

Aufbau und Inbetriebnahme
eines Protonen-Polarimeters an MAMI
und
Messung der Proton-Polarisation
in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik
im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

vorgelegt von

Thomas Pospischil
geboren in Bad Schwalbach

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
August 2000

Mündliche Prüfung im Jahr 2000

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Beschleuniger und Drei-Spektrometer-Anlage	3
2.1 Beschleuniger	3
2.2 Drei-Spektrometer-Anlage	4
3. Konzept des Proton-Polarimeters	13
3.1 Messung der Polarisation von Protonen	13
3.2 Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke	16
3.3 Das Proton-Polarimeter in Spektrometer A	18
3.3.1 Genereller Aufbau	18
3.3.2 Aufbau des Kohlenstoffanalysators	20
4. Die Horizontalen Driftkammern	23
4.1 Funktionsweise	23
4.2 Rechts-Links-Entscheidung durch Potentialdrahtauslese	30
4.3 Aufbau des Rechts-Links-Verstärkers	33
4.4 Experimente mit der Prototyp-Kammer	36
4.5 Aufbau der Polarimeter-Driftkammern	46
4.6 Inbetriebnahme in Spektrometer A	55
5. Messung der Proton-Polarisation	67
5.1 Messung der Proton-Spur vor und nach der Kohlenstoffstreuung	67
5.2 Berechnung und Verteilungen der Streukoordinaten bei der Messung	70
5.3 Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten	75
5.4 Polarisationsberechnung mit Summen	78
5.5 Energieverlust der Protonen im FPP	79
5.6 Analysierstärke für Streuungen grösser 20 Grad	80
5.7 Akzeptanz-Test	83
5.8 Falsche Asymmetrien	85
6. Spin-Präzession in den Spektrometer-Magneten	89
6.1 Bewegungsgleichung des Spins im elektromagnetischen Feld	90
6.2 Teilchenbahnen in Spektrometer A	92
6.3 Koordinatenrückrechnung	97
6.4 Die Spin-Transfer-Matrix	98
6.5 Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene	102
7. Elastische Elektron-Proton-Streuung	107
7.1 Sachs-Formfaktoren des Protons	108
7.2 Polarisationsübertrag	109
7.3 Kinematiken der Experimente	111
7.4 Ereigniselektion	116
7.5 Vergleich der Polarisationskomponenten in der Fokalebene	117
7.6 Polarisationskomponenten in der Streuebene	123

7.7	Systematische Fehler	126
7.8	Konstanz der Strahlpolarisation	130
7.9	Optimierung der longitudinalen Strahlpolarisation in der A1-Halle	131
7.10	Bestimmung des Verhältnisses G_E^p/G_M^p	133
8.	Pion-Elektroproduktion im Bereich der $\Delta(1232)$-Resonanz	135
8.1	Ist das Proton deformiert?	135
8.2	Der Pion-Nukleon-Endzustand	138
8.3	Empfindlichkeit der Proton-Polarisation auf C2/M1	141
8.4	Kinematik des Experimentes	146
8.5	Unterdrückung von Untergrundereignissen	148
8.6	Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ	151
8.7	Rechnungen mit dem Programm MAID2000	153
8.8	Symmetrie um \vec{q}	155
8.9	Gemessene Polarisationskomponenten	161
8.9.1	Ungewichtete Mittelung über die Akzeptanzen	161
8.9.2	Akzeptanzkorrektur mit MAID2000	164
8.10	Rückschlüsse auf C2/M1	170
8.11	Bestimmung von R_L/R_T und Konsistenzregel	174
9.	Zusammenfassung	177
10.	Ausblick	179
 Anhang		
A.	Koordinatensysteme und kinematische Variable	181
B.	Berechnungen im FPP	185
B.1	Die VTH-Transformation	185
B.2	Lage des Streupunktes	188
B.3	Azimalwinkel der Streuung	189
B.4	Spur des 180°-Protons	190
B.5	Statistischer Fehler der gemessenen Polarisation	191
C.	Das Programm QSPIN	193
C.1	Motivation	193
C.2	Flugbahn und Spin-Präzession der Protonen im Magnetfeld	194
C.3	Berechnung der Magnetfelder	196
C.3.1	Multipol	199
C.3.2	Dipol	201
C.4	Genauigkeit der Ergebnisse	204
C.5	Bedienung	208
C.6	Struktur des Quellcodes	212
D.	Analyse-Software	215
D.1	Module für Cola++	215
D.2	Polarisationsrückrechnung in die Streuebene	216

