um 90° um die Strahlachse vorgenommen. Zur Strahl-Justierung sind die beiden Transportstrecken mit magnetischen Ablenkfeldern ausgestattet, die jedoch die Spinstellung der Elektronen nicht beeinflussen. Die Polarisationsanalyse des Elektronenstrahls wird mit einem in Abbildung 3.7 dargestellten Verzögerungs-Mott-Polarimeter vorgenommen, das von Rott [49] nach einem Vorbild von Uhrig et al. [60] aufgebaut wurde. Grundlage der Polarisationsanalyse ist dabei die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die bei der elastische Streuung senkrecht zur Streuebene polarisierter Elektronen an unpolarisierten Atomen mit hohen Kernladungszahlen (Mott-Streuung) auftritt. Es wird dabei eine Links-Rechts-Asymmetrie in der gestreuten Intensität aufgenommen:

$$A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}. \quad (3.2)$$

Dabei sind N_L und N_R die unter den Streuwinkeln $\pm\Theta$ und Azimutwinkeln Φ von 90° und 270° relativ zum Normalenvektor der Streuebene (in der Mottkammer) registrierten Zählraten. Für die Polarisation der Elektronen erhält man:

$$P_e = \frac{A}{S_{eff}}. \quad (3.3)$$

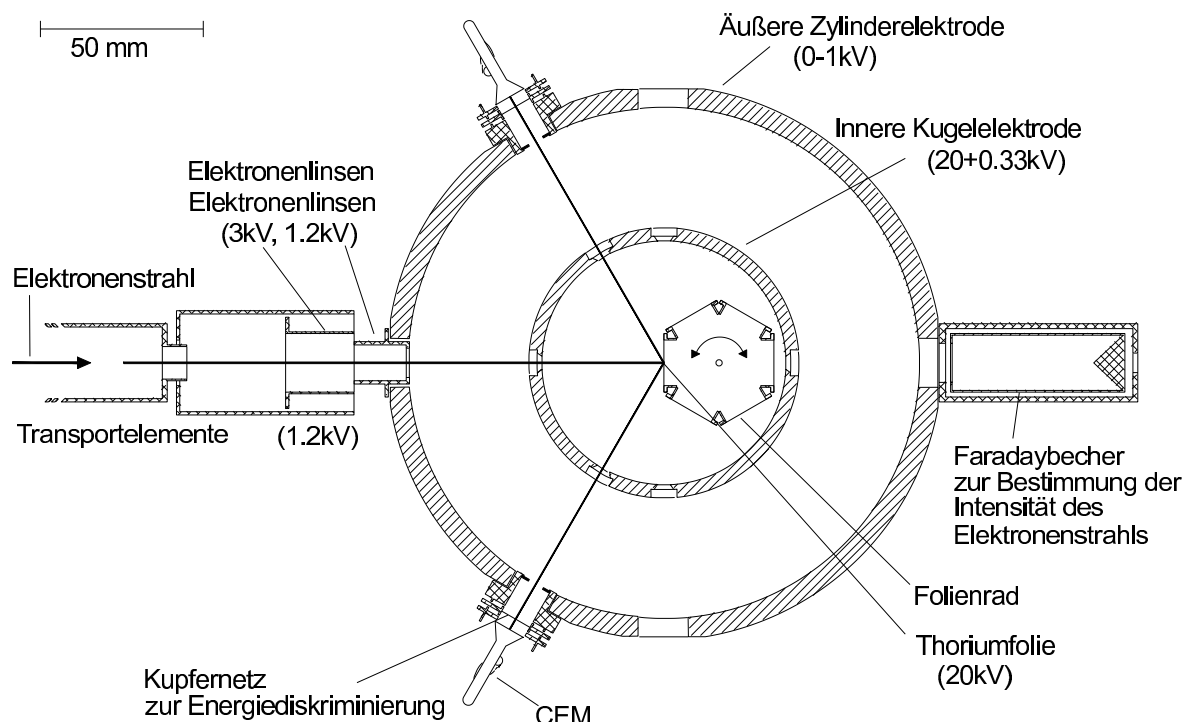


Abbildung 3.7:

Schematische Darstellung des Verzögerungs-Mott-Polarimeters nach Rott [49].

Die effektive Sherman-Funktion S_{eff} , die man als Analysierstärke des Polarimeters bezeichnet, ist von dem verwendeten Targetmaterial sowie von der eingestellten Streuenergie abhängig. Da die polarisierten Elektronen an Targetfolien endlicher Dicke gestreut werden, müssen im Vergleich zur Streuung an Einzelatomen Mehrfachstreuungsprozesse, erfasst durch S_{eff} [34], berücksichtigt werden. Um auftretende instrumentelle Asymmetrien beseitigen zu können, wird die Links-Rechts-Asymmetrie A (Vgl. Gleichung 3.2) bei paralleler und antiparalleler Einstellung der Elektronenspins relativ zum Normalenvektor der Streuebene aufgenommen [49]. Diese Asymmetrien können durch unterschiedliche Effizienzen der verwendeten Detektoren, durch geometrische Asymmetrien beim apparativen Aufbau sowie durch einen Versatz des Elektronenstrahls bei der Polarisationsumkehr mittels der Pockelszelle hervorgerufen werden.

Das Mott-Polarimeter setzt sich aus einer Zylinderelektrode und einer inneren Kugelelektrode zusammen, in deren Mitte ein drehbares Folienrad mit Targetfolien aufgehängt ist. Es stehen eine Thoriumfolie der Stärke $12.5 \mu m$ und eine Goldfolie der Stärke $10 \mu m$ zur Auswahl, die bei Bedarf in den Strahlengang gedreht werden können. Das Folienrad mit den Targetfolien liegt auf ein Streupotential von typischerweise 20 kV, die Kugelelektrode befindet sich auf einem um 330 V höheren Potential. Damit wird vermieden, dass ionisierte Restgasteilchen die Detektoren erreichen können. An die Zylinderelektrode werden für die Polarisationsanalyse Verzögerungspotentiale bis 100 V angelegt.

Nachdem die Elektronen die Streukammer passiert haben, werden diese durch die in Abbildung 3.7 dargestellte Linsenordnung in das Mott-Polarimeter fokussiert und auf die eingestellte Streuenergie beschleunigt. Die an der Targetfolie elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen durchfliegen das elektrostatische Feld der beiden Elektroden in umgekehrter Richtung und werden dabei abgebremst. Unter Streuwinkeln von $\Theta = \pm 120^\circ$ (Maximum der effektiven Sherman-Funktion) können diese dann von zwei Sekundärelektronenvervielfachern (CEM) nachgewiesen werden.

Die Durchführung der Messung erfolgt computergesteuert, dabei werden bei Verzögerungspotentialen U_B zwischen 10 V und 100 V die dazugehörigen Links-Rechts-Asymmetrien $A(U_B)$ aufgenommen. Aus den Messwerten kann der Asymmetriewert $A(U_B = 0)$ für rein elastische Prozesse durch lineare Regression extrapoliert werden, der gemäß Gleichung 3.3 zur Polarisationsbestimmung benutzt wird. Der nach Uhrig et al. [60] ermittelte Eichwert für die Analysierstärke gilt ebenfalls für die in dieser Arbeit beschriebene Apparatur. Während der Untersuchung der relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte und deren spinabhängigen Asymmetriefunktionen dient der hinter der äußeren Zylinderelektrode angebrachte Faradaybecher der Bestimmung und Kontrolle der durch die gesamte Anordnung transmittierten Elektronenintensität. Das Folienrad wird dabei so eingestellt, dass der Teilchenstrahl das Mott-Polarimeter ungehindert, mit gegenüberliegenden zwei leeren Plätzen durchqueren kann.

3.2 Spinpolarisierter Atomstrahl

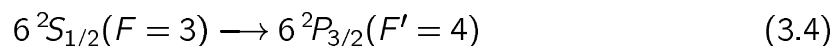
3.2.1 Erzeugung und Polarisierung des Cäsium–Atomstrahls

In einem rezirkulierend arbeitenden Ofensystem, das von Granitza [25] entwickelt wurde, kann ein thermischer Cäsium–Dampfstrahl in der Ofenkammer erzeugt werden. Das reaktive Alkalimetall, in einer Cäsium–Ampulle enthalten, wird im Vakuum mechanisch aufgebrochen und anschließend durch Heizen der Befüllvorrichtung in den Ofen destilliert. Nach dem ca. dreistündigem Befüllvorgang kann der Betrieb des Ofensystems wieder aufgenommen werden.

Das sich im Effusivofen befindliche Cäsiumkontingent wird aufgeheizt und mittels einer Düse in Richtung der Streukammer verdampft. Die Cäsiumatome erhalten dabei eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 350 m/s . Derjenige Anteil des Cäsiums, der die Ofenkammer nicht durch eine dort angebrachte, strahldefinierende Blende (mit einem Öffnungsdurchmesser von 2 mm) verläßt, gelangt durch das rezirkulierende System wieder in den Effusivofen. Bei stabilen Druckverhältnissen in der Ofenkammer, sowie einer üblichen Füllmenge von 5g Cäsium erzielt man mit dem beschriebenen System Strahlzeiten zwischen 150 und 200 Stunden. Bei typischen Reinheitsgraden des kommerziell erworbenen Cäsiums von 99,98% können Einflüsse anderer Elementanteile auf die untersuchten physikalischen Größen ausgeschlossen werden. Detailliertere Beschreibung der Atomstrahlapparatur findet man bei Baum et al. [11] und Granitza [25].

Während des Ofenbetriebs liegt die Temperatur der Düse im Bereich von 700 K, bei einem Cäsium–Molekülanteil im Strahl von einem Prozent, der bei höheren Temperaturen der Düse verschwindet. Das Strahlprofil des Cäsiumatomstrahls in Pump–, Streu– und Stern–Gerlach–Kammer wird durch geeignet justierte Blenden festgelegt. In der Wechselwirkungszone der Streukammer erzielt man auf diese Weise einen Strahlquerschnitt von etwa 5 mm bei Atomstrahldichten im Bereich von $5 \cdot 10^9$ Atome/ cm^3 .

Mittels der Methode des optischen Pumpens erfolgt die Polarisierung des Cäsium–Atomstrahls. Dazu wird die Strahlung zweier, temperatur– und frequenzstabilisierter Halbleiter–Laserdioden in die optische Pumpzone senkrecht zur Propagationsrichtung der Atome fokussiert und der Atomstrahl entlang eines durch das Magnetfeld einer Helmholtz–Spulen–Anordnung der Stärke $1 \cdot 10^{-4}$ Tesla definierten Quantisierungsfeldes polarisiert. Ein weiteres Spulenpaar, die gesamte Pumpanordnung umgebend, kompensiert dabei die Einflüsse des Erdmagnetfeldes. Durch den Einsatz eines Glan–Thomson–Linearpolarisators, gefolgt von einer $\lambda/4$ –Platte, wird das für den optischen Pump–Prozess erforderliche, zirkular polarisierte Laserlicht erzeugt. Das für diesen Prozess relevante Termschema des Cäsiums ist in Abbildung 3.8 dargestellt, hierbei ist die D_2 –Linie des Cäsiums (bei 852.1 nm) von Bedeutung. Durch getrennte Anregung zweier Hyperfeinstruktur–Übergänge



sowie

$$6^2S_{1/2}(F = 4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F' = 5) \quad (3.5)$$

mit zirkular polarisiertem Licht geeigneter Wellenlänge und Helizität unter Berücksichtigung der dabei geltenden Auswahlregeln erreicht man nach einer bestimmten Anzahl von Pump-Zyklen, dass nahezu alle Cäsiumatome in den HFS-Unterszustand $F = 4, m_F = +4$ bzw. $F = 4, m_F = -4$ gelangen. Die Anzahl der Zyklen ist von der Intensität des eingestrahnten Laserlichts abhängig. Bei Einstrahlung einer Sättigungsintensität von $I_0 \approx 6 \text{ mW/cm}^2$ kann entsprechend der Aussage der Ratengleichungen (Hertel und Stoll (1977), Vgl. Granitza [25]) eine vollständige Polarisierung der Atome nach einer Pumpzeit von circa des 500-fachen einer spontanen Zerfallszeit erreicht werden. Für diese Zeitdauer müssen sich die Cäsiumatome innerhalb der Pumpzone des Laserstrahls von etwa 3 mm befinden. Als Sättigungsintensität wird diejenige Intensität definiert, bei der die Rate der induzierten Emissionsprozesse halb so groß ist wie die spontanen Emissionsprozesse (siehe [25]).

In einem starken Magnetfeld gehen die in Abbildung 3.8 schwarz markierten HFS-Unterszustände in Zustände mit der Quantenzahl $m_j = 1/2$ über und liefern einen positiven Polarisationsbeitrag. Die hell markierten Unterszustände gehen dagegen in $m_j = -1/2$ -Zustände über. Mit Hilfe eines Stern-Gealach-Magneten wird dieses Verhalten für die Polarisationsanalyse genutzt.

Die orientierten Spinmomente der Cäsiumatome können bezüglich einer Quantisierungsachse durch die Umkehr der Helizität der Laserstrahlung oder durch einen von Baum und Schröder [51] konzipierten Spin-Flipper umgepolt werden. In diesem Fall überführt man magnetische Unterszustände mit den Quantenzahlen $F = 4, m_F = +4$ in solche mit $F = 4, m_F = -4$. Durch den Einsatz von longitudinalen Führungsfeldern bleiben die Spinmomente der Cäsiumatome im Verlauf des Cäsium-Atomstrahls durch die Streukammer senkrecht zur Streuebene orientiert.

Bei der Polarisierung des Atomstrahls kommen Laserdioden der Firma Hitachi vom Typ HLP1400 und HL8318G zum Einsatz. Die beiden Grundzustandsniveaus des Cäsiums können mit Laserstrahlung einer Frequenzbandbreite von 30–100 MHz bei maximalen Leistungen von 15 mW bzw. 40 mW getrennt angeregt werden. Die Frequenzbandbreite der Laserdioden muss dabei alle magnetischen Unterszustände im Quantisierungsfeld der Helmholtz-Spule in der Pump-Zone erfassen.

Für den stabilen Betrieb der empfindlichen Halbleiter-Laserdioden sorgen zwei Regelkreise, die bei Baum et al. [11] und bei Witthuhn [64] detailliert beschrieben werden. Eine erste, grobe Frequenz-Stabilisierung erfolgt über die Temperatur der auf Kupferblöcken angebrachten Halbleiterelemente. Die Regelkreise wirken den durch Thermistoren in der Umgebung der Laserdioden festgestellten Temperaturdrifts mittels Peltierelementen entgegen.

Für lange Messdauern ist beim Betrieb der Laserdioden eine zusätzliche Stabilisierung der Frequenz notwendig, die über die Injektionsströme der Dioden erfolgt. Diese werden zunächst mit unterschiedlichen Referenzfrequenzen (1.7 kHz und 2 kHz) moduliert,

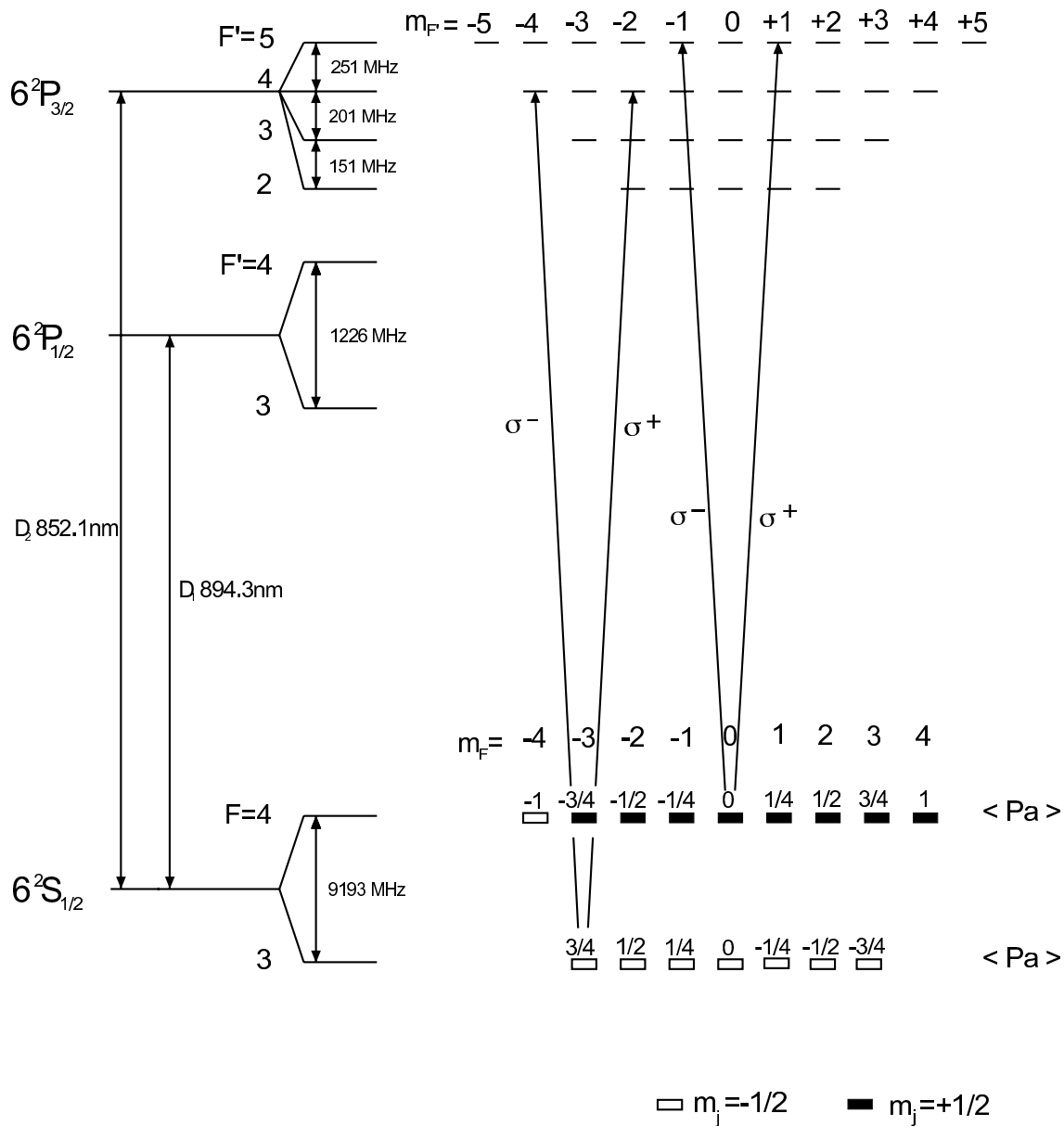


Abbildung 3.8:

Ausschnitt aus dem Termschema von Cäsium. Neben der für den optischen Pump-Prozess wichtigen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der Zustände $6^2S_{1/2}$ und $6^2P_{3/2}$ sind auch die Polarisationsbeiträge der HFS-Unterkomponenten des Grundzustands in schwachen Magnetfeldern dargestellt.

wodurch das im Übergang $6^2P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 6^2S_{1/2}(F = 4)$ ausgesandte Fluoreszenzlicht eine Intensitätsmodulation aufweist. Frequenzdrifts der Laserdioden können dann mittels Lock-In-Technik festgestellt und korrigiert werden. Dabei verändern die Lock-In-Verstärker die Injektionsströme der Laserdioden um die festgestellten Schwankungen auszugleichen.

3.2.2 Polarisationsanalyse

Grundlage der Polarisationsanalyse ist die energetische Aufspaltung der HFS-Niveaus des Cäsium-Atomstrahls im starken, inhomogenen Magnetfeld eines Stern-Gerlach-Magneten [38]. Hierbei entkoppelt man die Kern- und Spindrehimpulse der Atome, so dass die Beiträge mit den Quantenzahlen $m_j = \pm 1/2$ voneinander separiert werden. Bei der Messung der Polarisation kommt der Langmuir-Taylor-Detektor (Hot-Wire-Detektor II, Vgl. Abbildung 1.1), der sich hinter dem Stern-Gerlach-Magneten befindet, zum Einsatz. Da die Austrittsarbeit des Wolframdrahtes über der Ionisationsenergie des Cäsiums (3.89 eV) liegt, werden die auf den geheizten Wolframdraht auftreffenden Atome nahezu alle ionisiert. Die entstandenen Ionen können dann anschließend mit einem Kollektor (Kupferblech, das verglichen mit dem Wolframdraht ein negatives Potential besitzt) gesammelt und nachgewiesen werden.

Die zur Aufnahme des Strahlprofils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Cäsiumatome notwendige Bewegung des Detektors wird von einem computergesteuerten Schrittmotor bewerkstelligt. Im Vergleich zu einem unpolarisierten Atomstrahl, bei dem die Anteile der $m_j = \pm 1/2$ -Zustände symmetrisch um den auf der Strahlachse liegenden, unbeeinflussten Dimeranteil angeordnet sind, werden bei der Polarisation des Atomstrahls die Besetzungsanteile verändert. In Abhängigkeit von der Helizität des Laserlichts (σ^\pm) und dem Betriebszustand des Spin-Flippers (Flip, No Flip) ergeben sich 4 verschiedene Einstellungskombinationen dieser Parameter. Aus zwei solchen Kombinationen ermittelt man die Polarisation des Atomstrahls, wobei jeweils einer der beiden Parameter konstant gehalten wird. Die Integration über die beiden Strahlprofile liefert die Summe der Anteile aller HFS-Zustände, die zu den beiden gemessenen Peaks beitragen, da die magnetischen Unterzustände im inhomogenen Feld des Stern-Gerlach-Magneten örtlich nicht trennbar sind.

Man kann jedoch die erhaltenen Ergebnisse als Summen der Anteile einer minimalen oder einer maximalen Anzahl von HFS-Zuständen betrachten, was auf zwei Extremwerte $P_{a(min)}$ und $P_{a(max)}$ für die gesuchte Atomstrahlpolarisation führt. Die wahrscheinlichste Polarisation P_a wird aus dem Mittelwert beider Resultate gebildet:

$$P_a = \frac{P_{a(max)} + P_{a(min)}}{2}. \quad (3.6)$$

Als dazugehörige Fehler kann angegeben werden:

$$\Delta P_a = \frac{P_{a(max)} - P_{a(min)}}{2}. \quad (3.7)$$

Da der wahrscheinlichste Polarisationswert für die Bestimmung spinabhängiger Größen von Bedeutung ist, muss dieser während einer Messung kontrolliert werden. Je nach herrschenden Temperaturschwankungen im Labor wird im Idealfall jeden zweiten Tag eine Kontrollmessung durchgeführt. Die automatisierte Messung dauert etwa 10 Minuten und liefert typische Werte um 85%. Ausführliche Erläuterungen zu den beschriebenen Analysemethoden sind bei Granitza [25] und Witthuhn [64] zu finden.