E. Chronik des Polarimeter-Projektes	217
F. Technische Daten	221
F.1 Segmente des Kohlenstoff-Analysators	221
F.2 Schaltplan des Rechts-Links-Verstärkers	222
F.3 FPP-HDCs: Auslese der Drahtebenen	223
F.4 FPP-HDCs: Drahtpositioniergenauigkeit	225
F.5 Fehlerträchtigkeit der HDC-OK-Typen	226
Abbildungsverzeichnis	227
Tabellenverzeichnis	230
Literaturverzeichnis	231

Kapitel 1

Einleitung

Anfang des 20. Jahrhunderts wurde bei Streuexperimenten [Rut11] festgestellt, daß sich die positiven Ladungen und fast die gesamte Masse des Atoms in einem Kern in seiner Mitte konzentrieren, dessen Ausdehnung ($\approx 10^{-15}$ m) im Vergleich zur Ausdehnung des Atoms ($\approx 10^{-10}$ m) winzig ist. Die Hülle des Atoms besteht aus einer Wolke elektrisch negativ geladener punktförmiger Elektronen, die untereinander und mit dem Atomkern über die aus der klassischen Physik bekannte elektromagnetische Kraft wechselwirken. Mit dem Aufkommen der Quantentheorie ergaben sich schon bald Atommodelle, mit denen die Eigenschaften der Atomhülle sehr gut beschrieben werden können.

Das Verständnis des Atomkerns stellt eine ungleich größere Herausforderung dar. Die *Nukleonen*, seine Bestandteile, als *Neutronen* elektrisch neutral oder als *Protonen* positiv geladen, sind selbst wieder ausgedehnte Objekte mit einer inneren Struktur. Die elektromagnetische Wechselwirkung spielt im Atomkern nur eine untergeordnete Rolle; hier dominiert die in der makroskopischen Welt unzugängliche *starke Wechselwirkung*, deren Erforschung einen hohen experimentellen Aufwand erfordert.

Noch heute sind Streuexperimente die wichtigste Methode zur Untersuchung von Aufbau und innerer Dynamik von Atomkernen und Nukleonen. Mit ihnen wird der Prozeß des Sehens nachempfunden, bei dem Informationen über ein betrachtetes Objekt dadurch erlangt wird, daß es mit einer Lichtquelle beleuchtet wird und mit dem Auge das von dem Objekt gestreute Licht aufgefangen und analysiert wird. Da zur Untersuchung von Nukleonen und Atomkernen die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes ($\approx 5 \cdot 10^{-7}$ m) bei weitem zu groß ist, werden bei kernphysikalischen Streuexperimenten an seiner Stelle hochenergetische Teilchenstrahlen verwendet. An die Stelle des Auges treten entsprechende Detektorsysteme zum Nachweis der nach der Streuung der Teilchenstrahlen an den zu untersuchenden Objekten (*Targets*) auslaufenden Streuprodukte, zumeist ebenfalls hochenergetische Teilchen. Die dabei gesammelten Informationen werden dann mit Hilfe von Computern ausgewertet.

Seit 1964 werden am Institut für Kernphysik der Universität Mainz Streuexperimente dieser Art mit hochenergetischen Elektronenstrahlen durchgeführt, die bis 1989 mit einem Linearbeschleuniger [Ehr72] und seitdem mit dem Rennbahn-Mikrotron MAMI erzeugt werden. Eine kurze Beschreibung von MAMI B, der derzeitigen Beschleunigerausbaustufe, wird in Kapitel 2 gegeben. In einer der an den Beschleuniger angegliederten Experimentierhallen betreibt die A1-Kollaboration die Drei-Spektrometer-Anlage [Blo98], ein hochauflösendes Detektorsystem zur Messung auslaufender Streuprodukte, das ebenfalls in Kapitel 2 näher beschrieben wird.

Die zu Beginn dieser Arbeit vorhandene Instrumentierung der Drei-Spektrometer-Anlage reicht aus, um die Teilchenart der auslaufenden Streuprodukte zu identifizieren und ihre Streuwinkel und Impulse zu messen. Es ist jedoch wünschenswert, in die Untersuchungen auch die Spin- bzw. magnetischen Freiheitsgrade der Elektronen und der zu untersuchenden Objekte mit einzubeziehen. Mit Hilfe spinpolarisierter Elektronenstrahlen und Targets oder durch Messung der Spin-Polarisation der auslaufenden Nukleonen lassen sich zusätzliche Informationen aus Streuexperimenten gewinnen, die oft alleine durch Messung von Winkel- und Impulsabhängigkeiten der Streuwahrscheinlichkeit nicht oder nur schwer zugänglich sind. Z.B. ergaben in den letzten Jahren durchgeführte Experimente vom Typ $D(\vec{e}, e'\vec{n})$ ([Ost99, Her99]), ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ ([Roh99, Bec99]) und $H(\vec{e}, e'\vec{p})$ ([Jon00]) neue Erkenntnisse über die elektrischen und magnetischen Formfaktoren der Nukleonen, oder Experimente vom Typ ${}^{12}C(\vec{e}, e'\vec{p})$ ([Woo98]) und ${}^{16}O(\vec{e}, e'\vec{p})$ ([Mal00]) Erkenntnisse über die Struktur dieser Kerne und die Endzustandswechselwirkung bei diesen Streureaktionen.

Um auch an der Drei-Spektrometer-Anlage Streuexperimente mit expliziter Messung der Polarisation auslaufender Protonen zu ermöglichen, d.h. Experimente vom Typ $A(\vec{e}, e'\vec{p})$, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Detektorsystem des Spektrometers A um ein Fokalebene-Proton-Polarimeter (FPP) ergänzt. Die Messung der Proton-Polarisation erfolgt dabei – wie bei vergleichbaren existierenden Polarimetern (z.B. [Wat78, Ra82, Hae87, Bak96]) – über die Messung der azimuthalen Asymmetrie bei der Streuung polarisierter Protonen in einem Kohlenstoffanalysator. Das Meßprinzip und der Aufbau des FPPs wird in Kapitel 3 behandelt. Zur Rekonstruktion der Protonbahnen nach der Kohlenstoffstreuung im FPP wurden zwei Horizontale Doppeldriftkammern gebaut, deren Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme in Kapitel 4 beschrieben ist. In Kapitel 5 wird geschildert, wie aus den gemessenen Spuren vor und nach der Kohlenstoffstreuung im FPP die transversalen Polarisationskomponenten der Protonen bestimmt werden. Deren Rückrechnung in das bei der Streureaktion relevante Koordinatensystem der Streuebene, bei der die Spin-Präzession der Protonen im inhomogenen Magnetfeld des Spektrometers berücksichtigt werden muß, wird in Kapitel 6 behandelt. Die in Kapitel 7 beschriebenen Streuexperimente vom Typ $H(\vec{e}, e'\vec{p})$ wurden primär zur Inbetriebnahme des FPPs durchgeführt, erlauben aber u.a. auch die Bestimmung des Verhältnisses zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Formfaktor des Protons.