3.3 Die Streuapparatur

Im Zentrum der experimentellen Anordnung befindet sich die Streukammer, bestehend aus elektronenoptischen Komponenten zur Elektronenstrahlführung, die unter einem Winkel von 90° zu den Spulen zur Führung der Atomstrahlpolarisation P_a angeordnet sind. Des Weiteren enthält die Kammer Nachweissysteme für die gestreuten Elektronen sowie für die bei Kalibrierungsmessungen gebildeten Cs-Ionen. Einflüsse äußerer Magnetfelder werden durch eine Hyperm-Abschirmung vermieden. Im Folgenden wird näher auf die einzelnen Komponenten der in der Streukammer enthaltenen Anordnung eingegangen, die in einer dreidimensionalen Übersicht in Abbildung 3.9 dargestellt ist.

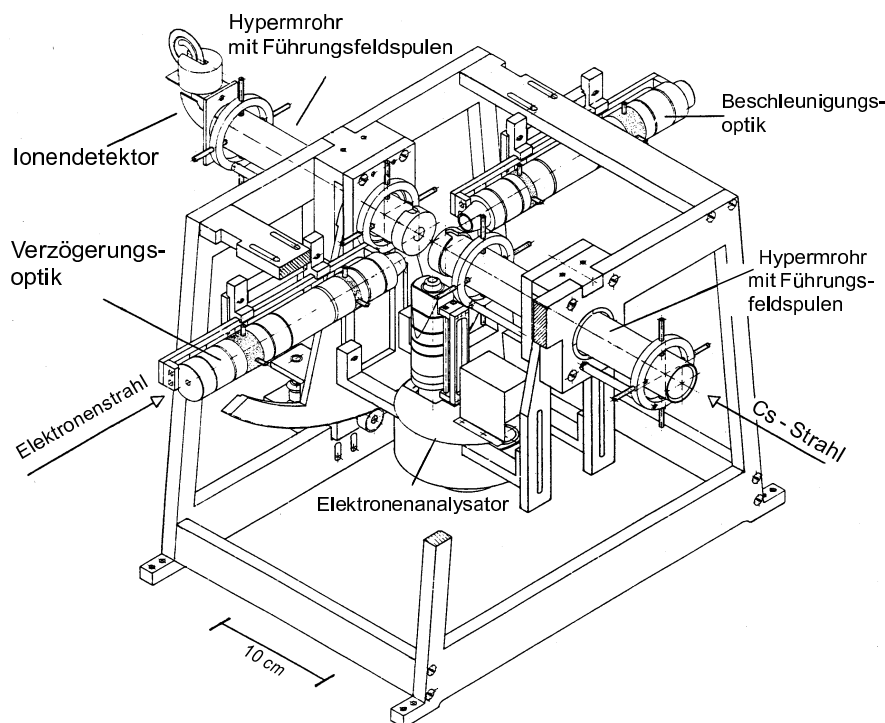


Abbildung 3.9:

3D-Übersicht der in der Streukammer angeordneten Komponenten (maßstabsgetreue Zeichnung nach P. Klette).

Wesentliche Teile der Abbrems- und der Beschleunigungsoptik des Elektronenstrahls zeigt Abbildung 3.10. Beide elektronenoptischen Anordnungen setzen sich aus jeweils 8 Linsenelementen zusammen, die symmetrisch zur Streuzone aufgebaut sind. Eine gute Führung des Elektronenstrahls durch die Streukammer ermöglichen die zusätz-

lichen Ablenkplatten, die in einigen Linsen eingebaut sind. Die Streuzone umgibt ein Streukäfig aus graphitiertem Kupfernetz, der nur in Richtung des Elektronendetektors einen schmalen Spalt aufweist.

Unterhalb der Streuzone befindet sich der Elektronenanalysator bestehend aus einer

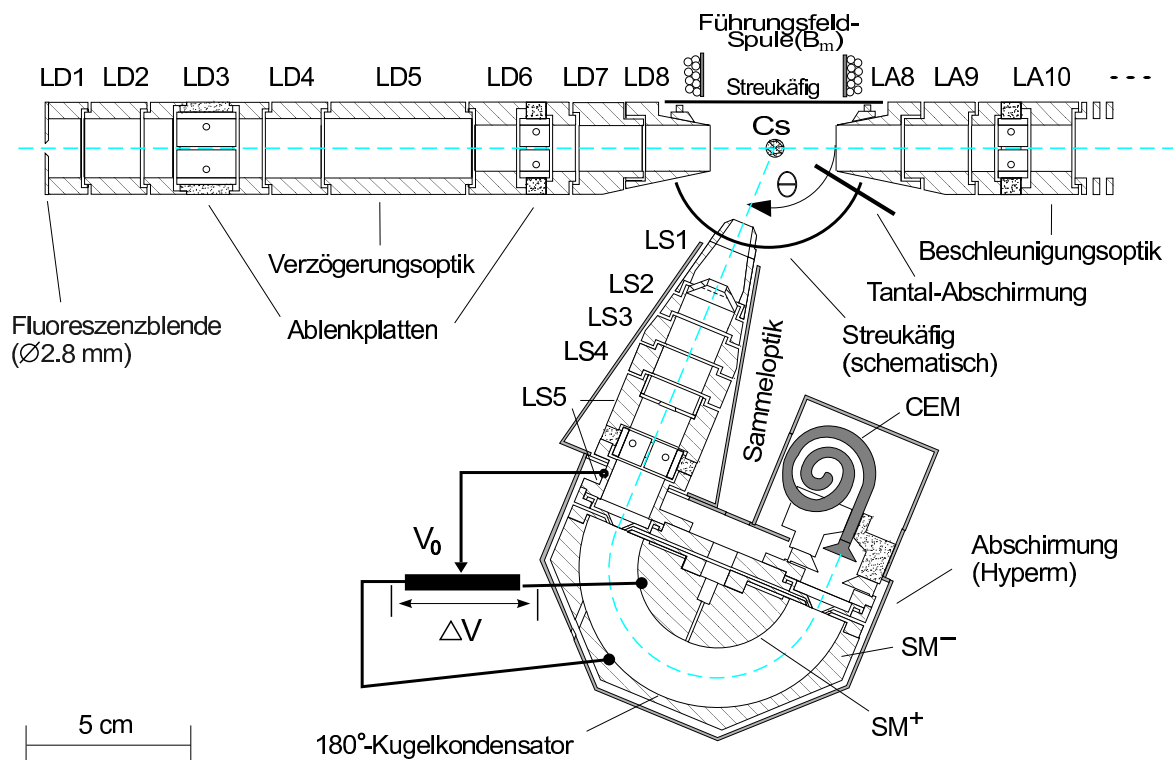


Abbildung 3.10:

Schematische Übersicht der elektronenoptischen Komponenten der Streukammer. Der unterhalb der Streuzone angebrachte Elektronenanalysator (in der Streuebene schwenkbar) ist aus Gründen der Übersichtlichkeit um 90° um die Achse der Sammeloptik gedreht eingezeichnet.

fünfelementigen Sammeloptik, einem 180° -Spektrometer sowie einem Sekundärelektronenvervielfacher (CEM) (siehe Abb. 3.10). Der Detektor ist in der Streuebene im Winkelbereich zwischen 40° und 140° schwenkbar. Des Weiteren sind sämtliche Komponenten in der Umgebung der Streuregion zur Reduktion von Untergrundelektronen mit einer Graphitschicht bedeckt. Die Graphitschicht soll die an den Elementen der Streuzone zurückgestreuten Elektronen daran hindern die Sammeloptik des Analysators zu erreichen. Der eingefügte Kupfernetz-Käfig liegt auf Streupotential und vermindert ebenfalls Rückstreueignisse in den Detektor. Zudem gewährleistet er die Abschirmung der Wechselwirkungszone von möglichen Störpotentialen. Der vor allem zu kleinen Streuwinkeln hin ansteigende Untergrund im Signal wird weiterhin durch die

in Abbildung 3.10 dargestellte Tantal-Abschirmung sowie einem optimierten Abstand zwischen den Elektronenoptiken der Streukammer relativ zueinander reduziert. Mit der Einstellung der Potentiale seiner elektronenoptischen Komponenten wird die Energie- und Winkelauflösung des Detektors festgelegt. Für jede Streuenergie müssen diese Einstellungen wie auch die übrigen Justierungen der Abbrems- und der Beschleunigungsanordnungen neu festgelegt werden, siehe 3.4.

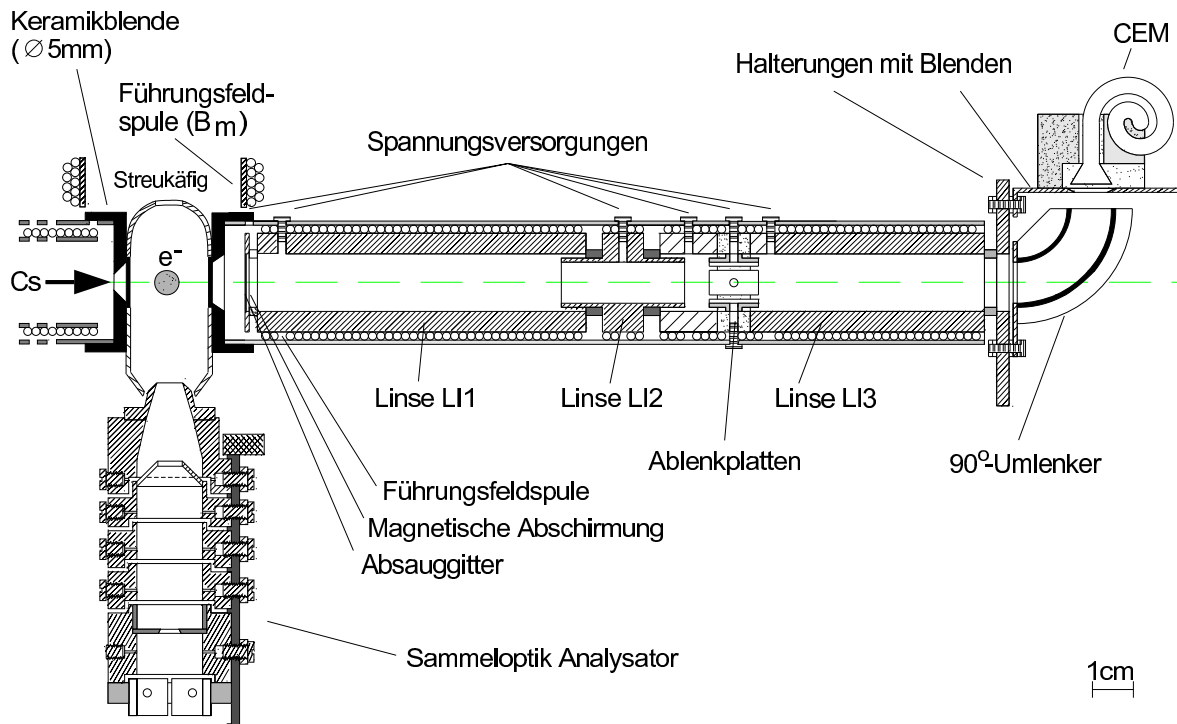


Abbildung 3.11:

Querschnitt durch die Atomstrahlanordnung der Streukammer sowie des Ionendetektors senkrecht zur Streuebene.

Einen Ausschnitt der für den Cäsium-Atomstrahl wichtigen Komponenten in der Umgebung der Wechselwirkungszone der Streukammer zeigt die Abbildung 3.11. Auf beiden Seiten der Streuregion befinden sich Führungsfeldspulen zur longitudinalen Orientierung und Führung der atomaren Spinmomente. Die Spulen befinden sich innerhalb zweier, aus Hyperm gefertigter Rohre, damit diese die erzeugten Magnetfelder nach außen hin abschirmen. Die bei Kalibrierungsmessungen in der Wechselwirkungszone entstandenen Cs-Ionen können über ein Absauggitter, eine dreielementige Ionenoptik sowie einen 90°-Umlenker in den strahlabwärts befindenden Ionendetektor geführt werden. Analog zum Elektronenanalysator handelt es sich um einen Sekundärelektronenvervielfacher.

Die Anordnung ist in einem Hyperm-Rohr zusammen mit der Führungsfeldspule integriert, wie bei Grau [26] beschrieben.

Der Ionennachweis ist einerseits für die genaue Festlegung der Elektronenenergie durch Messung der Ionenzählrate an der Einsatzschwelle der Ionisation wichtig. Andererseits kann durch die Messung der Ionisations-Asymmetrie A_{Ion} des relativen totalen Ionisationsquerschnitts für parallele und antiparallele Orientierung der Spins von Atom und Elektron, die Kollinearität der Polarisationsvektoren P_a und P_e überprüft werden. Zum Vergleich mit den erzielten Ergebnissen werden dabei frühere Resultate von Baum et al. [12] herangezogen (Vgl. auch [64]). Details hierzu sind auch bei Streun [57] zu finden.

Bei einem Durchmesser beider Teilchenstrahlen von etwa 5 mm im Streuzentrum, ergibt sich eine mit dem Trajektorienprogramm SIMION [55] ermittelte Strahldivergenz des Elektronenstrahls von etwa 4° , die für die Streuung maßgeblich ist. Die geschätzte Divergenz des Cäsium-Atomstrahls von etwa 0.2° ist vernachlässigbar. Rest-Magnetfelder und Coulomb-Abstoßung der Elektronen untereinander sind in dem untersuchten Energiebereich für die Analyse der Daten vernachlässigbar.

3.4 Betrieb des Elektronenanalysators

Alle wesentlichen Komponenten, aus denen der Elektronendetektor besteht, sind in einem Querschnitt durch den Analysator in Abbildung 3.12 dargestellt. Er setzt sich zusammen aus einer Anordnung von elektronenoptischen Komponenten, einem als Spektrometer eingesetzten 180° -Monochromator sowie dem Sekundärelektronenvervielfacher. Abbildung 3.12 zeigt ebenfalls die Elemente nach Jost [32] vorgenommenen Randfeldkorrekturen an der Ein- und Ausgangsblende des Monochromators.

Der Fokussierung gestreuter Elektronen auf die Eingangsblende des Kugelkondensators, dient die aus den Linsen LS1,..., LS5 bestehende Sammeloptik. Die Transmissionsenergie durch den Kondensator wird dabei von der Geometrie der Kugeln und ihrer Potentialdifferenz $\Delta V = V_1 - V_2$ bestimmt. Mit den Radien R_1 (innere Fläche: 24 mm) und R_2 (äußere Fläche: 42 mm) der beiden aus Aluminium gefertigten Halbkugelflächen ergibt sich der mittlere und maßgebende Radius der transmitierten, gestreuten Elektronen zu $R_0 = 33$ mm. Nach Kuyatt und Simpson [37] ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Transmissionsenergie des Analysators und der Differenz der angelegten Potentiale zu:

$$\frac{E_0}{e} = \Delta V \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right)^{-1}. \quad (3.8)$$

Um einen gleichmäßigen Feldübergang zwischen der Eintritts- bzw. Austrittsoptik und dem Kugelkondensator gewährleisten zu können, muss das Mittenpotential des Kondensators dem Potential der Blenden entsprechen. Damit sind die an den Halbkugelflächen

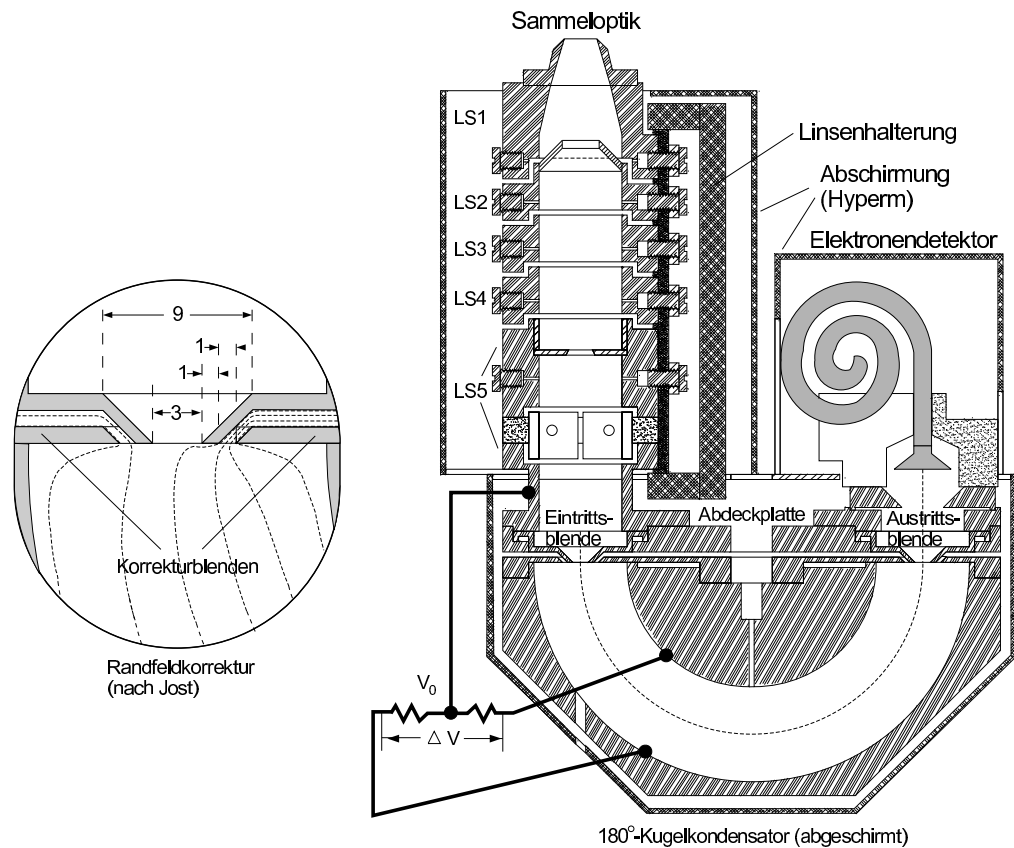


Abbildung 3.12:

Der schematische Querschnitt durch den Elektronendetektor senkrecht zur Streuebene zeigt die wichtigsten Komponenten der Anordnung, welche Einfluss auf die Energie- und Winkelauflösung des Analysators beim Nachweis gestreuter Elektronen haben.

anzulegenden Potentiale festgelegt:

$$V(R_1) = \frac{-R_2}{R_1 + R_2} \cdot \Delta V + V_{L_5} \quad (3.9)$$

und

$$V(R_2) = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \cdot \Delta V + V_{L_5}. \quad (3.10)$$

Wichtig im Zusammenhang mit der Messung eines von der Querspannung ΔV abhängigen Spektrums der elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen ist die relative Energieauflösung des Detektors. Sie ergibt sich aus der Beziehung [50]:

$$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E_0} = \frac{\omega}{2R_0} + \frac{1}{4}\alpha_m^2 \quad (3.11)$$

und beträgt im Fall der Bielefelder Anordnung etwa 4.87%. ω entspricht dem Durchschnitt der Blendendurchmesser von Ein- und Ausgang des Spektrometers und beträgt 3 mm. α_m bezeichnet den maximal möglichen Winkel, unter dem Elektronen relativ zur Symmetrieachse der Sammeloptik senkrecht zur Streuebene in die Eingangsblende des 180°-Umlenkers eintreffen können, um durch den Umlenker transmittiert zu werden. Durch Variation der Potentialdifferenz $\Delta V = V_1 - V_2$ kann das Energieverlust-Spektrum der gestreuten Elektronen gemessen werden. In Abbildung 3.13 sind Ergebnisse einer solchen Messung zu sehen.

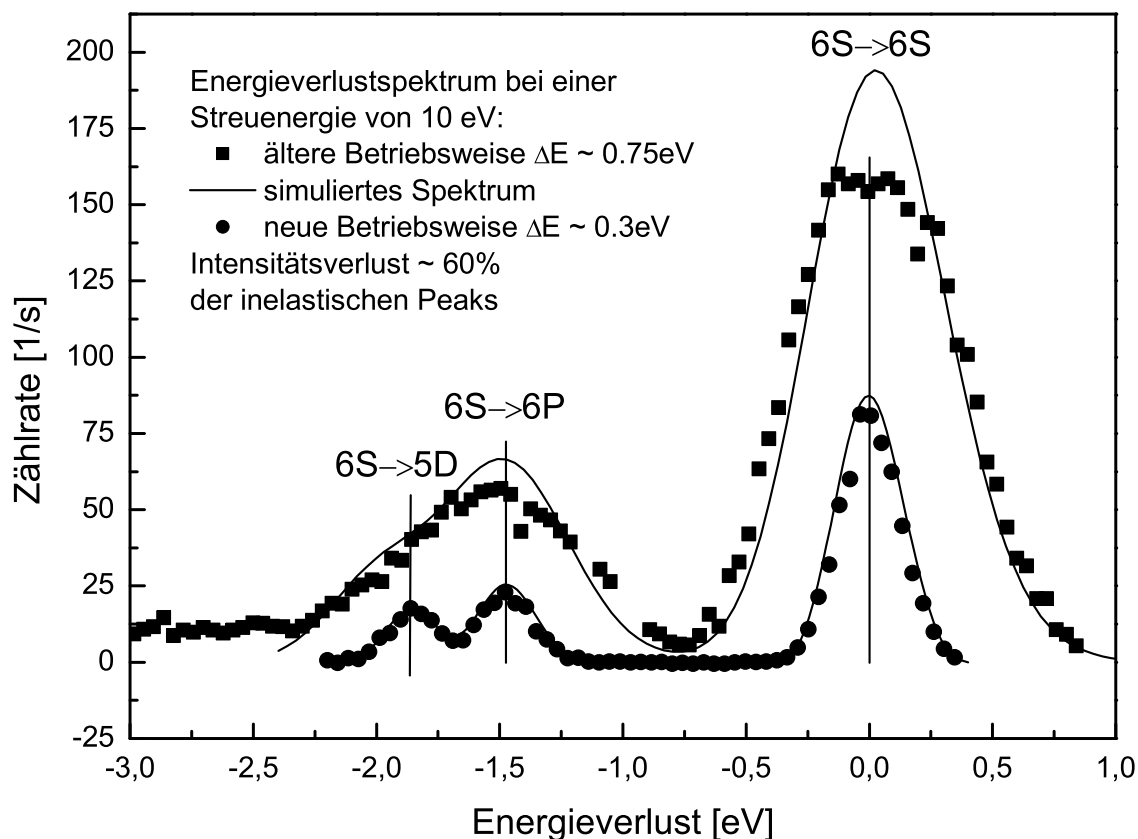


Abbildung 3.13:

Gemessene und simulierte Energieverlustspektren der gestreuten Elektronen für die zwei verwendeten Betriebsweisen des Analysators bei einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40 Grad für den aufgelösten und nicht aufgelösten Fall im Vergleich.