Zur Messung der Proton-Rückstoßpolarisation bei der Streureaktion $H(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz wurde das FPP zum ersten Mal bei einem Streuexperiment mit rein physikalischer Zielsetzung eingesetzt. Die Motivation dieses Experimentes, das in Kapitel 8 beschrieben ist, geht auf die Frage zurück, ob das Proton sphärisch symmetrisch oder deformiert ist. Zwar können die Ergebnisse des Experimentes im Hinblick auf diese einfache Fragestellung im Rahmen verschiedener Nukleonmodelle verschieden interpretiert werden, doch geben die in diesem kinematischen Bereich erstmals gemessenen Komponenten der Rückstoßpolarisation wichtige neue Informationen über das Nukleon, die zum Test und zur Weiterentwicklung von Nukleonmodellen verwendet werden können.

Kapitel 2

Beschleuniger und Drei-Spektrometer-Anlage

In diesem Kapitel wird das experimentelle Umfeld geschildert, zu dessen Ergänzung das Proton-Polarimeter gebaut wurde: die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration am Elektronenbeschleuniger der Universität Mainz, dem Mainzer Mikrotron (MAMI).

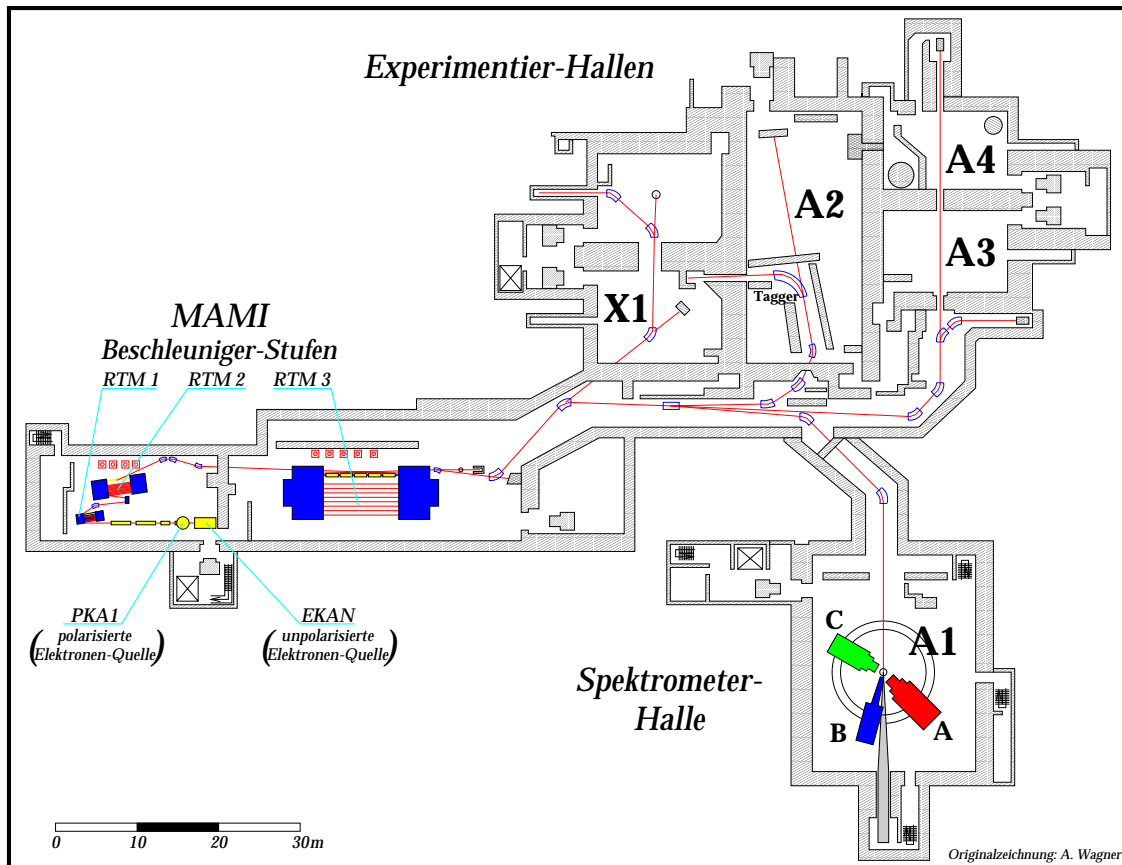


Abb. 2.1: Lageplan des Elektronenbeschleunigers MAMI und der angeschlossenen Experimentierhallen am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