Graphisch dargestellt sind die bereits vom Untergrund bereinigten Signale für die zwei verwendeten Betriebsweisen des Analysators. Da das Untergrundsignal mit abnehmender Streuenergie stark ansteigt, ist vor jeder Messung eine Optimierung der Zählraten hinsichtlich möglichst geringer Untergrundzählraten notwendig. Die Untersuchung ela-

stischer Streuprozesse ermöglichte eine Betriebsweise des Elektronenanalysators, die hohe Zählraten bei schlechterer Energieauflösung zuließ, um auf die Weise Messzeiten kürzer zu halten. Bei der Messung inelastischer Streuprozesse ist eine gute Energieauflösung des Elektronendetektors notwendig, so dass eine andere Betriebsweise des Analysators gewählt werden mußte, auf Kosten der Intensität der inelastisch gestreuten Elektronen. Das Verhältnis der Intensitäten beider Betriebsweisen des Analysators ist aus 3.13 ersichtlich.

In Abhängigkeit von der Querspannung ΔV des Monochromators ergeben sich bei einem Streuwinkel $\Theta = 40^\circ$ zwei bzw. drei deutliche Peaks, die den elastisch und den inelastisch gestreuten Elektronen zugeordnet werden. Es lässt sich weiterhin berechnen, dass die inelastisch gestreuten Elektronen im Vergleich zu den elastisch gestreuten einen Energiebetrag von 1.48 eV verlieren. Bei den betrachteten inelastischen Streuprozessen liegt der rechnerische Mittelwert aus den Anregungsenergien der beiden Feinstrukturniveaus $P_{1/2}$ (1.387 eV) und $P_{3/2}$ (1.455 eV), die experimentell nicht getrennt aufgelöst werden können (Energiedifferenz $\Delta E = 0.068$ eV), bei 1.42 eV und stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem experimentell erzielten Ergebnis überein. Im Gegensatz zur älteren Betriebsweise mit einer Energieauflösung von 0.75 eV (elastischer Peak) beträgt die Energieauflösung der neuen Betriebsweise des Analysators 0.3 eV (ebenfalls beim elastischen Peak). Damit lassen sich die beiden inelastischen Peaks getrennt nach P- und D-Streuereignissen einstellen. Die rechnerisch ermittelte Winkelauflösung bei einer Streuenergie von 10 eV beträgt für beide Betriebsweisen des Analysators $\Delta V = 7^\circ$ bis $\Delta V = 9^\circ$, siehe weiter unten. Zur älteren bzw. neueren Betriebsweise des Analysators gibt es entsprechend zwei unterschiedliche ΔV -Skalen. Bei gegebener Streuenergie wird vor jeder Messphase bei der Untersuchung der physikalischen Größen aus elastischen und inelastischen Streuereignissen ein solches Energieverlust-Spektrum der Elektronen aufgenommen. Während des Messbetriebs ist die Querspannung (und somit das Mittenpotential) des 180° -Umlenkens des Elektronendetektors so eingestellt, dass für die untersuchten inelastischen Streuprozesse das Maximum des jeweiligen inelastischen Peaks detektiert wird.

Die Winkelauflösungsfunktion des Detektors bestimmt man mit Hilfe des Programms SIMION [55]. In Abhängigkeit von den Potentialverhältnissen der Analysator-Sammeloptik werden alle möglichen Trajektorien, auf denen die gestreuten Elektronen durch die Eingangsblende des Monochromators fokussiert werden können, berechnet. Man variiert dabei den Eintrittswinkel der Elektronen in die Sammeloptik des Detektors in Abhängigkeit von deren Startkoordinaten in der Streuzone. Hierbei werden die Elektronenkoordinaten in der Streuebene parallel und senkrecht zur Symmetrieachse der Sammeloptik über den gesamten Wechselwirkungsbereich in der Wechselwirkungsebene berücksichtigt. Letzterer wird durch den Durchmesser des Cäsium-Atomstrahls in der Streuregion von etwa 5 mm gegeben. In analoger Weise gelten diese Betrachtungen auch für die Koordinaten von gestreuten Elektronen aus einer Ebene kollinear zum Normalenvektor \mathbf{n} . Die sich daraus ergebenden Resultate entsprechen denjenigen entlang einer zur Symmetrieachse

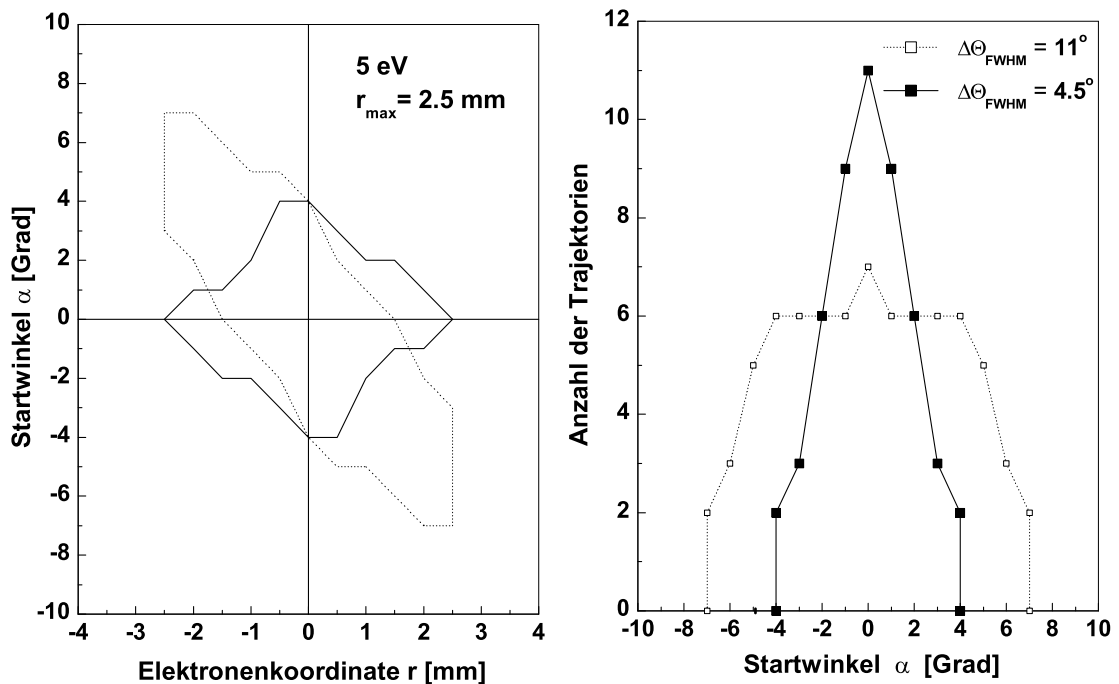
der Sammeloptik senkrechten Achse in der Streuebene und müssen daher nicht getrennt betrachtet werden.

Bei der Berechnung der Elektronenbahnen berücksichtigt das Trajektorienprogramm alle rotationssymmetrischen Komponenten der Sammeloptik. Die Randfeldkorrekturen nach Jost [32], die eine möglichst genaue $\frac{1}{r^2}$ -Abhängigkeit der elektrischen Felder an den Blenden des Monochromators gewährleisten, werden ebenfalls in die Betrachtungen mit einbezogen. Hier bleiben die Ablenkplatten der Sammeloptik unberücksichtigt (möglichst geringe Ablenkkfelder), so dass bei den Untersuchungen auf einen minimalen Einfluss dieser Komponenten geachtet wurde.

Für die beiden Koordinatenachsen senkrecht zur Symmetrieachse der Sammeloptik führt die winkelabhängige Integration der berechneten Elektronenbahnen zu getrennt bestimmbareren Winkelauflösungsfunktionen und deren Halbwertsbreite. Da die ermittelten Auflösungsfunktionen nur geringfügig von der Koordinate entlang der Symmetrieachse der Sammeloptik abhängig sind [48], liefert die Faltung der theoretischen Ergebnisse mit dieser Winkelauflösungsfunktion im Vergleich zu den ungefalteten Datensätzen nur unwesentliche Veränderungen, so dass sie im Folgenden nicht mehr berücksichtigt wird. Die Winkelauflösungsfunktion des Elektronendetektors und der jeweils zugehörige Phasenraum sind dagegen deutlich von der Koordinate senkrecht zur Symmetrieachse der Sammeloptik abhängig, wie Abbildung 3.14 am Beispiel einer Streuenergie von 5 eV verdeutlicht.

Diese zeigt zwei berechnete Phasenräume des Detektors in Abhängigkeit von dieser Koordinate, die mit r bezeichnet wird, mitsamt der sich daraus ergebenden Winkelauflösungsfunktionen. Während der gestrichelt dargestellte Phasenraum große Anteile aus Streuprozessen aus dem Randbereich der Wechselwirkungszone aufweist (siehe Abbildung 3.14), ist dieser Anteil bei dem durchgezogen dargestellten Phasenraum praktisch verschwunden. Der punktiert dargestellte Phasenraum führt zu einer Winkelauflösungsfunktion des Detektors, deren Halbwertsbreite bei $\Delta\Theta = 11^\circ$ liegt. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde deshalb für jede Messreihe in Abhängigkeit von der Streuenergie ein Phasenraum des Elektronendetektors gesucht, bei dem Streueignisse aus der Randzone der Streuregion nicht vom Detektor erfaßt werden. Dadurch erhält man Winkelauflösungsfunktionen mit geringen Halbwertsbreiten. Ein typischer Phasenraum mit der dazugehörigen Winkelauflösungsfunktion $\Delta\Theta = 4.5^\circ$, die das erreichbare Optimum darstellt, ist in der Abbildung 3.14 durchgezogen dargestellt zu sehen. Für die Ermittlung des Phasenraums bei einer gewählten Potentialeinstellung des Analysators muss die Transmission der gestreuten Elektronen durch dessen 180° -Umlenker berücksichtigt werden. Werden Elektronen der Energie $E_0 + \Delta E$ unter einem Winkel α zur Symmetrieachse der Sammeloptik am Eintritts-Ort x_1 relativ zu dieser Achse in die Eingangsblende des 180° -Umlenkens fokussiert, so ergibt sich für die Abweichung x_2 (Austritts-Ort) der Elektronentrajektorie vom Radius R_0 nach Sevier [50]:

$$\frac{x_2}{2R_0} = -\frac{x_1}{2R_0} + \frac{\Delta E}{E_0} - \alpha^2. \quad (3.12)$$

**Abbildung 3.14:**

Dargestellt sind zwei berechnete Phasenräume (beide zum Vergleich in einem Graphen links zu sehen) und die dazugehörigen Winkelauflösungsfunktionen (ebenfalls beide auf der rechten Seite zu sehen) bei einer Streuenergie von 5 eV und unterschiedlichen Potentialverhältnissen des Analysators.

Grundsätzlich kann α maximale Werte von 7° annehmen. Größere Werte führen dazu, dass die entsprechenden Elektronen nicht vom Sekundärelektronenvervielfacher (CEM) detektiert werden. Aufgrund der Blendendurchmesser können die Beträge der radialen Abweichungen x_1 und x_2 bei Transmission durch das Spektrometer maximale Werte von 1.5 mm annehmen.

Falls Elektronen gleicher Energie E_0 bei unterschiedlichen Winkeln zur Symmetrieachse der Sammeloptik in der Streuebene die Eingangsblende erreichen, werden sie vollständig durch den 180° -Umlenker transmittiert. Unterschiedliche Winkel α sowie von E_0 abweichende Elektronenenergien führen zu einer Verschiebung des Austrittsortes (siehe Gleichung 3.12) und möglicherweise zu einer Modifikation der Winkelauflösungsfunktion. Jede Trajektorie muss folglich nach dem Passieren der Eingangsblende auch hinsichtlich ihrer Transmission durch den 180° -Umlenker des Detektors untersucht werden. Wie bei

den in Abbildung 3.14 dargestellten Ergebnissen werden auch bei allen anderen in dieser Dissertation ermittelten Winkelauflösungsfunktionen diese Erkenntnisse berücksichtigt. Unter Berücksichtigung der Transmissionseigenschaften des Elektronendetektors ergibt sich für Elektronen, deren Energie um ΔE von E_0 abweicht, eine normierte Transmissionsfunktion in der Form eines Dreiecks der Basisbreite $\Delta E = \frac{\omega}{R_0} E_0$ (bei gleichen Durchmessern von Ein- und Ausgangsblende). Bedingt durch die unter endlichen Winkeln zur optischen Achse des Detektors in dessen Eingangsblende eintretenden Elektronen ist das Maximum dieser Funktion zu größeren Werten von $\frac{\Delta E}{E_0}$ verschoben. Diese Verschiebung berechnet sich nach Sevier [50] zu:

$$V = \frac{1}{3} \alpha_{max}^2 E_0. \quad (3.13)$$

Das Maximum der Transmissionsfunktion sinkt dabei, entgegengesetzt steigt deren Halbwertsbreite $\Delta E_{FWHM} = \frac{\Delta E}{2}$.

Bei den in Kapitel 5 vorgestellten Messergebnissen wurde darauf geachtet, dass die für jede Streuenergie ermittelten Phasenräume des Elektronendetektors nur geringfügig von der Verschiebung V abhängen und dadurch eine möglichst gute Transmission der gestreuten Elektronen durch den 180° -Umlenker erreicht werden konnte.

Die ermittelte und auf 1 normierte Winkelauflösungsfunktion bei gegebener Streusituation liefert die für den Faltungsprozess notwendigen diskreten Koeffizienten. Die Faltung für die relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie die spinabhängigen Asymmetrien ist gegeben durch:

$$\check{\sigma}_0(\Theta) = \sum_{\alpha=-\Delta\Theta}^{+\Delta\Theta} \sigma(\Theta + \alpha) \cdot \Delta\alpha \quad (3.14)$$

sowie

$$\check{A}(\Theta) = \frac{\sum_{\alpha=-\Delta\Theta}^{+\Delta\Theta} A(\Theta + \alpha) \cdot \sigma(\Theta + \alpha) \cdot \Delta\alpha}{\sum_{\alpha=-\Delta\Theta}^{+\Delta\Theta} \sigma(\Theta + \alpha) \cdot \Delta\alpha} \quad (3.15)$$

$\Delta\alpha$ entspricht den diskreten Faltungskoeffizienten und $\Delta\Theta$ der Halbwertsbreite der ermittelten Winkelauflösungsfunktion. Für den Vergleich der untersuchten physikalischen Größen zwischen Experiment und Theorie, werden die theoretischen Datensätze mit den Parametern der jeweiligen Einstellung des Analysators (Energieverteilungsfunktion, Winkelauflösungsfunktion des Detektors, ...) einbezogen. Bei der Darstellung der Messergebnisse werden die für jede Messreihe charakteristische Winkelakzeptanz des Detektors sowie das damit erzielte Faltungsergebnis mit aufgeführt, falls diese Resultate einen relevanten Unterschied aufweisen.

Kapitel 4

Messmethode und Auswertverfahren

4.1 Vorbereitende Messungen

Für die Bestimmung des relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts und der spin-abhängigen Asymmetriefunktionen bei fest eingestellter Streuenergie beginnt jede Messreihe mit dem Erzeugen und Stabilisieren beider Teilchenstrahlen. Die Elektronenstrahlerzeugung erfordert eine genaue Justierung der optischen Komponenten, welche die Helizität des Laserlichts festlegen, aber auch eine genaue Ausrichtung der Pockels-Zelle, die zu einem Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Laserlichts von etwa 98% führt. Um einen stabilen Betrieb der Pockels-Zelle zu gewährleisten, bedarf es zudem geringer Temperaturschwankungen im Labor. Eine erneute Justierung der Pockels-Zelle wird notwendig, falls bei der Umkehr der Helizität des Laserlichts ein Strahlversatz stattfindet und der linear polarisierte Anteil des Laserlichts nicht mehr zu vernachlässigen ist. Desweiteren muss bei der Führung des Elektronenstrahls durch die Streukammer darauf geachtet werden, dass die Einflüsse der Ablenkplatten beider Linsenordnungen möglichst klein bleiben, damit der Elektronenstrahl so parallel wie möglich zur Achse durch die Streuzone geleitet wird. Bei der Erzeugung und Stabilisierung des Cäsium-Atomstrahls müssen die einzelnen Komponenten des Ofensystems mittels der eingebauten Heizvorrichtungen auf Betriebstemperatur gebracht werden. Dieser Prozess dauert etwa 2 bis 3 Stunden.

Anschließend werden beide Teilchenstrahlen polarisiert und deren Polarisationswerte P_a (Cäsiumatomstrahl) und P_e (Elektronenstrahl) bestimmt, sowie die Streuenergie festgelegt.

Im Allgemeinen ist die Polarisation des Elektronenstrahls stabil und bleibt während der Dauer einer Messreihe konstant, somit muss sie ab und zu überprüft werden. Im Gegensatz dazu muss die Polarisation des Atomstrahls einer häufigen Überprüfung unterzogen werden. Idealerweise bleibt sie bei stabilen Temperaturbedingungen über einen Zeitraum von 12 Stunden konstant. Da die Stromversorgung der für das optische Pumpen des Atomstrahls verwendeten Laserdioden durch Akkumulatoren erfolgt, müssen diese nach

spätestens 12 Stunden ausgetauscht werden. Die Laserdioden sind dabei über eine Ein- und Ausschaltlogik gegen Spannungsspitzen geschützt.

Um die jeweilige Streuenergie genau einstellen zu können, muss das tatsächliche Streupotential in der Wechselwirkungszone ermittelt werden. Dafür subtrahiert man vom angelegten Potential das aufgenommene Kontaktpotential V_K , das zwischen dem verspannten GaAs-Kristall und der Streuzone besteht. Das Kontaktpotential ergibt sich aus der Differenz der Austrittsarbeiten des Photoemitters und des aus Kupfernetz bestehenden, graphitierten Streukäfigs. Die Austrittsarbeit des verspannten GaAs-Kristalls liegt bei etwa 5.5 eV und wird durch die NEA-Oberfläche auf etwa 1.5 eV abgesenkt. Die Austrittsarbeit des graphitierten Streukäfigs liegt bei 4.8 eV [27]. Daraus ergibt sich rechnerisch ein Kontaktpotential von 3.3 eV, welches jedoch dem experimentell bestimmten nicht entspricht. Im realen Fall werden auf der Oberfläche des Streukäfigs Cäsiumatome des Targetstrahls angelagert wodurch sich hier die Austrittsarbeit erniedrigt, folglich wird dadurch das Kontaktpotential ebenfalls verringert. Typische Werte liegen zwischen 0.7 V und 2 V. Bedingt durch vorherige Ausheizphasen der Streukammer zu Beginn einer Untersuchungsphase, nimmt das Kontaktpotential höhere Werte um 2 V an, die sich nach etwa einem Tag auf circa 0.7–1 V verringern und dann im weiteren Verlauf der Messphase konstant bleiben. Im regelmäßigen Abstand von einigen Stunden muss daher am Anfang einer Messphase das Kontaktpotential und somit die eingestellte Streuenergie neu bestimmt werden.

Dieses geschieht mittels des Ionen-Nachweissystems, indem in Abhängigkeit von dem am Streuzentrum anliegenden Potential der totale Ionisationsquerschnitt an der Ionisationsschwelle gemessen wird. Das nahezu lineare Verhalten des Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich ist durch das Schwellengesetz von Wannier [63] gegeben:

$$\sigma_{Ion} \propto (E - E_{Ion})^{1.127}. \quad (4.1)$$

Die Ionisationsenergie E_{Ion} des Cäsiums (3.89 eV) wird von dem durch lineare Regression der Zählraten extrapolierten Potential subtrahiert und man erhält damit den gesuchten Wert für das Kontaktpotential V_K . Der Fehler bei der Bestimmung von V_K liegt bei ± 0.1 eV. Zusätzlich kann man Rückschlüsse auf die Energiebreite des Elektronenstrahls ziehen, die aus dem Schwellenverlauf des Ionisationsquerschnitts σ_{Ion} folgen. Hierbei wird die theoretische Kurve (Gleichung 4.1) mit normierten Gauß-Verteilungen, die sich aus unterschiedlichen, angenommenen Energiebreiten des Elektronenstrahls ergeben, gefaltet und mit dem Messergebnis verglichen. Eine genaue Beschreibung dieser Methode ist bei Baum [13] zu finden.

Die Untersuchung spinabhängiger Asymmetrien erfordert weiterhin eine Kollinearität der Polarisationsvektoren des Elektronen- und Atomstrahls zueinander und zur Normalenrichtung der Streuebene. Die Atomspins werden durch die Führungsfelder in der Streukammer longitudinal orientiert. Die genaue Justierung der verschiedenen mechanischen Elemente der Atomstrahlanordnung zueinander wird im Abstand von mehreren Monaten wiederholt.

Zur Orientierung der Elektronenspins in Streu- und Mottkammer verwendet man Magnetfelder zweier Spulen SDS1 und SDS2, die vor und hinter der Streukammer longitudinal zum Elektronenstrahl aufgebaut sind. Die Spule SDS1 (SDS2) hat eine Länge L von 8.5 cm (12.5 cm) und einen Durchmesser von 8 cm (8 cm) bei einer Windungszahl von $N = 56$ ($N = 80$). Das magnetische Feld entlang der Spulenachse wird berechnet durch:

$$B(z) = \frac{\mu_0 I N}{2L} \left(\frac{z + \frac{L}{2}}{\sqrt{\left(z + \frac{L}{2}\right)^2 + r^2}} - \frac{z - \frac{L}{2}}{\sqrt{\left(z - \frac{L}{2}\right)^2 + r^2}} \right). \quad (4.2)$$

I bezeichnet den eingestellten Spulenstrom, r den Radius der Spule und z gibt die Entfernung zur Spulenachse an. Für den sich durch die Präzession des Elektronenspins um die Magnetfeldrichtung ergebenden Drehwinkel gilt:

$$\varphi = \frac{g e \mu_0 I N}{2 m_e v_e L} \left(\sqrt{\left(z_0 + \frac{L}{2}\right)^2 + r^2} - \sqrt{\left(z_0 - \frac{L}{2}\right)^2 + r^2} \right). \quad (4.3)$$

Hierbei repräsentiert g das gyromagnetischen Verhältnis und $\pm z_0$ zeigt die Grenzen des Wechselwirkungsbereichs der Spinnomente mit dem erzeugten Magnetfeld auf. m_e und v_e stellen die Masse und die Geschwindigkeit der Elektronen bei einer Transportenergie von 1250 eV dar. Ab einem Abstand von etwa 20 cm zum Spulenmittelpunkt hat das Magnetfeld der Spule keinen Einfluss mehr auf die Spinnomente der Elektronen.