2.1 Beschleuniger

In seinem derzeitigen Ausbau besteht der Elektronenbeschleuniger MAMI [Her76] aus einem 3.5 MeV Linearbeschleuniger als Injektor und drei hintereinander ge-

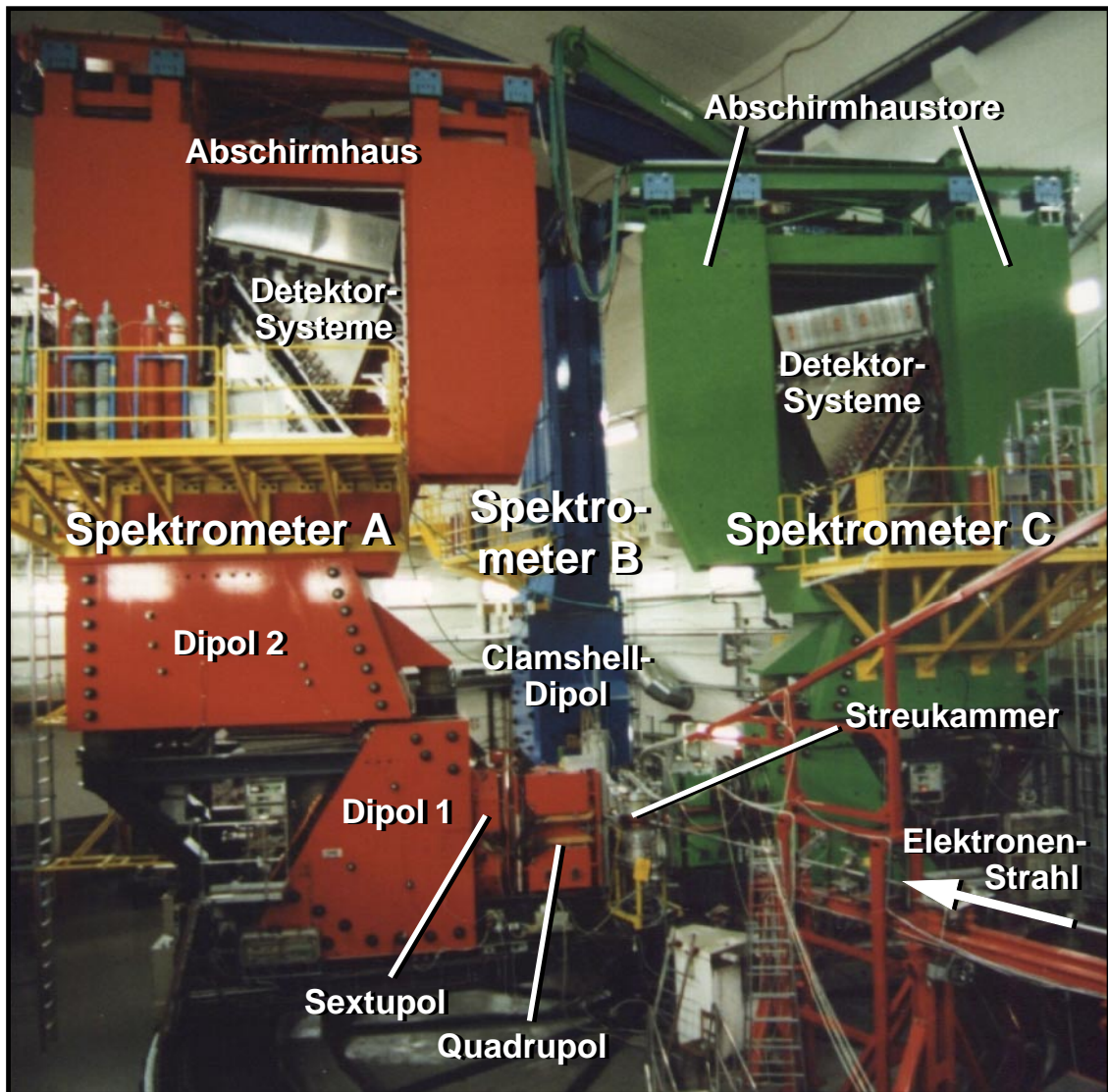


Abb. 2.2: Drei-Spektrometer-Anlage an MAMI.