Überprüfbar ist die Stellung der Polarisationsvektoren der beiden Stoßpartner durch Messung der Ionisationsasymmetrie A_{Ion} und dem Ermitteln der Maxima derselben in Abhängigkeit vom Spulenstrom der Spindrehspule SDS1. Im Idealfall ist der Spinvektor des Elektrons genau senkrecht (entspricht A_2 -Maximum bei festem Streuwinkel) zur Streuebene und der des Cäsiumatoms kollinear dazu (entspricht A_{Ion} -Maximum bei gleichen Bedingungen).

Die Ionisations-Asymmetrie ist bestimmt durch:

$$\begin{aligned} A_{Ion} &= \frac{\sigma^S - \sigma^T}{\sigma^S + 3\sigma^T} \\ &= \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

$\sigma^{\uparrow\downarrow}$ und $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ stellen die entsprechenden Querschnitte für antiparallele und parallele Orientierung der Spinnomente dar, während σ^S und σ^T die totalen Ionisationsquerschnitte für Singulett- und Triplett-Streuung kennzeichnen.

Die experimentell bestimmbare Größe ergibt sich aus:

$$A_{Ion} = \frac{1}{P_a P_e} \cdot \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}}, \quad (4.5)$$

wobei $N^{\uparrow\downarrow}$ und $N^{\uparrow\uparrow}$ den gemessenen Zählraten für die jeweiligen Spinstellungen entsprechen. Die aus früherer Untersuchungen ermittelten Werte von Baum et al. [12] für A_{Ion} dienen hierbei als Referenzwerte. Abschließend ist eine Maximierung der Links–Rechts–Asymmetrie der polarisierten Elektronen (Mott–Streuung) in Abhängigkeit vom Strom der Spule SDS2 notwendig. Damit erreicht man eine zur Streuebene des Mott–Polarimeters senkrechte Stellung der Elektronenspins.

Erfahrungsgemäß ergeben sich typische Stromwerte der Spule SDS1 im Bereich zwischen 0.2 A und 0.3 A und dementsprechend liegt die Korrektur der Spinstellung der Elektronen bezüglich des Normalenvektors der Streuebene sowie der Stellung der Atomspins im Bereich zwischen 3° und 10° . Für die Ausrichtung der Elektronenspins senkrecht zur Streuebene der Mottkammer sind typische Stromwerte der Spule SDS2 im Bereich zwischen 1.9 A und 2.2 A notwendig. Falls das eingestellte Magnetfeld einen von 90° abweichenden Drehwinkel bewirkt, weisen die Spinvektoren der Elektronen beim Verlassen der Streukammer eine Fehlstellung bezüglich des Normalenvektors \mathbf{n} der Streuebene auf. Grund für diese Abweichungen können magnetische Störfelder in der Streukammer sein. Daher wird die Ausrichtung der Elektronenspins in regelmäßigen Abständen von einigen Monaten und nach jedem Einbau eines neuen GaAs–Kristalls durchgeführt. Die im Bereich der Spulen SDS1 und SDS2 zur Elektronenstrahlführung verwendeten transversalen Magnetfeldspulen haben dabei nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Elektronenspins.

Nachdem der Elektronenstrahl durch die Streukammer geführt wurde, kann die Zählrate der gestreuten Elektronen für die jeweils gewählte Energie bei einem Streuwinkel des Analysators von $\Theta = 40^\circ$ oder $\Theta = 90^\circ$ durch Änderung von Fokussierung und Ablenkung des Elektronenstrahls maximiert werden. Die Wahl der Potentialverhältnisse des Analysators findet unter Berücksichtigung des rechnerisch ermittelten Phasenraums statt. Nachdem ein Energieverlust–Spektrum der gestreuten Elektronen aufgenommen wurde, kann die Messung inelastischer, relativer differentieller Wirkungsquerschnitte beginnen. Diese vorbereitenden Maßnahmen nehmen typischerweise eine Woche in Anspruch, erst danach kann mit der Untersuchung spinabhängiger Asymmetriefunktionen bei inelastischen Streueignissen begonnen werden.

4.2 Datenaufnahme und Analyse

Alle innerhalb einer Messabfolge stattfindenden Messungen sind computergestützt und werden über ein an der Universität Bielefeld entwickeltes Bus–System gesteuert. Die Experimentsteuerung und die dafür notwendigen Messprogramme, wurden von B. Leuer erstellt und sind in seiner Promotionsarbeit [39] ausführlich beschrieben. Die zur Signalerfassung aus dem Sekundärelektronenvervielfacher ausgekoppelten Hochspannungspulse werden verstärkt, geeignet aufbereitet und innerhalb vorher festgelegter Zeitintervalle in Zählern summiert. Danach können die Zähler über das

Bus-System vom einem Computer ausgelesen und die Zählereignisse weiterverarbeitet werden. Pulse von inelastisch gestreuten Elektronen einerseits sowie die Ionenpulse andererseits werden in getrennten Zählkanälen (nicht zeitgleich) registriert. Das Signal des Langmuir-Taylor-Detektors (Hot-Wire II) zur Polarisationsanalyse des Atomstrahls wird ebenfalls über das Bus-System vom Computer eingelesen.

Eine Messreihe umfasst die Bestimmung des relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie der spinabhängigen Asymmetriefunktionen A_{nn} , A_2 und A_1 für die betrachteten inelastischen Streuprozesse in einem vom Elektronenanalysator erfassten Streuwinkelbereich bei einer festen Energie und dauert etwa 200 Stunden.

Die automatisierte Aufnahme eines Asymmetrie-Messpunktes bei fester Energie und festem Streuwinkel erfolgt durch Messzyklen. Ein Messzyklus ist aus einzelnen Zählintervallen aufgebaut, um Schwankungen der Strahlintensitäten auszugleichen (siehe Tabelle 4.1). Während des Zyklus wird die Polarisation des Atomstrahls durch den Spin-Flipper mehrmals und die des Elektronenstrahls einmal in der Mitte des Zyklus invertiert. U_1, \dots, U_4 bezeichnen die Untergrundzählraten bei geschlossenem Beam Flag (folglich bei unterbrochenem Cäsium-Atomstrahl), und Z_1, \dots, Z_8 sind die entsprechenden Gesamtzählraten bei geöffnetem Beam Flag. Die zeitliche Länge des Zählintervalls kann dabei variabel eingestellt werden. Auch hier symbolisieren die Pfeile die Spinstellungen von Atomen (erster Pfeil) und Elektronen (zweiter Pfeil). Unterhalb der Symbole sind für jede Zählrate die charakteristischen Spinrichtungen der wechselwirkenden Teilchen in der Tabelle 4.1 verdeutlicht. Diese werden mit dem Spin-Flipper (für die Cäsiumatome) und der Pockels-Zelle (für die Elektronen) eingestellt. Zu Beginn jedes Zyklus ist die Spinstellung der Cäsiumatome durch die $\frac{\lambda}{4}$ -Platte parallel zum Normalenvektor \mathbf{n} der Streuebene festgelegt.

Aufbau eines Messzyklus											
U_1	Z_1	Z_2	U_2	Z_3	Z_4	U_3	Z_5	Z_6	U_4	Z_7	Z_8
Spinstellung der Cäsiumatome und der Elektronen											
↑↑	↑↑	↓↑	↓↑	↓↑	↑↑	↓↓	↓↓	↑↓	↑↓	↑↓	↓↓

Tabelle 4.1:

Aufbau eines Zyklus im Verlauf einer Messung der spinabhängigen Asymmetrien bei inelastischen Streuprozessen sowie zur Ermittlung der Ionisations-Asymmetrie. Die Spinstellungen der Atome und der Elektronen sind ebenfalls aufgeführt.

Je nach Größe der Gesamtzählrate beträgt die Messzeit pro Zählintervall vier bis acht

Sekunden. Üblicherweise werden vier Messzyklen zusammengefasst und definieren einen Run. Es sind 25 bis 50 Runs erforderlich, um einen Asymmetrie-Punkt zu messen. Die jeweilige Anzahl der Runs ist von dem Verhältnis von Gesamt- zu Untergrundzählrate abhängig.

Für die Berechnung der Asymmetrien werden die Zählraten N_1, \dots, N_8 aus der Differenz zwischen Gesamt- und Untergrundzählraten gebildet und die Gleichungen 4.12 - 4.14 angewandt. Der statistische Fehler für die berechneten Größen wird nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt. Systematische Fehler während der Messung werden durch instrumentelle Asymmetrien A_{false} und A_{drift} berücksichtigt [39, 59]. Eine weitere Überprüfung der zur Berechnung eines Asymmetrie-Messpunktes herangezogenen Runs besteht in der automatisierten Überwachung des optisch gepumpten Atomstrahls. Dafür wird der Hot-Wire-Detektor auf eines der Signale des gepumpten Atomstrahls eingestellt und die Höhe dieses Signals wird dann nach jedem Ablauf eines Runs vom Computer ausgelesen und gespeichert.

Die für die Runs aufgenommenen und in einem Messprotokoll gespeicherten Daten ergeben einen Asymmetrie-Wert:

$$A = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n A_j. \quad (4.6)$$

Dabei entspricht n der Anzahl der Runs für einen Messpunkt. Der bei der Darstellung einer Asymmetrie angegebene Fehler entspricht der Standardabweichung:

$$\sigma(A) = \pm \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{j=1}^n (A_j - A)^2}. \quad (4.7)$$

In der Standardabweichung sind die Fehler der Strahlpolarisationen ΔP_a und ΔP_e nicht erfasst. Bei der Auswertung der Messdaten muss dieser systematische Fehler, der aus den Polarisationsbeträgen abzuleiten ist, miteinbezogen werden:

$$\Delta A_1 = A_1 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta P_a}{P_a}\right)^2} \quad (4.8)$$

$$\Delta A_2 = A_2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)^2} \quad (4.9)$$

$$\Delta A_{nn} = A_{nn} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta P_a}{P_a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)^2}. \quad (4.10)$$

Der statistische Fehler wird ebenfalls bei den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitten berücksichtigt und wird für jeden Messpunkt aus der Gesamtzählrate (Z) und der Untergrundzählrate (U) bestimmt:

$$\frac{\Delta N}{s} = \frac{\sqrt{Z+U}}{t}. \quad (4.11)$$

Dabei ist t die gesamte Messzeit und ΔN der statistische Fehler der Nettozählrate N ($N = \frac{Z-U}{t}$) pro Sekunde.

Mit den gemessenen Polarisierungen und der Aufnahme von Zählraten bei vier verschiedenen Orientierungen ($N^{\uparrow\uparrow}$, $N^{\downarrow\downarrow}$, $N^{\uparrow\downarrow}$, $N^{\downarrow\uparrow}$) der Polarisationsvektoren beider Teilchenstrahlen werden die drei spinabhängigen Asymmetriefunktionen A_{nn} , A_2 und A_1 für inelastische Streuprozesse gebildet. Für die Auswertung der experimentell erzielten Ergebnisse werden neben den Untergrundzählraten U^{ae} die vom Untergrund bereinigten Zählraten N^{ae} benötigt, die sich aus der Differenz $N^{ae} = Z^{ae} - U^{ae}$ ergeben. Dabei symbolisieren die Indizes (a und e) die Spinstellungen der Atome (a) und der Elektronen (e). Durch geeignete Zählratenkombinationen ergeben sich dabei gemäß den in Kapitel 2 gegebenen Beziehungen die Asymmetriefunktionen:

$$A_{nn} = \frac{1}{P_a P_e} \cdot \frac{(N^{\uparrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\uparrow} + N^{\downarrow\downarrow})}{(N^{\uparrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow}) + (N^{\uparrow\uparrow} + N^{\downarrow\downarrow})} \quad (4.12)$$

$$A_2 = \frac{1}{P_e} \cdot \frac{(N^{\uparrow\uparrow} + N^{\downarrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} + N^{\downarrow\downarrow})}{(N^{\uparrow\uparrow} + N^{\downarrow\uparrow}) + (N^{\uparrow\downarrow} + N^{\downarrow\downarrow})} \quad (4.13)$$

$$A_1 = \frac{1}{P_a} \cdot \frac{(N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\downarrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow})}{(N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}) + (N^{\downarrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow})}. \quad (4.14)$$

Durch Division der aus den Zählraten N^{ae} und U^{ae} gebildeten Rohasymmetrien mit den experimentell ermittelten Werten für die Strahlpolarisationen wird berücksichtigt, dass die Teilchenstrahlen in realen Experimenten nicht vollständig polarisiert sind. Die am Ende eines Messruns ermittelten Rohasymmetrien und Spin-Asymmetriefunktionen werden zur endgültigen Auswertung vom Messcomputer abgespeichert.

Auf gleiche Weise werden aus den entsprechenden Untergrundzählraten die Untergrundasymmetrien U_{nn} , U_2 und U_1 gebildet. Sie dienen dazu, die im Verlauf eines Messruns auftretenden, durch äußere Einflüsse bedingten Intensitätsschwankungen, zu überwachen. Diese fließen jedoch nicht als Korrektur-Terme in die Ermittlung von Asymmetrie-Werten ein. Im Fall auftretender Intensitätsschwankungen wird eine laufende Messung unterbrochen und alle Einstellungen müssen überprüft werden; erst wenn die ursprüngliche Einstellung der unterbrochenen Messung wiederhergestellt ist (siehe 4.1), kann die Messung fortgesetzt werden. Bei einem stabilen Betrieb der Apparatur sind lediglich geringe Intensitätsschwankungen zu verzeichnen, so dass die Untergrundasymmetrien erfahrungsgemäß kleine Werte um Null annehmen.

Bei der Darstellung der Messergebnisse im nächsten Kapitel werden die Werte für die jeweiligen systematischen Fehler angegeben. Nähere Erläuterungen zur Simulation des Detektorverhaltens und die sich daraus ergebenden Resultate, die für den korrekten Vergleich mit den Theorien verwendet werden, folgenden im nächsten Abschnitt (4.3).

4.3 Simulation des Detektorverhaltens

Um einen korrekten Vergleich zwischen den experimentell ermittelten Daten und der Theorie zu gewährleisten, müssen bei der Bestimmung der drei Asymmetrien im Fall inelastischer Streuprozesse die Feinstrukturzustände berücksichtigt werden, da diese unterschiedliche Beiträge zum Asymmetriewert liefern. Dafür wurde eine Auswertmethode für die Datenanalyse entwickelt, welche die Transmission der inelastisch gestreuten Elektronen durch den Analysator genau berechnet. Im folgenden Beispiel wird die Auswertmethode für eine Streuenergie von 10 eV und einen Streuwinkel von 40° diskutiert.

Da die Energiebreite des Analysators mit $\Delta E = 0.3$ eV größer als die Feinstrukturaufspaltung (und bei den unaufgelösten Daten mit $\Delta E = 0.7$ eV auch größer als die Aufspaltung $P \leftrightarrow D$) ist, sind Anteile aller FS-Zustände im Maße ihrer Transmission durch den Analysator im Signal enthalten. Der Transmissionsgrad eines Kugelspektrometers (Analysator/Monochromator), das auf eine Transmissionsenergie E mit einer Energiebreite ΔE für eine kinetische Energie E_k eingestellt ist, entspricht üblicherweise einer Dreiecksfunktion

$$T(E_k, E) = D\left(\frac{E_k - E}{\Delta E}\right), D(x) = \begin{cases} 1 - |x| & \text{für } |x| < 1 \\ 0 & \text{für } |x| \geq 1 \end{cases}. \quad (4.15)$$

Außerdem hat der Elektronenstrahl in der Streuregion eine Energieverteilung

$$f_{el}(E_k) = \frac{1}{\Delta E_{st}} \cdot D\left(\frac{E_k - E_{st}}{\Delta E_{st}}\right). \quad (4.16)$$

Dabei ist $\frac{1}{\Delta E_{st}}$ der Normierungsfaktor, damit das Integral $\int_{-\infty}^{\infty} f_{el}(E) = 1$ ist, E_{st} steht für die Streuenergie und ΔE_{st} bezeichnet die Energiebreite des Elektronenstrahls, die während jeder Messung 150 meV betrug.

Inelastisch gestreute Elektronen haben einen Energieverlust E_z , welcher der Anregungsenergie des Übergangs zum Zustand Z entspricht. Mit der sich daraus ergebenden Energieverteilung eines Zustands $f_z = f_{el}(E_k + E_z)$ folgt für die Zählrate N , die proportional zu σ ist:

$$N_z(E_k) = \sigma_z \cdot f_{el}(E_k + E_z). \quad (4.17)$$

Mit vier Anregungen im betrachteten Energiebereich hat das simulierte Energieverlustspektrum beim Eintritt in den Analysator die in Abbildung 4.1 a) dargestellte Form. In Abbildung 4.1 b) ist die prozentuale Gewichtsverteilung der vier Anregungen bei der gewählten Analytoreinstellung am Beispiel eines Energieverlustes von -1,43 eV (Maximum des P-Peaks) relativ zum Maximum des elastischen Peaks aufgeführt.

Die Zählrate lässt sich dann ausdrücken durch

$$N(E_k) = \sum_{z=1}^4 N_z(E_k) = \sum_{z=1}^4 \sigma_z \cdot f_{el}(E_k + E_z). \quad (4.18)$$

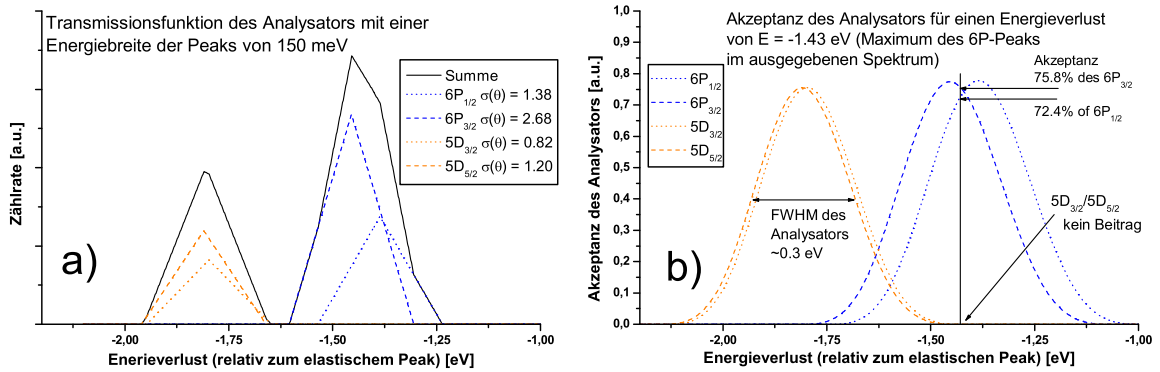


Abbildung 4.1:

Simulation des Detektorverhaltens bei Eingabe theoretischer Daten für die 6P und 5D Wirkungsquerschnitte am Beispiel einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40°.

Der Transmissionsgrad des Analysators ist durch eine Dreiecksfunktion mit der Amplitude 1 wie folgt gegeben:

$$T_{an}(E_k, E) = D \left(\frac{E_k - E}{\Delta E(E)} \right), \quad (4.19)$$

E ist die eingestellte und E_k die transmittierte Energie, ΔE ist hierbei energieabhängig. Der Analysator sammelt alle gestreuten Elektronen im Bereich $[E - \Delta E, E + \Delta E]$ mit

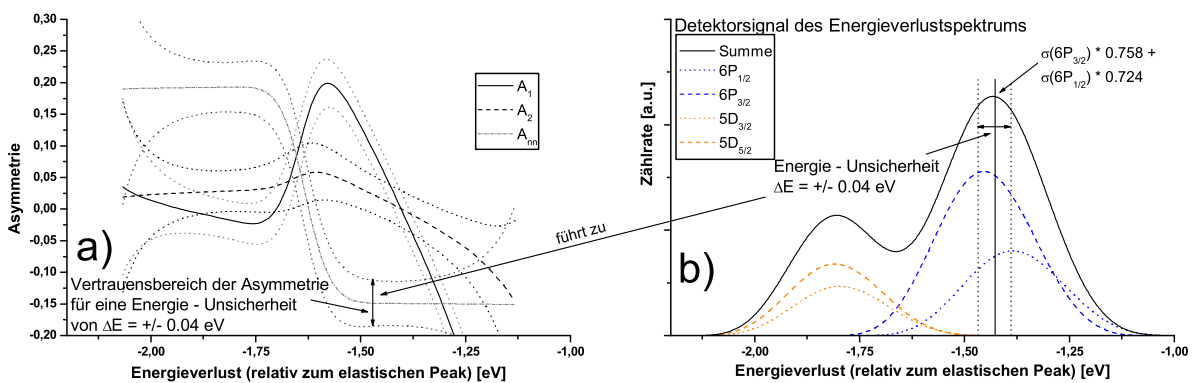


Abbildung 4.2:

Abhängigkeit der Asymmetrien von wechselnden Beiträgen der FS-Zustände bei verschiedenen Analysatoreinstellungen (a). Simuliertes Energieverlustspektrum bei einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40° nach dem Verlassen des Analysators, mitaufgeführt sind Beiträge der einzelnen FS-Zustände (b).

unterschiedlichem Transmissionsgrad. Damit folgt für das Ausgangsspektrum des Analysators (Abb. 4.2, b)):

$$N(E) = \sum_{z=1}^4 \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} T_{an}(E_k, E) \cdot N_z(E_k) dE_k. \quad (4.20)$$

Da die σ_z nur winkel- und nicht energieabhängig sind, lässt sich 4.20 vereinfacht darstellen:

$$N(E) = \sum_{z=1}^4 \sigma_z(\Theta) \cdot \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} T_{an}(E_k, E) \cdot f_{el}(E_k, E_z) dE_k = \sum_z \sigma_z(\Theta) \cdot T_z(E), \quad (4.21)$$

mit T_z definiert durch

$$T_z(E) = \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} T_{an}(E_k, E) \cdot f_{el}(E_k + E_z) dE_k. \quad (4.22)$$

Das Integral ist nicht winkelabhängig und kann für alle Winkel berechnet werden, wie in Abbildung 4.2 b) gezeigt.

Abschließend müssen die Wirkungsquerschnitte und die Asymmetrien der einzelnen Zustände nach ihren Anteilen an der Zählrate, die abhängig sind von der Energie, wie folgt gewichtet werden:

$$\sigma(E, \Theta) = \sum_z \sigma_z(\Theta) T_z(E) \quad (4.23)$$

$$A(E, \Theta) = \frac{\sum_z \sigma_z(\Theta) T_z(E) \cdot A_z(\Theta)}{\sigma(E, \Theta)}. \quad (4.24)$$

Der Verlauf der verschiedenen Asymmetrien $A(E)$ ist in Abbildung 4.2 a) dargestellt. Diese zeigt die Abhängigkeit der Asymmetrien von wechselnden Beiträgen der FS-Zustände bei verschiedenen Analysatoreinstellungen. Da die Einstellung der Streuenergie nur mit einer Genauigkeit von $\pm 0.04 \text{ eV}$ möglich ist, sind die Graphen mit einem Vertrauensbereich $[A(E-0.04), A(E+0.04)]$ angegeben.

Abbildung 4.3 b) zeigt einen Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Daten. Da die beiden Energieverlustspektren gleich sind, können die auf diese Weise ermittelten theoretischen Daten zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen herangezogen werden. Desweiteren muss der Verlauf der drei Asymmetrien in Abhängigkeit der Analysatoreinstellung, wie in der Abb. 4.3 a) gezeigt, berücksichtigt werden. Auffällig ist hierbei die starke Variation der Asymmetriewerte im Energiebereich des P-Peak-Maximums. Dieses Verhalten korrespondiert am Beispiel der Asymmetrie A_1 (siehe Abb. 4.3 d)) mit stark unterschiedlichen Asymmetriewerten der zugehörigen FS-Zustände (Vgl. Abb. 4.3 c)) bei dem betrachteten Streuwinkel von 40° . Dazu wurden die in Abb. 4.3 dargestellten Testmessungen durchgeführt, die das besagte Verhalten bestätigen.

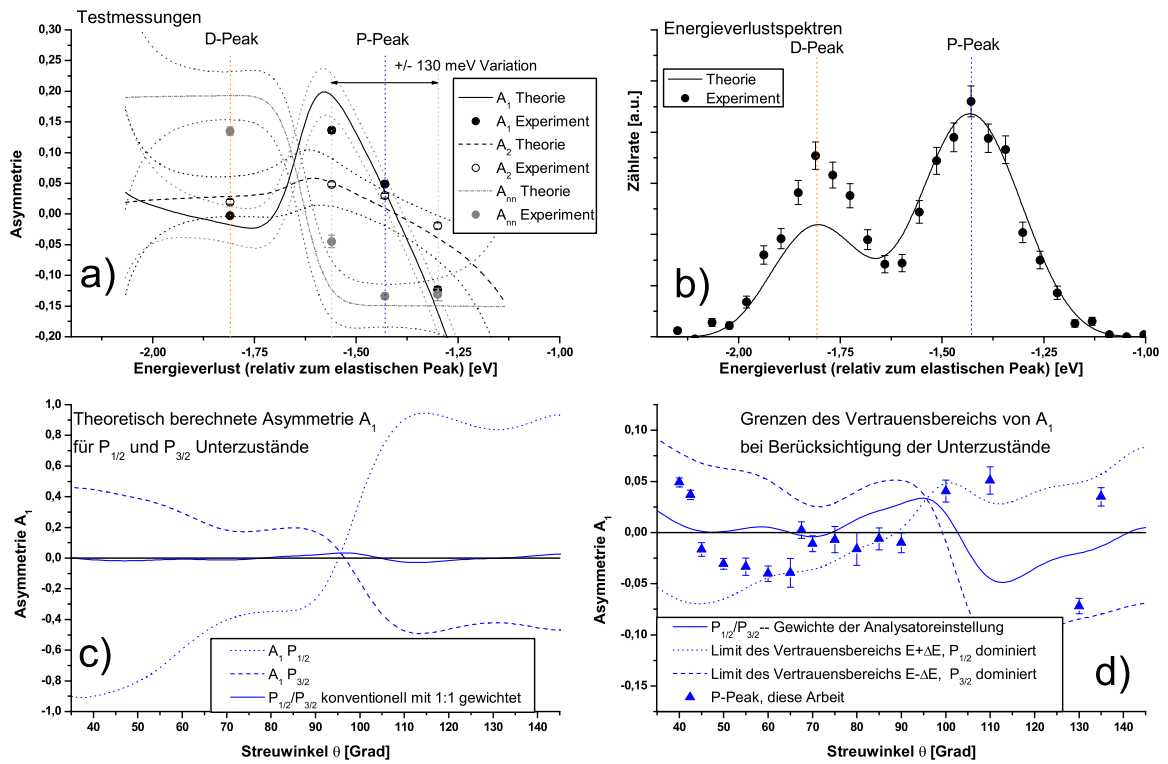


Abbildung 4.3:

Gemessene und simulierte Energieverlustspektren und Asymmetrien im Vergleich.

Bei der Präsentation der Messergebnisse wird dieses Verhalten der Asymmetriewerte mit Angabe eines Vertrauensbereichs für die jeweilige Asymmetrie hinsichtlich der Einflüsse der FS-Zustände berücksichtigt (siehe Abb. 4.3 d)).

Kapitel 5

Messergebnisse

Die Darstellung und Beschreibung der spinabhängigen Asymmetrien in der inelastischen Streuung bei intermediären Energien gestaltet sich schwieriger als die Beschreibung elastischer Streuprozesse in diesem Energiebereich. Der hier betrachtete Bereich wurde erstmals im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht. Im Folgenden werden die vier untersuchten Observablen, der relative differentielle Wirkungsquerschnitt und die drei Spin-Asymmetrien, in zwei Abschnitten dieses Kapitels präsentiert. Im ersten Abschnitt werden die mit der verbesserten Betriebsweise des Analysators gemessenen Observablen nach P- und D-Zuständen im Energiebereich zwischen 7 eV und 12 eV diskutiert. Die mit der älteren Betriebsweise des Analysators erzielten Ergebnisse für die vier Observablen im Energiebereich zwischen 5 eV und 25 eV werden im zweiten Abschnitt aufgeführt. Zum Vergleich der Messdaten mit der Theorie stehen, wie bereits beschrieben, neue BP-Berechnungen von Bartschat und CCC-Berechnungen zur Verfügung. Hierbei werden die Ergebnisse für die P-Zustände mit den BP40-Rechnungen (in der graphischen Darstellung mit 'Ref. 6' bezeichnet) verglichen, die auch für den Vergleich von Messdaten, die mit der älteren Betriebsweise des Analysators erzielt wurden, verwendet werden. Im letzteren Fall müssen die BP40-Datensätze für den P-Peak mit BP-Datensätzen für den D-Peak gefaltet werden. Hinsichtlich des D-Peaks werden Daten die aus Misch-Zuständen hervorgehen (BP24 + BP40) für Streuenergien bis 15 eV herangezogen und ab 18 eV werden nur BP24-Datensätze verwendet. Bei der Betrachtung der Austausch-Asymmetrie $A_{nn}(6S - 6P)$ oder $A_{nn}(6S - 5D)$, im ersten Abschnitt können CCC-Berechnungen (in der graphischen Darstellung mit 'Ref. 21' bezeichnet) von Bray hinzugezogen werden.

Neben der angewandten Auswertmethode für den Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen findet die rechnerisch ermittelte Winkelakzeptanz des Elektronendetektors Berücksichtigung. Dafür werden die mit der Winkelauflösungsfunktion gefalteten theoretischen Vergleichsdaten mit den Messergebnissen verglichen und graphisch dargestellt. Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft die Faltungsergebnisse für die Spin-Orbit-Asymmetrie bei einer Streuenergie von 7 eV, die stellvertretend für

alle ermittelten Faltungsergebnisse stehen und hierbei die größten Abweichungen zur ungefalteten theoretischen Kurve aufweist. Wie man sieht sind die Abweichungen sehr gering und liegen innerhalb des Vertrauensbereichs, so dass bei den im Folgenden präsentierten Streuenergien die Faltungsergebnisse in der graphischen Darstellung nicht weiter aufgeführt werden.

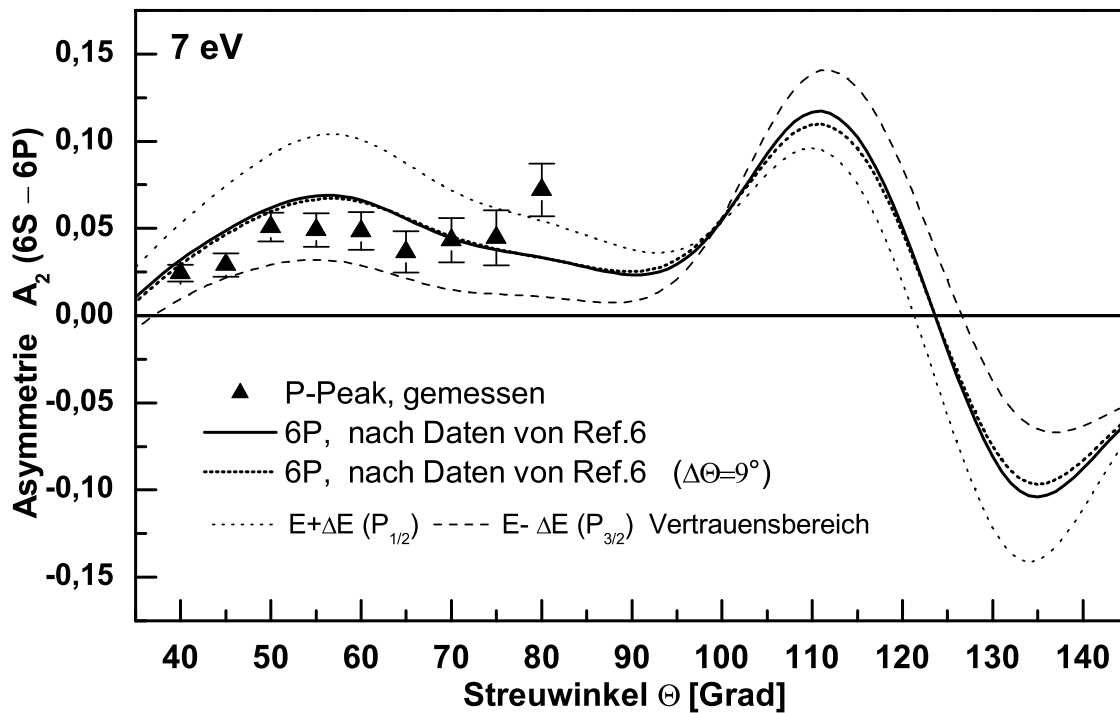


Abbildung 5.1:

Gezeigt ist der Datensatz für A_2 bei einer Streuenergie von 7 eV aus Abbildung 5.4 einschließlich des Ergebnisses der mit einer Winkelauflösung von $\Delta\Theta = 9^\circ$ durchgeführten Faltung einer theoretischen Kurve.

Im Verlauf der Ergebnisdiskussion wird im Einzelnen auf die für die jeweiligen Messreihen charakteristischen Parameter für die Einstellungen des Elektronendetektors und die zu berücksichtigenden systematischen Fehler eingegangen. Einen Überblick zeigt Tabelle 5.1, mit angegeben ist die bei den Messungen fest eingestellte Energiehalbwidthsbreite des Elektronenstrahls ΔE_{FWHM} (Strahl) und die Energieauflösung des Elektronenanalysators ΔE_{FWHM} (Detektor). Die relativen systematischen Fehler ΔA_{nn} , ΔA_2 und ΔA_1 der Spin-Asymmetriefunktionen nehmen für die betrachteten Energien Werte aus den in der Tabelle 5.1 angegebenen Bereichen an. In den jeweiligen Bildunterschriften bei der Diskussion der Ergebnisse für die einzelnen physikalischen Größen sind genauere Angaben zu den gewählten Einstellungen aufgeführt.

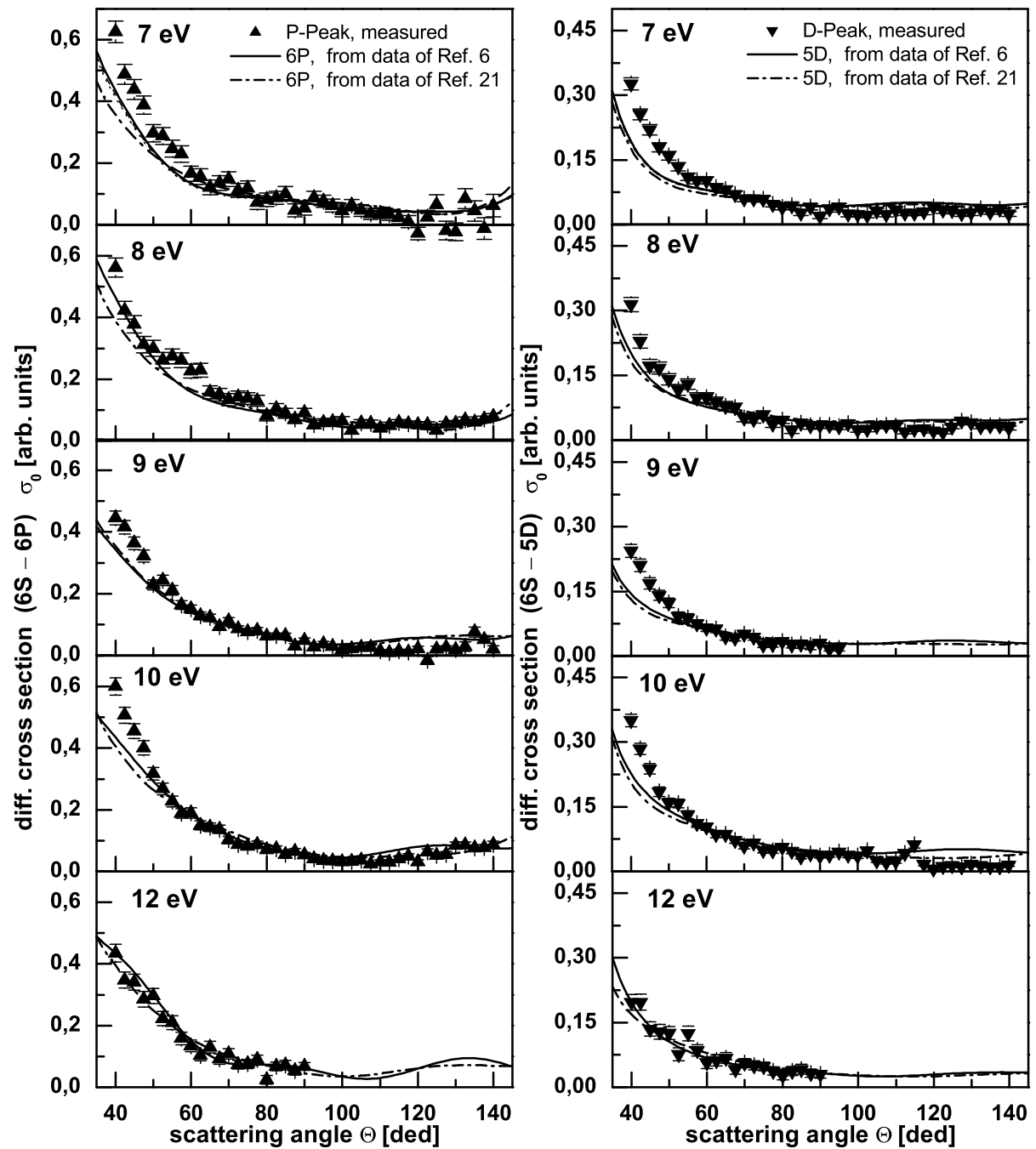


Abbildung 5.2:

Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(6S-6P)$ [links] und $\sigma_0(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.

Inelastische Streuprozesse			
Streuenergien: 5, 7, 8, 9, 10, 12, 13, 15, 18, 20, 25 eV			
ΔE_{FWHM} : 150 meV(Strahl)			
ΔE_{FWHM} (Detektor)	ΔA_{nn}	ΔA_2	ΔA_1
0.7–0.76 eV (neu:0.2–0.3)	5.6–10.4%	3.9–4.4%	5.6–9.5%

Tabelle 5.1:

Überblick einiger Parameter für die Aufnahme der Messergebnisse.

5.1 Nach P- und D-Zuständen aufgelöste Messungen

Die erzielten Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt und die drei Asymmetrien, getrennt nach P- (jeweils linke Spalte: $\sigma_0(6S - 6P)$, $A_{nn}(6S - 6P)$, $A_2(6S - 6P)$, $A_1(6S - 6P)$) und D-Zuständen (jeweils rechte Spalte: $\sigma_0(6S - 5D)$, $A_{nn}(6S - 5D)$, $A_2(6S - 5D)$, $A_1(6S - 5D)$) werden in diesem Abschnitt diskutiert.

Aufgrund geringer Zählraten für alle Streuenergien in diesem Abschnitt ist es nicht möglich gewesen in einer vertretbaren Zeit den gesamten Streuwinkelbereich zwischen 40° und 140° zu erfassen. Bis auf die Streuenergie von 10 eV, für die bedeutend längere Messzeiten aufgewandt wurden, erstrecken sich die hier durchgeführten Messreihen über einen Streuwinkelbereich von 40° bis 95° für den P-Peak und im Bereich zwischen 40° und 90° für den D-Peak.

Das Verhältnis von Gesamt- und Untergrundzählrate beträgt für jede hier aufgeführte Streuenergie etwa 20:0 im Gegensatz zur älteren Betriebsweise des Analysators, die ein Verhältnis von ca. 180:2 aufweist.

5.1.1 Wirkungsquerschnitt σ_0

Für jede hier diskutierte Streuenergie sind die theoretischen Wirkungsquerschnitte in Abbildung 5.1.1 an die experimentellen Werte in einem Streuwinkelbereich von 80° bis 90° angepasst worden.

Betrachtet man den Verlauf der theoretischen Kurven für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(6S - 6P)$, stimmen die Ergebnisse von Experiment und Theorie für alle präsentierten Streuenergien ab einem Streuwinkel von etwa 55° hin zu größeren Winkeln gut überein. Dagegen sind große Abweichungen im Bereich kleiner Streuwinkel feststellbar, wobei die Messdaten in diesem Bereich durchgängig größere Werte aufweisen als die theoretischen Kurven. Diese Abweichung ist allerdings bei der Streuenergie von 12 eV verschwunden. Ein ähnliches Bild zeigen ebenfalls die Resultate für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(6S - 5D)$.

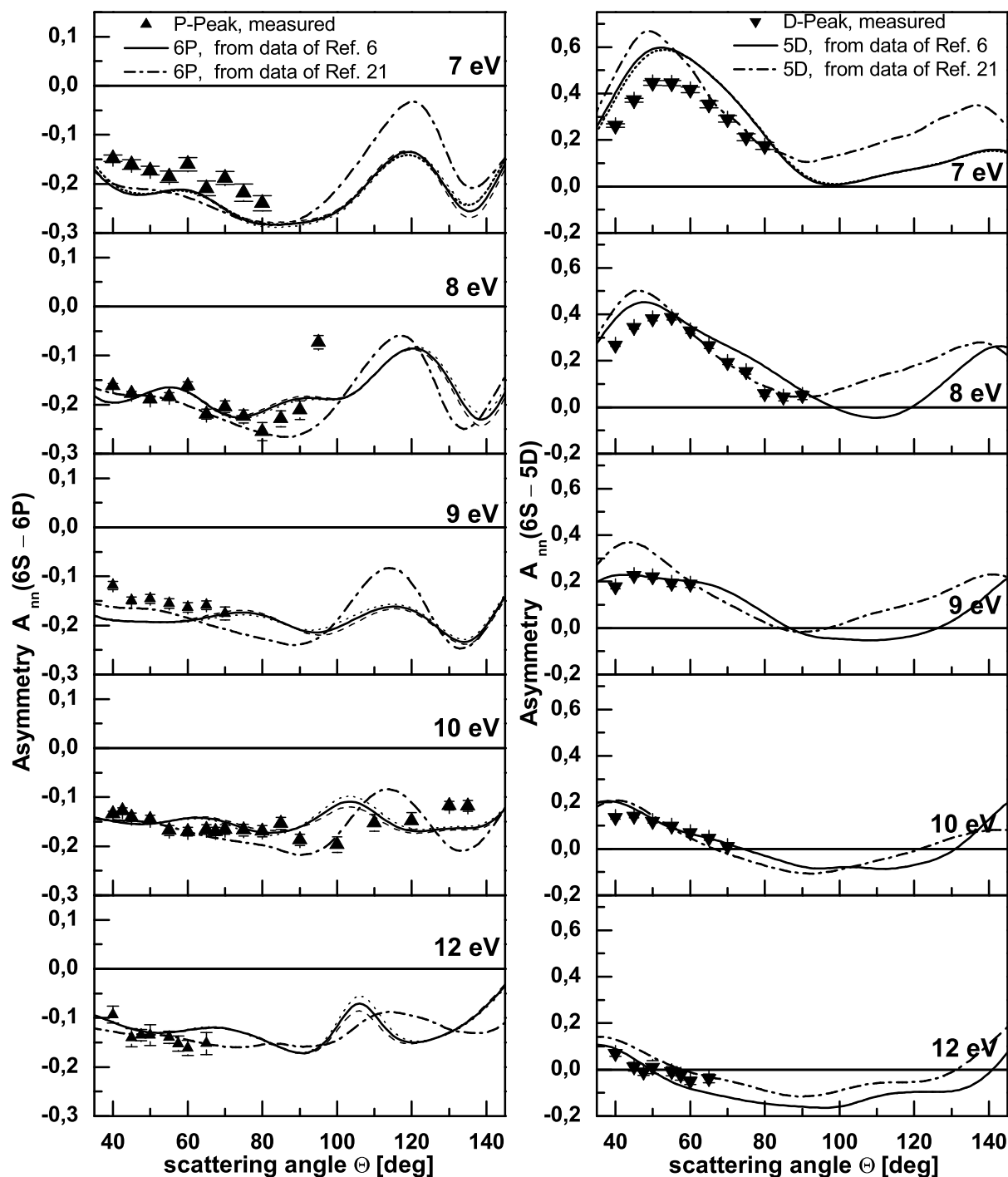


Abbildung 5.3:

Ergebnisse für $A_{nn}(6S-6P)$ [links] und $A_{nn}(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_{nn} = 8.5\%$ bis 10% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.