schalteten Rennbahn-Mikrotron-Stufen (RTM 1–3, siehe Abb. 2.1). Er liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit Endenergien zwischen 180 und 882 MeV bei Strömen von bis zu $110 \mu\text{A}$. Als Elektronen-Quelle steht neben der standardmäßig eingesetzten thermischen Elektronenkanone eine Quelle für polarisierte Elektronen zur Verfügung, die durch Beleuchtung von Galliumarsenidphosphid-Halbleiterkristallen mit zirkular polarisiertem Laserlicht Strahlelektronen mit einer Spinpolarisation bis etwa 75% erzeugt [Ste98].

2.2 Drei-Spektrometer-Anlage

Zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten am MAMI-Strahl betreibt die A1-Kollaboration die *Drei-Spektrometer-Anlage* (Abb. 2.2) [Blo98]. Sie besteht aus drei hochauflösenden Magnetspektrometern, die um eine gemeinsame Achse drehbar

sind. Am Schnittpunkt dieser Drehachse mit dem Elektronenstrahl werden in einer Vakuum-Kammer, der Streukammer, Target-Materialien positioniert, an denen die Elektronen gestreut werden. Bis zu 3 geladene Streuprodukte (z.B. Protonen, die gestreuten Elektronen, geladene Pionen, usw.) können dabei von den Spektrometern in Koinzidenz nachgewiesen werden.

Magnetsysteme

Spektrometer A und C sind QSDD-Spektrometer, d.h. ihre Magnetsysteme bestehen aus einem Quadrupol, einem Sextupol und zwei Dipolen. Die beiden homogenen Dipole dienen zur impulsselektiven Ablenkung der Streuprodukte um etwa 100° aus der Hallenebene heraus (dispersive Richtung). Der Quadrupol am Spektrometereingang hat die Aufgabe, die Streuwinkel-Akzeptanz zu vergrößern: er fokussiert die Bahnen der eintretenden Teilchen in nichtdispersiver Richtung. Der Sextupol wird mit relativ schwachem Feld betrieben; er dient zur Korrektur der Abbildungseigenschaften [Kor95]. Die Bildebene (Fokalebene) der Spektrometer liegt einige Meter oberhalb des zweiten Dipols. Vom Targetort werden die Teilchen dorthin in dispersiver Richtung impulsgeordnet Punkt-zu-Punkt und in nichtdispersiver Richtung Parallel-zu-Punkt abgebildet.

Spektrometer		A	B	C
max. Zentralimpuls	(MeV/c)	665	810	490
Impulsakzeptanz	(%)	± 10	± 7.5	± 12.5
min. Streuwinkel		18°	-7°	-18°
max. Streuwinkel		160°	-62°	-160°
max. akzept. Raumwinkel (Punkt-Target)	(msr)	28	5.6	28
akzept. Winkel in dispersiver Richtung	(mrad)	± 75	± 70	± 75
akzept. Winkel in nichtdispersiver Richtung	(mrad)	± 95	± 20	± 95
Langes-Target-Akzeptanz	(mm)	± 25	± 25	± 25
Impulsaufösungsvermögen		10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}
Winkelaufösung am Target	(mrad)	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ortsaufösung am Target	(mm)	3-5	1	3-5
Länge der Zentralbahn	(m)	10.75	12.03	8.53
mittl. Kollimatorabstand zum Target	(mm)	606	3256	478