5.1.2 Austausch-Asymmetrie A_{nn}

Bei den in Abbildung 5.3 dargestellten Ergebnissen für die Austausch-Asymmetrie zeigt sich, dass der tendenzielle Verlauf der Messpunkte, bezüglich der Größe und Vorzeichen im Fall des P-Peaks, überwiegend gut durch beide Theorien beschrieben wird. Eine kleinere Unstimmigkeit zeigt sich bei der Streuenergie von 7 eV wo über den untersuchten Winkelbereich größere Asymmetriewerte der Messpunkte vorliegen. Die experimentellen $A_{nn}(6S - 6P)$ -Werte für die Energie von 10 eV sind wie die theoretischen Kurven durchgehend negativ und folgen dem Verlauf der Kurven, ohne jedoch das von beiden Theorien vorhergesagte Maximum bei einem Streuwinkel von 110° (und 115°) zu bestätigen.

Die gemessene Asymmetrie $A_{nn}(6S - 5D)$ besitzt bei der Streuenergie von 7 eV ein ausgeprägtes Maximum bei einem Streuwinkel von etwa 55° , welches durch die Theorie ebenfalls bestätigt wird. Das theoretische Maximum ist jedoch deutlich positiver als das gemessene Maximum. Bei einer Streuenergie von 8 eV ist das theoretische Maximum um etwa 10° zu kleineren Streuwinkeln verschoben. Für Streuenergien von 9 eV, 10 eV und 12 eV besteht gute Übereinstimmung mit der Theorie. Die theoretischen Kurven folgen dem Verlauf und der Verlaufsänderung der Messdaten.

Es sei ebenfalls angemerkt, dass im Streuwinkelbereich von etwa 55° bis 90° für Energien von 7 eV und 8 eV die Messkurven etwas besser durch die CCC-Theorie beschrieben werden als durch die BP-Theorie, jedoch ist die Situation für 9 eV und 10 eV genau umgekehrt.

5.1.3 Spin-Orbit-Asymmetrie A_2

Ergebnisse für die Spin-Orbit-Asymmetrie sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

Hinsichtlich $A_2(6S - 6P)$ zeigt der Vergleich zwischen Experiment und Theorie größere Unstimmigkeiten im Bereich kleiner Streuwinkel bis etwa 55° bei den Streuenergien von 8 eV und 12 eV. Bei der Streuenergie von 8 eV nimmt die theoretische Kurve größere positive Werte an mit positiver Steigung. Bei der Streuenergie von 12 eV weisen die gemessenen Daten negative Werte auf im Gegensatz zu theoretischen Datensätzen. Des Weiteren gibt es eine Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie bezüglich des Nulldurchgangs bei der Streuenergie von 10 eV, der in den Messdaten um etwa 15° in Richtung größerer Winkel hin verschoben ist und bei einem Streuwinkel von ca. 105° liegt.

Im Rahmen der Genauigkeit wird der Kurvenverlauf von $A_2(6S - 5D)$ im gesamten untersuchten Streuenergiebereich qualitativ gut durch die Theorie beschrieben.

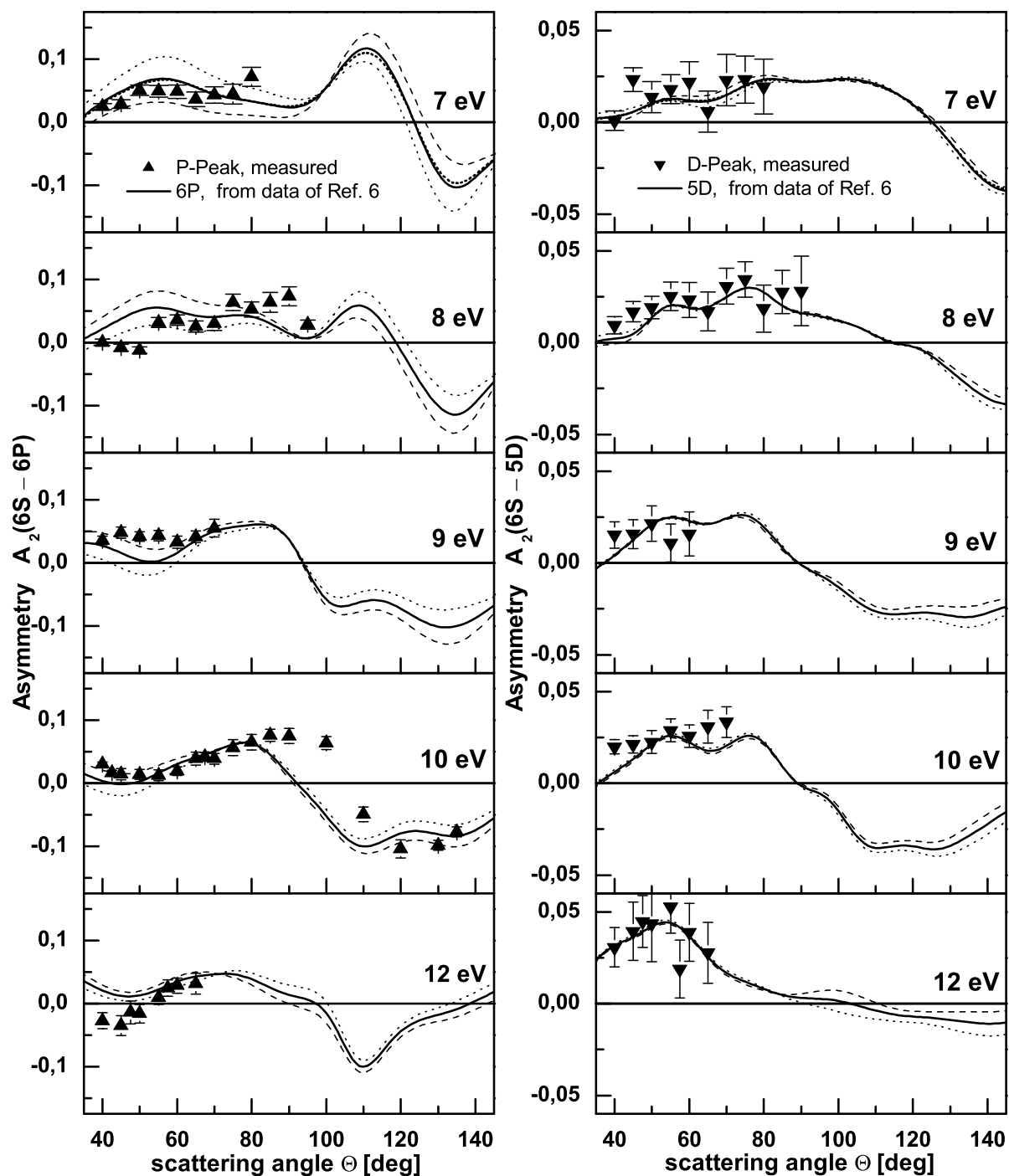


Abbildung 5.4:

Ergebnisse für $A_2(6S-6P)$ [links] und $A_2(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie beträgt $\Delta A_2 = 4.2\%$. Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.

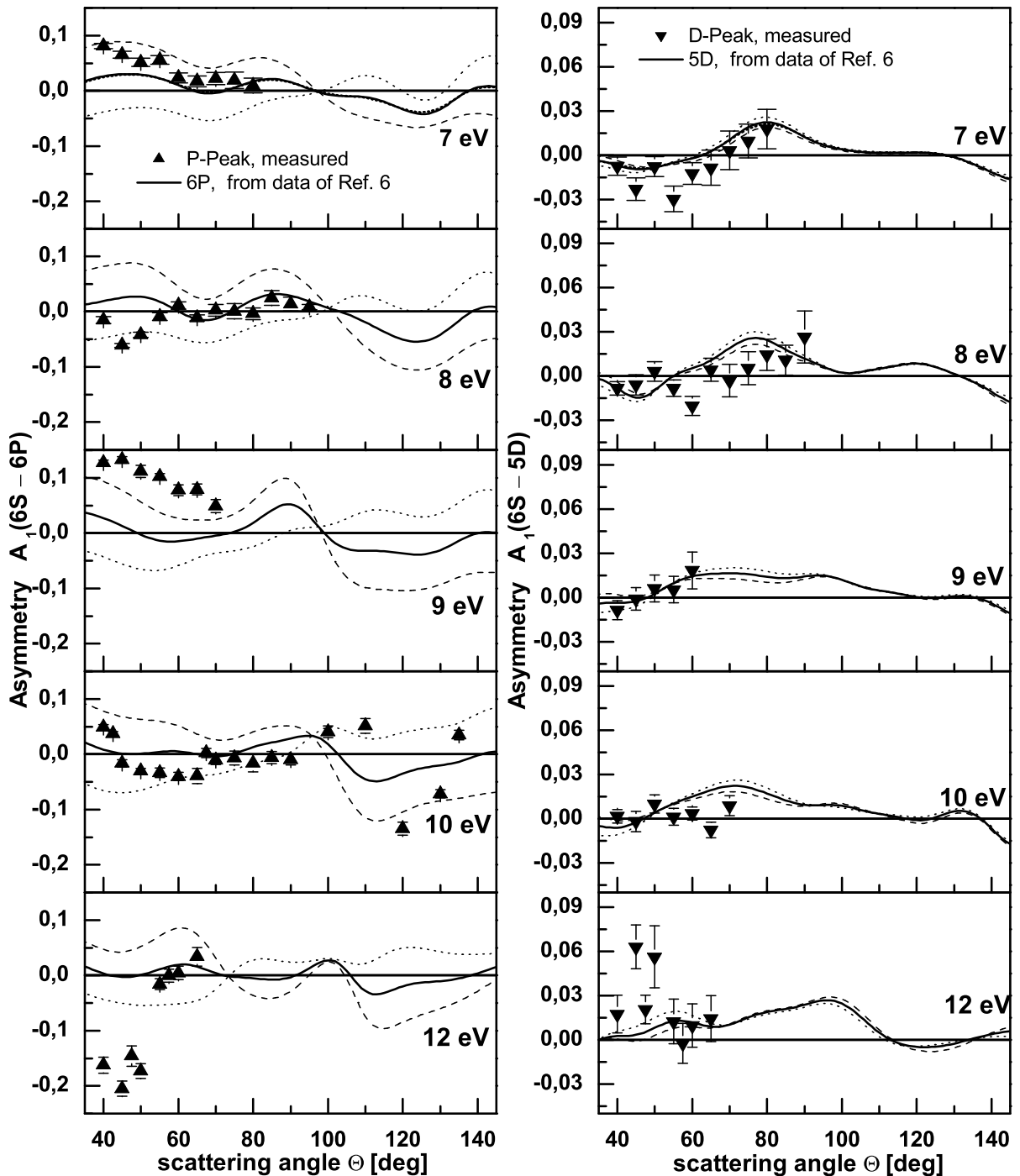


Abbildung 5.5:

Ergebnisse für $A_1(6S-6P)$ [links] und $A_1(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_1 = 7.4\%$ bis 9.1% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.

5.1.4 Interferenz–Asymmetrie A_1

Resultate für die kleinste der drei Spin–Asymmetrien, die Interferenz–Asymmetrie, sind in Abbildung 5.5 zu sehen.

Die gemessene Asymmetrie $A_1(6S - 6P)$ wird teilweise gut durch die Theorie beschrieben im Fall der Streuenergien von 7 eV, 8 eV und 10 eV mit kleinen Abweichungen im Bereich kleinerer Streuwinkel bis etwa 55° und für 10 eV bei größeren Winkeln ab etwa 110° . Die Abweichung bleibt jedoch im Rahmen der angegebenen Grenzen des Vertrauensbereichs. Dagegen gibt es große Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie bei Streuenergien von 9 eV und 12 eV. Die Messreihe bei 9 eV weist deutlich größere Asymmetrie–Werte im Vergleich mit den theoretische Daten auf, dabei liegen die Messwerte außerhalb des Vertrauensbereichs und es wird nur tendenziell der Verlauf der theoretischen Kurve wiedergegeben. Eine ähnliche Situation zeigt sich auch für die Streuenergie von 12 eV im Bereich kleinerer Streuwinkel bis etwa 55° , wo die Messreihe im Gegensatz zur theoretischen große negative Werte annimmt.

Bis auf die Streuenergien von 10 eV und 12 eV werden die gemessenen D–Reihen der Asymmetrie $A_1(6S - 5D)$ relativ gut durch die Theorie beschrieben. Der Vergleich mit theoretischen Daten weist im Rahmen der Genauigkeit gute Übereinstimmung mit den Messdaten auf. Im Gegensatz dazu zeigt der Vergleich zwischen Experiment und Theorie für die beiden Streuenergien von 10 eV und 12 eV nur tendenzielle Übereinstimmung im Verlauf der Kurven. Die Messdaten bei 10 eV nehmen überwiegend Werte um Null und bei 12 eV im Bereich kleiner Streuwinkel bis 50° aber auch große positive Werte an. Es fällt an dieser Stelle schwer von Übereinstimmung oder keiner Übereinstimmung zu sprechen.

Da der Einfluss von Feinstruktur–Effekten durch unterschiedliche Anteile der FS–Zustände sich in der Größe des Vertrauensbereichs widerspiegelt und dieser für die jeweilige Analysatoreinstellung während einer Messung Berücksichtigung fand, scheinen diese Abweichungen eine andere Ursache zu haben. Es ist möglich, dass in diesem Streuwinkelbereich die Theorie die physikalische Größe nicht gut genug beschreibt.

Weiterhin könnten eventuell noch nicht erkannte, experimentelle Ursachen für die festgestellten Abweichungen verantwortlich sein.

5.2 Nicht aufgelöste Messungen

In diesem Kapitel werden Messergebnisse bei Streuenergien in einem Bereich von 5 eV bis 25 eV diskutiert, die mit einer älteren Betriebsweise des Analysators gemessen wurden. Hierbei konnten Messreihen im gesamten, erfassten Streuwinkelbereich von 40 bis 140 aufgenommen werden. Die Messergebnisse für Streuenergien von 5 eV, 8 eV, 20 eV und 25 eV wurden bereits in der Arbeit von Roth [47] und für 7 eV in meiner Diplomarbeit [44] ausführlich diskutiert, allerdings fand der Vergleich von Experiment und Theorie ohne Berücksichtigung der D-Zustände statt. Im Rahmen dieser Arbeit sind zusätzlich auch diese Messergebnisse beim Vergleich mit der BP-Theorie unter Hinzunahme der theoretischen Datensätze der D-Zustände dargestellt, die für die Auswertmethode wichtig sind.

Bei der Auswertung der Daten kommt auch hier die im Kapitel 4.3 beschriebene Auswertmethode zum Einsatz. Des Weiteren können die in diesem Abschnitt diskutierten Streuenergien 7 eV, 8 eV, 10 eV und 12 eV auch im direkten Vergleich zu den Messdaten, die mit der neuen Betriebsweise des Analysators erzielt wurden, betrachtet werden. Für den Vergleich von Experiment und Theorie werden BP-Berechnungen von Bartschat herangezogen. CCC-Näherungen von Bray können dabei nicht zum Vergleich verwendet werden, da keine feinstrukture aufgelösten Datensätze für die P- und D-Zustände zur Verfügung standen, diese aber für das Auswertverfahren benötigt werden.

Wie in dem Kapitel zuvor sind die Messergebnisse zusammen mit den theoretischen Kurven dargestellt, wobei die physikalischen Größen im Maße der experimentellen Gegebenheiten als gewichtete Summe der vier FS-Zustände ($P_{1/2}$, $P_{3/2}$, $D_{3/2}$, $D_{5/2}$) zu verstehen sind. Der relative differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(P + D)$ und die drei Asymmetrien $A_{nn}(P + D)$, $A_2(P + D)$ und $A_1(P + D)$ werden jeweils in einer Übersicht über den gesamten untersuchten Energiebereich separat präsentiert. Die relativen systematischen Fehler sind in den zugehörigen Bildunterschriften zusammen mit der jeweiligen Energieauflösung des Analysators zu finden.

5.2.1 Wirkungsquerschnitt σ_0

In Abbildung 5.6 sind die nicht aufgelösten Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(P + D)$ dargestellt. Die experimentellen Daten wurden den theoretischen Datensätzen in einem Streuwinkelbereich um 80° angepasst.

Bei der Betrachtung der Streuenergie von 5 eV zeigen sich große Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment im Streuwinkelbereich zwischen 40° und 70° die eventuell auf experimentelle Probleme hinweisen könnten. Mit Ausnahme der Streuenergien von 15 eV bis 25 eV die im Bereich kleinerer Streuwinkel bis etwa $\Theta = 60^\circ$ größere Abweichungen zur Theorie aufweisen sind alle anderen Streuenergien, im Rahmen der Genauigkeit, in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Kleinere Abweichungen sind ebenfalls im größeren Streuwinkelbereich ab etwa 110° bei Streuenergien von 10 eV und 12 eV feststellbar, sowie im mittleren Winkelbereich bei Energien von 18 eV bis 25 eV.

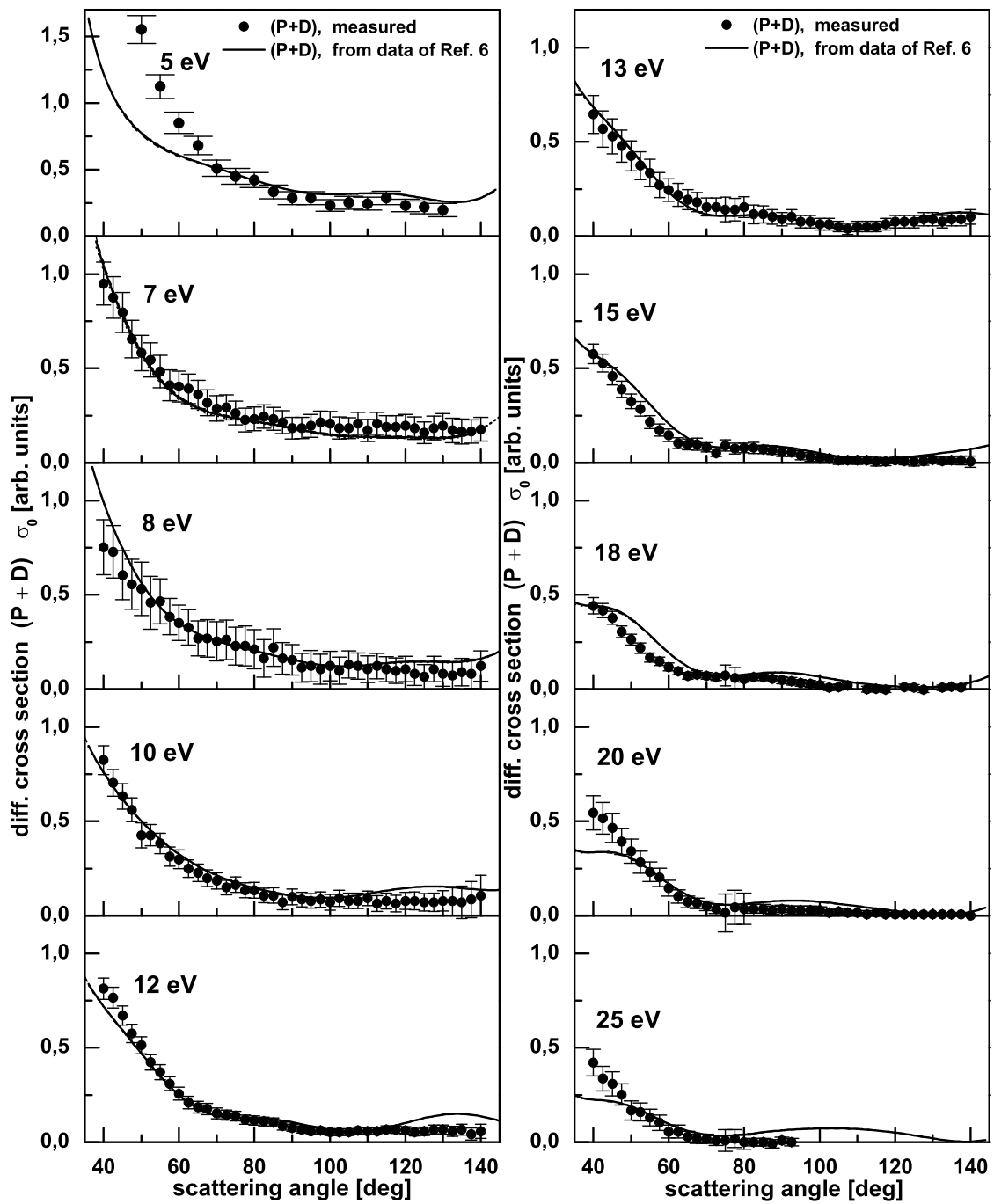


Abbildung 5.6:

Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.

5.2.2 Austausch–Asymmetrie A_{nn}

Wie bereits erwähnt, ergaben sich bei früheren Diskussionen ([44] und [47]) der in diesem Abschnitt präsentierten experimentellen Ergebnisse einige Diskrepanzen bei dem Vergleich der Messdaten und der Theorie. Nachdem neu berücksichtigt wurde, dass alle vier FS–Zustände mit unterschiedlichen Gewichtsanteilen einen Einfluss auf die gemessenen Spin–Asymmetrien haben, kann ein besserer und realistischer Vergleich zwischen Theorie und Experiment erfolgen.

In Abbildung 5.7 sind die Ergebnisse zusammen mit den theoretischen Datensätzen dargestellt.

Die Messergebnisse für die Austausch–Asymmetrie $A_{nn}(P + D)$ zeigen teils Übereinstimmung mit der Theorie aber zum Teil auch Diskrepanzen für einige Streuenergien und Streuwinkelbereiche. Bei dem Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie für die Streuenergie von 5 eV ist kaum eine Übereinstimmung festzustellen. Bei der Streuenergie von 7 eV kann man ebenfalls nur von einer globalen Übereinstimmung sprechen. Das nach der theoretischen Kurve erwartete Maximum bei einem Streuwinkel von 120° ist in der Messreihe um etwa 10° zu größeren Winkeln hin verschoben und nimmt im Gegensatz zum theoretisch berechneten Maximum positivere Werte an. Das zweite Maximum bei einem Winkel von 60° ist in den gemessenen Daten nicht vorhanden. Der Verlauf der Messdaten im Energiebereich von 8 eV bis 12 eV wird relativ gut durch die Theorie beschrieben. Kleinere Abweichungen sind bei der Energie von 8 eV im Streuwinkelbereich zwischen 70° und 95° sichtbar und für die beiden anderen Energien im größeren Streuwinkelbereich ab etwa 100° .

Bei der Streuenergie von 10 eV, bei der zu Test–Zwecken hinsichtlich der Simulationen und für nähere Untersuchung der Einflüsse auf die physikalischen Größen seitens der Feinstruktur–Effekte mehrere Messungen durchgeführt wurden, ist die Asymmetrie durchgängig negativ. Bis zu einem Streuwinkel von 90° wird die Messreihe gut durch die BP–Näherung wiedergegeben. Die experimentellen Daten besitzen jedoch ein Maximum bei etwa 120° im Gegensatz zur theoretischen Kurve. Bei der Betrachtung der A_{nn} –Asymmetrie in Abbildung 5.7 und der A_{nn} –Asymmetrie der früheren Präsentation (siehe Abbildung 5.8) wo die theoretische Kurve ohne Berücksichtigung der D–Zustände und experimenteller Gegebenheiten mit den gemessenen Daten verglichen wird ist ersichtlich, dass mit Hinzunahme der D–Zustände die Übereinstimmung mit der Theorie besser ist. Aus dem Vergleich zwischen Experiment und Theorie der nach P– und D–Zuständen aufgelösten Daten (Vgl. 5.3) wird diese Vermutung bestätigt, dass großen Abweichungen durch die Asymmetrie der D–Zustände hervorgerufen werden. Vergleicht man jedoch die Abbildungen 5.8 und 5.3 (unter Berücksichtigung aller FS–Zustände) miteinander, ist nur noch eine Abweichung im Streuwinkelbereich um 120° festzustellen. Diese Diskrepanz scheint anderen Ursachen zu unterliegen. Es könnte sein, dass die Theorie in diesem Streuwinkelbereich die physikalische Größe nicht gut genug beschreibt.

Die gemessene Asymmetrie bei der Streuenergie von 13 eV ist im erfassten Streuwinkelbereich

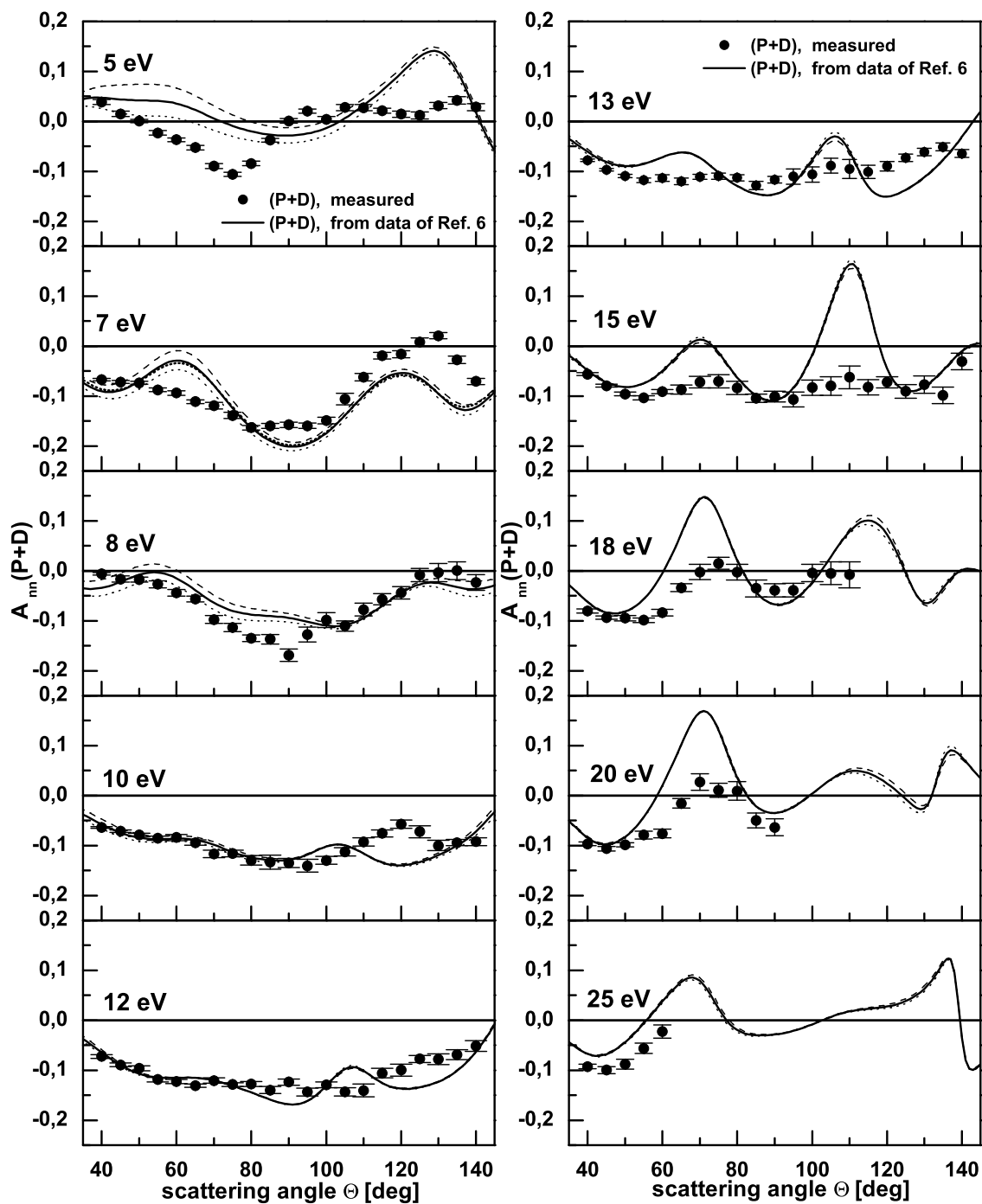
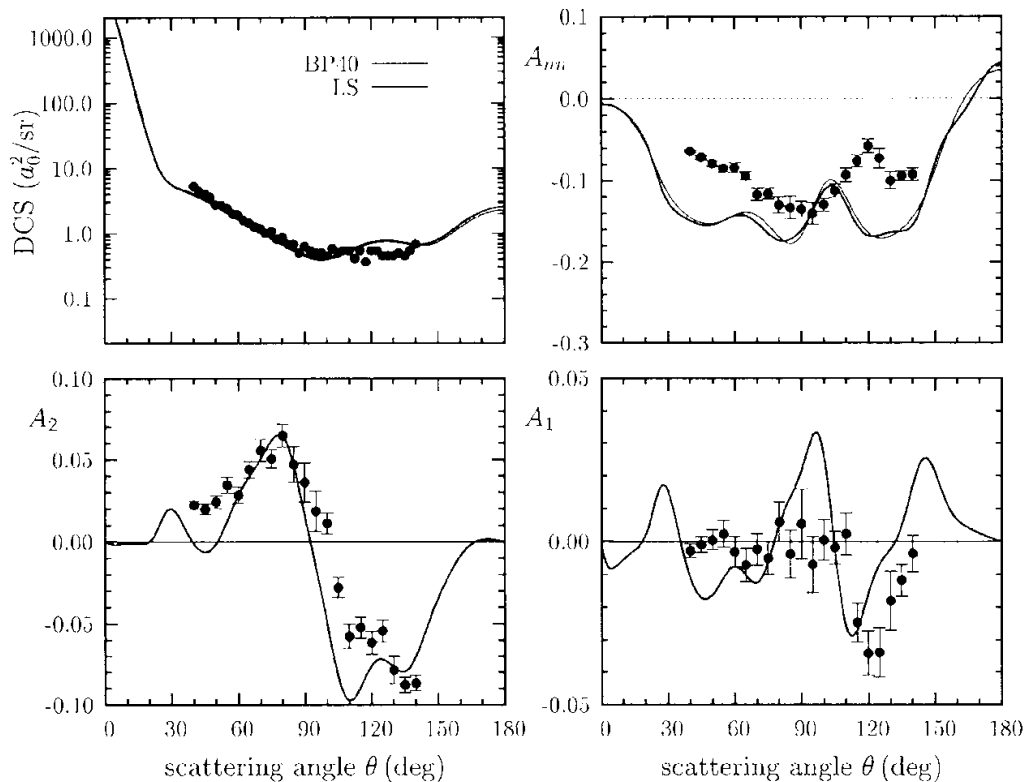


Abbildung 5.7:

Ergebnisse für $A_{nn}(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_{nn} = 5.6\%$ bis 10.4% . Der Vertrauensbereich ist für $E + \Delta E(P + D)$ punktiert und für $E - \Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.

**Abbildung 5.8:**

Dargestellt sind die Messergebnisse für den Wirkungsquerschnitt und die drei Asymmetrien bei einer Streuenergie von 10 eV im Vergleich mit der BP40-Theorie unter Berücksichtigung der P-Zustände (entnommen aus [2]).

kelbereich durchgängig negativ und zeigt im Gegensatz zu nachfolgenden Energien im Vergleich mit der Theorie kein eindeutiges Maximum. Bei Streuenergien von 15 eV bis 25 eV zeigen die theoretisch ermittelten Asymmetrien auffällige Maxima bei den Streuwinkeln von 70° und 110° . Das erste Maximum ist andeutungsweise ebenfalls in den Messdaten zu erkennen, es nimmt jedoch im Gegensatz zu theoretischen Daten keine so großen positiven Werte an. Bezüglich des zweiten Maximums gibt es große Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie. Im Fall von 25 eV deutet sich im Verlauf der Messpunkte die Wiedergabe des theoretischen Maximums an, welches jedoch aufgrund fehlender Messdaten nicht bestätigt werden kann.

5.2.3 Spin-Orbit-Asymmetrie A_2

Abbildung 5.9 zeigt die Ergebnisse für die Spin-Orbit-Asymmetrie $A_2(P + D)$. Die Messdaten der Asymmetrie werden bei allen aufgenommenen Streuenergien durch die Theorie überwiegend gut beschrieben. Einen ähnlichen Kurvenverlauf weisen die Mes-

spunkte bei Streuenergien von 5 eV und 7 eV auf, dabei ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie etwas besser für die Energie von 5 eV gegeben. Die Messdaten bei 7 eV weisen ein Maximum auf das bei einem Streuwinkel von 110° liegt, dabei ist die Peak-Breite größer als die der theoretischen Kurve und erstreckt sich über einen Streuwinkelbereich von 70° bis 140° .

Auch die Messkurven bei Streuenergien von 8 eV, 10 eV und 12 eV werden annähernd gut durch die theoretischen Daten wiedergegeben. Lediglich ab einem Streuwinkel von 120° zu größeren Winkeln hin gibt es Abweichungen zur Theorie. Der Verlauf der Messkurven bei Streuenergien von 13 eV und 15 eV ist ähnlich und wird durch die Theorie bis zum Streuwinkel von 95° relativ gut beschrieben. Jedoch gibt es größere Abweichungen hinsichtlich des Minimums im Streuwinkelbereich um 115° . Die Messreihe besitzt bei der Streuenergie von 15 eV ein Minimum bei einem Streuwinkel von 110° im krassen Gegensatz zum theoretischen Maximum bei $\Theta = 120^\circ$, das große positive Werte aufweist. Bei Streuenergien zwischen 18 eV und 25 eV stimmen Experiment und Theorie im Streuwinkelbereich zwischen 65° und 105° gut überein. Nur für Streuwinkeln unterhalb von 60° verläuft die Messreihe oberhalb der theoretischen Kurve, doch qualitativ besteht gute Übereinstimmung mit der Theorie.

5.2.4 Interferenz-Asymmetrie A_1

In Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse der Interferenz-Asymmetrie dargestellt. Obwohl es sich bei $A_1(P+D)$ um die kleinste der drei Asymmetrien handelt, deren Absolutwerte im Bereich zwischen 4% und 5% liegen, zeigt der Vergleich der Datensätze zwischen Theorie und Experiment zum Teil eine gute Übereinstimmung. Andeutungsweise wird der Verlauf der theoretischen Kurve bei der Streuenergie von 5 eV wiedergegeben. Unstimmigkeiten bestehen in der Lage des Nulldurchgangs, der gegenüber der theoretischen Kurve um etwa 15° zu größeren Winkeln verschoben ist. Bei den Streuenergien im Bereich von 7 eV bis 13 eV wird die Lage und Größe des theoretischen Minimums im Streuwinkelbereich um 120° , das sich mit zunehmender Streuenergie zu kleineren Winkeln hin verschiebt, ebenfalls durch die Messdaten bestätigt. Abweichungen bestehen an dieser Stelle in der Lage des Nulldurchgangs, der bei den gemessenen Datensätzen bei 8 eV, 10 eV und 12 eV in Richtung größerer Winkeln verschoben ist. Im mittleren Streuwinkelbereich besteht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, doch die stärker ausgeprägten Strukturen ab einem Streuwinkel von 70° werden nicht wiedergegeben. Der Vergleich der Messkurve mit der BP-Rechnung bei der Streuenergie von 15 eV weist große Diskrepanzen auf. Im kleineren Streuwinkelbereich bis $\Theta = 70^\circ$ folgt die Messkurve ansatzweise der theoretischen Näherung bis zum ersten Maximum bei etwa 65° , danach sind die Messwerte überwiegend negativ und eine eindeutige Struktur sowie ein zweites Maximum bei $\Theta = 110^\circ$, wie es nach der theoretischen Berechnung vorhergesagt wird, wird durch das Experiment nicht bestätigt. Eine ähnliche Situation zeigt sich ebenfalls für die Ergebnisse bei den Streuenergien von 18 eV bis 25 eV. In den Messkurven ist nur andeutungsweise der Verlauf der theoretischen Kurven erkennbar.

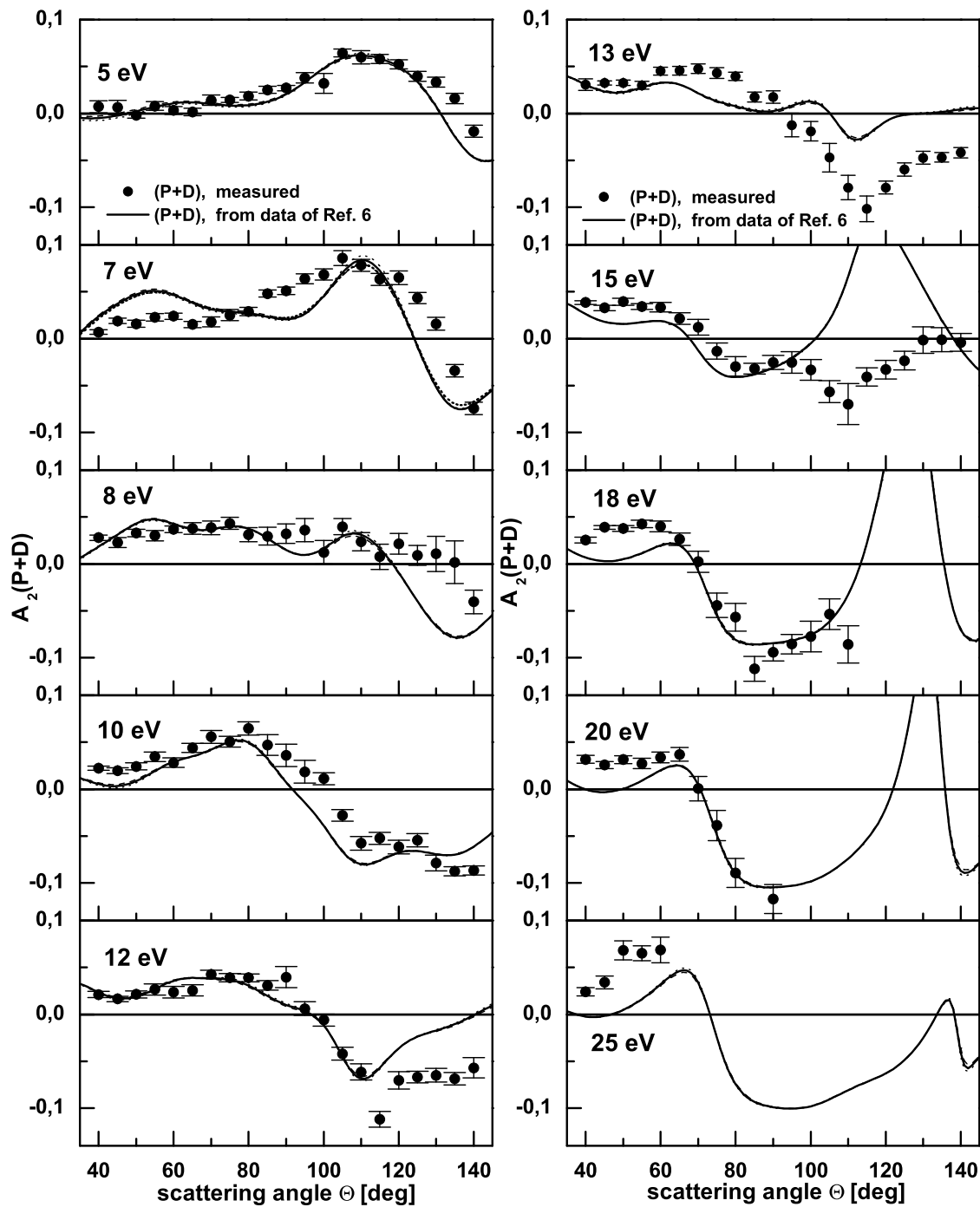


Abbildung 5.9:

Ergebnisse für $A_2(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_2 = 3.9\%$ bis 4.4% . Der Vertrauensbereich ist für $E + \Delta E(P + D)$ punktiert und für $E - \Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.

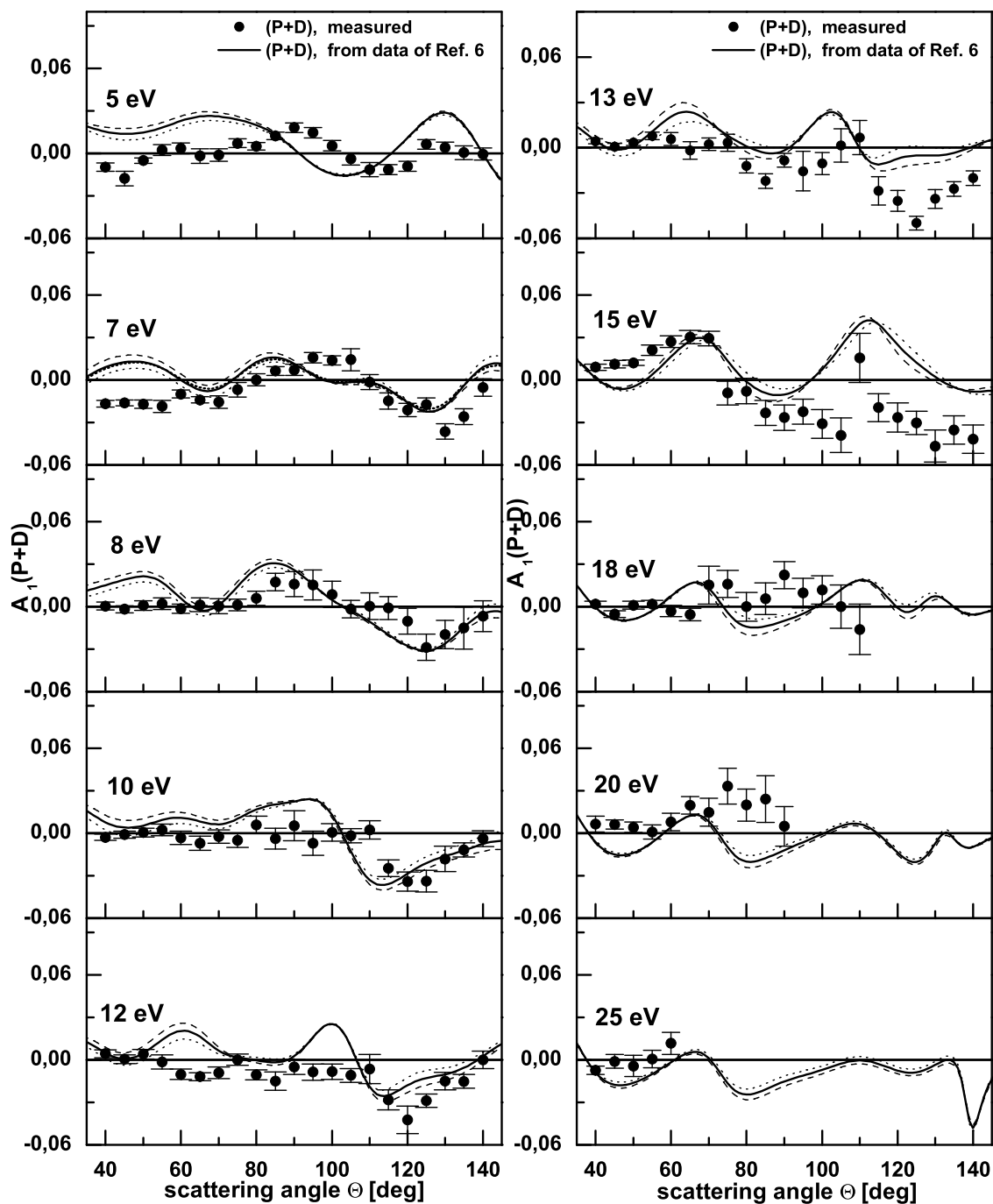


Abbildung 5.10:

Ergebnisse für $A_1(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_1 = 5.6\%$ bis 9.5% . Der Vertrauensbereich ist für $E + \Delta E(P + D)$ punktiert und für $E - \Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse in einem Streuenergiebereich von 5 eV bis 25 eV können mit den neuen vorliegenden, theoretischen Daten aus BP- und CCC-Rechnungen verglichen werden und geben einen Überblick der bei inelastischen Ereignissen untersuchten, physikalischen Größen. Die Messergebnisse bestehen aus nicht aufgelösten und aufgelösten Messreihen bezüglich P- und D-Zuständen bei 10 bzw. 5 verschiedenen Streuenergien.

Im Verlauf der Untersuchung konnte bei den hier untersuchten und präsentierten relativen differentiellen Wirkungsquerschnitten und spinabhängigen Asymmetriefunktionen in der inelastischen Elektron-Cäsium-Streuung aufgezeigt werden, dass bei Anwesenheit großer entgegengesetzter Asymmetrie-Werte der Feinstrukturzustände die untersuchte Observable beeinflusst wird. Bedingt durch die jeweilige Einstellung des Elektronendetektors und der verbundenen Energieunsicherheit ergeben sich unterschiedliche, experimentell bedingte Gewichtsverteilungen der vier FS-Zustände ($P_{1/2}$, $P_{3/2}$, $D_{3/2}$ und $D_{5/2}$), die bei dem Vergleich mit der Theorie berücksichtigt werden.

Der Vergleich experimenteller Daten mit den beiden Theorien hat gezeigt, dass es Abweichungen zwischen experimentellen Werten und theoretischen Berechnungen gibt, die eindeutig, auch unter Berücksichtigung aller Feinstrukturzustände und deren jeweiligen Gewichtsanteilen, nicht experimentell erklärt werden können. Der Verlauf jeder gemessenen Asymmetrie in Abhängigkeit von der Streuenergie ist in sich konsistent und es muss daher bei solchen Unstimmigkeiten die theoretische Beschreibung überprüft werden. Unter diesem Aspekt stellen die in dieser Arbeit präsentierten Messergebnisse einen guten und soliden Test der theoretischen Berechnungen dar.

Insgesamt betrachtet zeigt der Vergleich der Ergebnisse zwischen Theorie und Experiment überwiegend gute Übereinstimmung über den hier erfassten Streuenergiebereich. Zu Aufschlüssen bezüglich der diskutierten Unstimmigkeiten können weitere nach P- und D-Zuständen aufgelöste Messungen im größeren Streuwinkelbereich führen, da im Rahmen dieser Dissertation diesbezüglich nur ein kleiner Streuwinkelbereich aufgrund kleiner Zählraten erfasst und ein enger Energiebereich untersucht werden konnte.

Es besteht weiterhin die Möglichkeit, die beiden Feinstrukturzustände $P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ des Cäsiums, die bei der Untersuchung inelastischer Streuprozesse experimentell nicht getrennt aufgelöst werden können, in superelastischen Streuprozessen zu untersuchen. Diese sind den inelastischen Streuprozessen in zeitlicher Umkehr äquivalent. Es werden dabei polarisierte Elektronen an polarisierten (unpolarisierten), selektiert angeregten Cäsiumatomen gestreut. Die Atome gehen bei diesen Prozessen in den Grundzustand $S_{1/2}$ über und übertragen dadurch Energie auf die gestreuten Elektronen. Eine ausführliche Behandlung superelastischer Streuprozesse ist bei [43] zu finden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Übersicht der Versuchsanordnung. Mitgeführt ist die Orientierung der Spins beider Teilchenstrahlen hinsichtlich der gegebenen Streuebene.	5
2.1	Darstellung der im Fall des Bielefelder Experiments gewählten, rechtshändigen Streugeometrie zur Beschreibung von Elektron - Cäsium - Streuereignissen.	10
2.2	Termschema aller möglichen Übergänge $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ und $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$, die bei der Herleitung von Observablen in der inelastischen Elektron-Cäsium-Streuung berücksichtigt werden müssen [34, 35]. Desweiteren sind auch die bei der formalen Beschreibung der Streuprozesse notwendigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK) aufgeführt.	19
3.1	Übersicht der gesamten Apparatur bestehend aus 8 Vakuumkammern. .	27
3.2	Bandstruktur von verspannten GaAs-Kristallen am Γ -Punkt. Mitgeführt sind die magnetischen Unterzustände, welche für die Erzeugung polarisierter Elektronen von Bedeutung sind.	30
3.3	Zusammenhang zwischen Polarisation und Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Laserstrahlung anhand der Messergebnisse von Grau [26] und Mulhollan [41]. Diese Erkenntnisse ermöglichen eine optimale Auswahl der Laserdiode zur Strahlgenerierung im Hinblick auf hohe Polarisationswerte bei gleichzeitig ausreichenden Quanteneffizienzen.	31
3.4	Querschnitt durch die Elektronenquellenkammer mit den wichtigsten Komponenten zur Erzeugung, Energieselektion und Führung des polarisierten Elektronenstrahls.	33
3.5	Dreidimensionale Darstellung des Schleusensystems.	36
3.6	Wesentliche Komponenten der Kristallstückhalterung in einer dreidimensionalen Darstellung.	37
3.7	Schematische Darstellung des Verzögerungs-Mott-Polarimeters nach Rott [49].	38
		85

3.8	Ausschnitt aus dem Termschema von Cäsium. Neben der für den optischen Pump-Prozess wichtigen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der Zustände $6^2S_{1/2}$ und $6^2P_{3/2}$ sind auch die Polarisationsbeiträge der HFS-Unterstufen des Grundzustands in schwachen Magnetfeldern dargestellt.	42
3.9	3D-Übersicht der in der Streukammer angeordneten Komponenten (maßstabgetreue Zeichnung nach P. Klette).	45
3.10	Schematische Übersicht der elektronenoptischen Komponenten der Streukammer. Der unterhalb der Streuzone angebrachte Elektronenanalysator (in der Streuebene schwenkbar) ist aus Gründen der Übersichtlichkeit um 90° um die Achse der Sammeloptik gedreht eingezeichnet.	46
3.11	Querschnitt durch die Atomstrahlanordnung der Streukammer sowie des Ionendetektors senkrecht zur Streuebene.	47
3.12	Der schematische Querschnitt durch den Elektronendetektor senkrecht zur Streuebene zeigt die wichtigsten Komponenten der Anordnung, welche Einfluss auf die Energie- und Winkelauflösung des Analysators beim Nachweis gestreuter Elektronen haben.	49
3.13	Gemessene und simulierte Energieverlustspektren der gestreuten Elektronen für die zwei verwendeten Betriebsweisen des Analysators bei einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40 Grad für den aufgelösten und nicht aufgelösten Fall im Vergleich.	50
3.14	Dargestellt sind zwei berechnete Phasenräume (beide zum Vergleich in einem Graphen links zu sehen) und die dazugehörigen Winkelauflösungsfunktionen (ebenfalls beide auf der rechten Seite zu sehen) bei einer Streuenergie von 5 eV und unterschiedlichen Potentialverhältnissen des Analysators.	53
4.1	Simulation des Detektorverhaltens bei Eingabe theoretischer Daten für die 6P und 5D Wirkungsquerschnitte am Beispiel einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40°	63
4.2	Abhängigkeit der Asymmetrien von wechselnden Beiträgen der FS-Zustände bei verschiedenen Analysatoreinstellungen (a). Simuliertes Energieverlustspektrum bei einer Streuenergie von 10 eV und einem Streuwinkel von 40° nach dem Verlassen des Analysators, mitaufgeführt sind Beiträge der einzelnen FS-Zustände (b).	63
4.3	Gemessene und simulierte Energieverlustspektren und Asymmetrien im Vergleich.	65
5.1	Gezeigt ist der Datensatz für A_2 bei einer Streuenergie von 7 eV aus Abbildung 5.4 einschließlich des Ergebnisses der mit einer Winkelauflösung von $\Delta\Theta = 9^\circ$ durchgeführten Faltung einer theoretischen Kurve.	67

5.2	Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(6S-6P)$ [links] und $\sigma_0(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.	68
5.3	Ergebnisse für $A_{nn}(6S-6P)$ [links] und $A_{nn}(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_{nn} = 8.5\%$ bis 10% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.	70
5.4	Ergebnisse für $A_2(6S-6P)$ [links] und $A_2(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie beträgt $\Delta A_2 = 4.2\%$. Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.	72
5.5	Ergebnisse für $A_1(6S-6P)$ [links] und $A_1(6S-5D)$ [rechts] bei Streuenergien von 7 eV bis 12 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_1 = 7.4\%$ bis 9.1% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P_{1/2}, D_{3/2})$ punktiert und für $E-\Delta E(P_{3/2}, D_{5/2})$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.2 eV bis 0.3 eV.	73
5.6	Ergebnisse für den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.	76
5.7	Ergebnisse für $A_{nn}(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_{nn} = 5.6\%$ bis 10.4% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P + D)$ punktiert und für $E-\Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.	78
5.8	Dargestellt sind die Messergebnisse für den Wirkungsquerschnitt und die drei Asymmetrien bei einer Streuenergie von 10 eV im Vergleich mit der BP40-Theorie unter Berücksichtigung der P-Zustände (entnommen aus [2]).	79
5.9	Ergebnisse für $A_2(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_2 = 3.9\%$ bis 4.4% . Der Vertrauensbereich ist für $E+\Delta E(P + D)$ punktiert und für $E-\Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV.	81

5.10 Ergebnisse für $A_1(P + D)$ bei Streuenergien von 5 eV bis 25 eV. Der relative systematische Fehler der Asymmetrie liegt bei $\Delta A_1 = 5.6\%$ bis 9.5%. Der Vertrauensbereich ist für $E + \Delta E(P + D)$ punktiert und für $E - \Delta E(P + D)$ gestrichelt an den BP-Kurven angegeben. Die Energieauflösung des Analysators liegt bei 0.7 bis 0.76 eV. 82

Tabellenverzeichnis

3.1	Typische Enddruckwerte für die verschiedenen Vakuumkammern der apparativen Anordnung	28
4.1	Aufbau eines Zyklus im Verlauf einer Messung der spinabhängigen Asymmetrien bei inelastischen Streuprozessen sowie zur Ermittlung der Ionisations-Asymmetrie. Die Spinstellungen der Atome und der Elektronen sind ebenfalls aufgeführt.	59
5.1	Überblick einiger Parameter für die Aufnahme der Messergebnisse. . . .	69

Literaturverzeichnis

- [1] M.J. Alguard, V.W. Hughes, M.S. Lubell and P.F. Wainwright, *Measurement of Spin-Exchange Effects in Electron-Hydrogen Collisions: Impact Ionization*, Phys. Rev. Lett. **39**, 334–338 (1977)
- [2] N. Andersen and K. Bartschat, *Search for relativistic effects in electron-impact $S \rightarrow P$ excitation of heavy alkali atoms: Polarisation, alignment, and orientation in Cs*, J. Phys. B **35**, 4507–4526 (2002)
- [3] K. Bartschat, *Spinabhängige Effekte bei der Streuung niederenergetischer Elektronen an schweren Atomen*, Dissertation, Universität Münster (1984)
- [4] K. Bartschat, *Spin-dependent effects in elastic and inelastic low-energy electron scattering from sodium atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **24**, 4615–4625 (1991)
- [5] K. Bartschat, *Low-energy electron scattering from caesium atoms – comparison of a semirelativistic Breit-Pauli and a full relativistic Dirac treatment*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **26**, 3595–3609 (1993)
- [6] K. Bartschat, *private Mitteilung* (2002)
- [7] K. Bartschat and P.G. Burke, *Low Energy Scattering of Electrons By Heavy Atoms*, Comments At. Mol. Phys. **16**, 271–291 (1985)
- [8] K. Bartschat and I. Bray, *Calculation of e -Cs scattering at intermediate energies*, Phys. Rev. A **54**, 1723 (1996)
- [9] K. Bartschat and I. Bray, *Local versus non-local core potentials in electron scattering from sodium atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys **29**, L271–L275 (1996)
- [10] K. Bartschat and Y. Fang, *Relativistic R matrix with pseudostates calculations for electron scattering from cesium atoms*, Phys. Rev. A **62**, 052719 (2000)
- [11] G. Baum, B. Granitza, S. Hesse, B. Leuer, W. Raith, K. Rott, M. Tondera and B. Witthuhn, *An optically pumped, highly polarized cesium beam for the study of spin-dependent electron scattering*, Z. Phys. D **22**, 431–436 (1991)

-
- [12] G. Baum, B. Granitza, L. Grau, B. Leuer, W. Raith, K. Rott, M. Tondera, and B. Witthuhn, *Spin Asymmetry in Electron–Impact Ionisation of Cesium*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **26**, 331–336 (1993)
- [13] P. Baum, *Eine monoenergetische Quelle polarisierter Elektronen*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1995)
- [14] G. Baum, N. Pavlović, B. Roth, K. Bartschat, Y. Fang, I. Bray, *Detailed experimental and theoretical study of elastic scattering at intermediate energies in the electron-cesium system*, Phys. Rev. A **66**, 022705 (2002)
- [15] G. Baum, N. Pavlović, B. Roth, *Spin Asymmetries in elastic and inelastic Scattering of spin-polarized Cesium Atoms*, ICPEAC XXII Proceedings, 460–470 (2001)
- [16] B. Bederson, *The “Perfect” Scattering Experiment. I/II*, Comments At. Mol. Phys. **1**, 71; **2**, 65 (1969)
- [17] K. Blum, *Density Matrix Theory and Application*, Plenum Press, New York (1981)
- [18] K. Blum, Habilitationsschrift, Universität Münster (1982), unveröffentlicht
- [19] I. Bray and A.T. Stelbovics, *Convergent close-coupling calculation of electron–hydrogen scattering*, Phys. Rev. A **46**, 6995–7011 (1992)
- [20] I. Bray, *Convergent close-coupling method for the calculation of electron scattering on hydrogenlike targets*, Phys. Rev. A **49**, 1066–1082 (1994)
- [21] I. Bray, *private Mitteilung* (2002)
- [22] P.G. Burke and J.F.B. Mitchell, *Spin-polarization in the elastic scattering of electrons by one-electron atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **7**, 214–228 (1974)
- [23] C.D. H. Chrisolm and N. Öpik, Proc. Phys. Soc. London, **83**, 541 (1964)
- [24] P.S. Farago, *On the detection of spin-orbit interaction in the elastic scattering of electrons from one-electron atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **7**, L28–31 (1974)
- [25] B. Granitza, *Erzeugung eines hochpolarisierten Cäsium-Atomstrahls durch optisches Pumpen mit Laserdioden und seine Erprobung in der Untersuchung spin-polarisierter Elektronenstoß-Ionisierungsprozesse*, Dissertation, Universität Bielefeld (1990)
- [26] L. Grau, *Polarisationsverbesserungen an einem Elektron–Atom–Streueperiment*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1994)
- [27] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 73rd Edition, CRC Press (1992–1993)

- [28] G.F. Hanne, *Spin effects in inelastic electron–atom collision*, Phys. Rep. **95**, 95–165 (1983)
- [29] G.F. Hanne, *Orientation and Spin Exchange in Electron–Atom Collisions*, Comments At. Mol. Phys. **14**, 163–171 (1984)
- [30] G.F. Hanne, *Spin Polarization in Electron–Atom Scattering*, in: Coherence in Atomic Collision Physics, eds. H. J. Beyer, K. Blum and R. Hippler, Plenum Press, New York and London, 41–88, (1988)
- [31] S. Hesse, *Eine monochromatische Quelle polarisierter Elektronen*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1989)
- [32] K. Jost, *Fringing field correction for 127° and 180° electron spectrometers*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **12**, 1001–1005 (1979)
- [33] V. Karaganov, P.J.O. Teubner, and M.J. Brunger, in *Correlations, Polarization, and Ionization in Atomic Systems*, eds. D.H. Madison and M. Schultz, (American Institute of Physics, New York, 2002) p. 196.
- [34] J. Keßler, *Polarized Electrons*, 2nd ed., Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1985)
- [35] H. Kleinpoppen, *Analysis of Scattering and Excitation Amplitudes in Polarized–Electron–Atom Collisions. I. Elastic Scattering on One–Electron Atoms and the Excitation Process $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2,3/2}$* , Phys. Rev. A **3**, 2015–2027 (1971)
- [36] M. Kohmoto and U. Fano, *Orientation by collision*, J. Phys. B **14** L447–L451 (1981)
- [37] C.E. Kuyatt and J. Arol Simpson, *Electron Monochromator Design*, Rev. Sci. Instrum. **38**, 103–111 (1967)
- [38] B. Leuer, *Die Polarisation eines optisch gepumpten Cs–Atomstrahls*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1989)
- [39] B. Leuer, *Spinabhängige Effekte in der elastischen Elektronenstreuung an Cäsiumatomen*, Dissertation, Universität Bielefeld (1995)
- [40] R.U. Martinelli and D.G. Fisher, Proceedings IEEC **62**, 1339 (1974)
- [41] G. Mulhollan, *Low Energy polarized Electron Source Test Facilities at SLAC*, Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, SLAC–432 (1994)
- [42] T. Nakanishi et al., *Large Enhancement of spin Polarisation observed by Photoelectrons from a strained GaAs layer*, Physics Letters A 158 (1991), 345–349

-
- [43] V. Nickich, T. Hegemann, M. Bartsch and G.F. Hanne, *Left–right asymmetry in superelastic collisions of polarized electrons with unpolarized laser–excited sodium atoms* Z. Physik. D **16**, 261–269 (1990)
- [44] N. Pavlovič, *Aufbau und Betrieb eines Schleusensystems zur verbesserten Erzeugung polarisierter Elektronen aus GaAs–Photoemittern*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (2000)
- [45] Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, SLAC–432 Rev. (1994)
Low Energy Polarized Electron Workshop, Proceedings, St. Petersburg (1998)
Polarized Sources and Targets, International Workshop, University of Erlangen–Nürnberg (1999)
- [46] W. Raith, G. Baum and M. Tondera, *Interference between exchange and spin–orbit effects*, Can. J. Phys. **74**, 883–888 (1996)
- [47] B. Roth, *Spinabhängige Asymmetriefunktionen in der elastischen und inelastischen Elektron–Cäsium–Streuung bei mittleren Energien*, Dissertation, Universität Bielefeld (2001)
- [48] B. Roth, *Untersuchung spinabhängiger Effekte und differentieller Wirkungsquerschnitte in der elastischen Streuung von Elektronen an Cäsiumatomen*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1997)
- [49] K. Rott, *Elektronenstreuung an dicken Gold– und Thoriumfolien in einem Verzögerungspolarimeter*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1991)
- [50] K.D. Sevier, *Low Energy Electron Spectrometry*, Wiley–Interscience (1972)
- [51] W. Schröder and G. Baum, *A spin flipper for reversal of polarisation in a thermal atomic beam*, J. Phys. E: Sci.Instrum. **16**, 52–56 (1983)
- [52] N.S. Scott and P.G. Burke, *Electron scattering by atoms and ions using the Breit–Pauli Hamiltonian: an R–matrix approach*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **13**, 4299–4314 (1980)
- [53] N.S. Scott, K. Bartschat, P.G. Burke, W.B. Eissner and O. Nagy, *Low–energy scattering of electrons by caesium atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **17**, L191–195 (1984)
- [54] N.S. Scott, K. Bartschat, P.G. Burke, O. Nagy and W.B. Eissner, *Low–energy scattering of electrons by caesium atoms: II*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **17**, 3775–3785 (1984)

- [55] Trajektorienprogramm SIMION (PC/PS2), programmiert von A.D. Dahl und J.E. Delmore, Idaho National Engineering Laboratory (1988)
- [56] SPIRE-Corporation, One Patriots Park, Bedford, Massachusetts, Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, SLAC-432 Rev. (1994)
- [57] M. Streun, *Messung von Spin-Asymmetrien im dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt von Lithium*, Dissertation, Universität Bielefeld (1998)
- [58] M. Tondera, *Messung von Spin-Asymmetrien an der Ionisationsschwelle von Cäsium*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1992)
- [59] M. Tondera, *Messung spinabhängiger Asymmetrien in der niederenergetischen elastischen und inelastischen Streuung von polarisierten Elektronen an polarisierten Cäsiumatomen*, Dissertation, Universität Bielefeld (1996)
- [60] M. Uhrig, A. Beck, J. Goetze, F. Eschen, M. Sohn, G.F. Hanne, K. Jost, and J. Kessler, *Calibration of a Mott detector using circularly polarized impact radiation from helium*, Rev. Sci.Instrum. **60**, 872–878 (1989)
- [61] D.W. Walker, *On the asymmetry in single scattering of electrons from one-electron atoms*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **7**, L489–592 (1974)
- [62] D.W. Walker, *Conservation of total spin in electron-atom collisions*, in: Electron and photon interactions with atoms, eds. H. Kleinpoppen and M. R. C. McDowell, Plenum Press, New York and London, 203–213, (1976)
- [63] G.H. Wannier, *The Threshold Law for Single Ionization of Atoms or Ions by Electrons*, Phys. Rev. **90**, 817–825 (1953)
- [64] B. Witthuhn, *Stabilisierung eines optisch gepumpten, hochpolarisierten Cäsium-Atomstrahls und dessen Einsatz in der Untersuchung spinabhängiger Elektronenstoß-Ionisierungsprozesse*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1991)

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. Günter Baum für die Stellung des Promotionsthemas und eine sehr gute Betreuung im Verlauf dieser Arbeit.

Des Weiteren möchte ich mich bei Prof. Dr. Hans Steidl für sein Interesse bei der Durchführung dieser Promotion bedanken.

Dr. Bernhard Roth danke ich für seine Unterstützung bei allen Arbeiten am Experiment, für seine sehr freundliche und umfassende Einführung in das Experiment sowie viele Hilfestellungen während meiner Diplomarbeit und für die stets angenehme Atmosphäre im Labor. Vor allem in der Anfangsphase meiner Promotion waren seine praktischen Ratschläge sehr hilfreich. Sein Interesse hatte das Vorankommen dieser Dissertation positiv beeinflusst. Desweiteren bin ich Stefan Förster zu Dank verpflichtet, der mir eine große Stütze bei dem Analysieren von Problemen und Entwickeln der Auswertmethode war und immer hilfreich und geduldig zur Seite stand.

Ingo Ernsting danke ich für seine Hilfsbereitschaft bei der Durchführung der Messungen sowie für zahlreiche, anregende Diskussionen gerade in der Endphase dieser Dissertation.

Für eine hilfreiche und freundschaftliche Zusammenarbeit möchte ich mich bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Arbeitsgruppe D1 bedanken, die das Zustandekommen dieser Arbeit wesentlich erleichtert haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei Dr. Peer Rappolt, Peter Fauland und Marius Müller für die Unterstützung bei sämtlichen, auftretenden Problemen und für den regen und interessanten Gedankenaustausch.

Für viele nützliche Ratschläge sowie seine tatkräftige Unterstützung bei auftretenden technischen Problemen im Labor möchte ich mich bei Herrn Leo Schütz bedanken.

Nicht zuletzt gebührt mein Dank den Mitarbeitern der elektrischen und mechanischen Werkstätten für eine gute Zusammenarbeit, die zum Gelingen dieser Promotion beigetragen hat.

Bei Frau Gabi Krome möchte ich mich herzlich bedanken, sie war immer eine große Hilfe bei den zahlreichen, anfallenden Büroarbeiten.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich im Verlauf der gesamten Studierendauer stets unterstützt haben.