Tab. 2.1: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

Das Magnetsystem von Spektrometer B besteht aus einem einzelnen Magneten, einem Clamshell-Dipol (mittlerer Ablenkwinkel: 110°). Bei diesem Dipol-Typen stehen die Polschuhe nicht parallel zueinander, vielmehr vergrößert sich ihr Abstand mit zunehmendem Bahnradius. Das Dipolfeld ist daher nicht homogen, sondern nimmt mit wachsendem Bahnradius ab. Als Folge davon ergibt sich sowohl in dispersiver als auch in nichtdispersiver Richtung eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung zwischen Target und Fokalebene. Die Vorteile gegenüber Spektrometer A und C sind [Sch95] ein

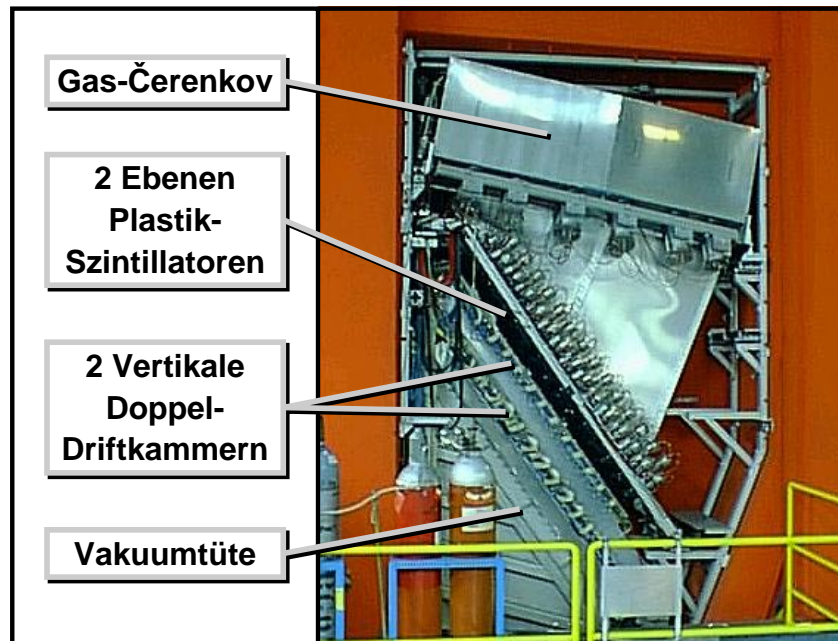


Abb. 2.3: Standard-Detektorsysteme im Abschirmhaus von Spektrometer A

besseres Ortsauflösungsvermögen am Target und ein höherer Referenzimpuls, insbesondere aber eine schlankere Bauweise, die das Erreichen kleinerer Vorwärtswinkel ermöglicht (vgl. Tab. 2.1). Impuls- und Raumwinkelakzeptanz sind dagegen kleiner. Spektrometer B kann im Gegensatz zu A und C außerdem bis zu einem Winkel von 10° nach oben aus der Hallenebene herausgekippt werden.

Die Innenbereiche der Spektrometereingänge sind zur Vermeidung von Aufstreuung der Teilchen mit einem durchgehenden System von Vakuumkammern ausgerüstet, das kurz vor der Fokalebene mit einer speziell dafür entwickelten, auf geringe Massenbelegung (10 mg/cm^2) optimierten kevlarverstärkten Mylarfolie [Sau95] abgeschlossen wird. An Spektrometereingang und Streukammer wird das Vakuum normalerweise von Kaptonfolien (je $120 \mu\text{m}$) begrenzt, die dann zusammen mit der dazwischenliegenden Luft von den Streuprodukten durchlaufen werden müssen. Für Präzisionsexperimente kann das Vakuum der Streukammer auch direkt mit dem der Spektrometer verbunden werden.

Detektorsysteme

Zum Nachweis der Streuprodukte in der Bildebene des Magnetsystems verfügen alle drei Spektrometer über gleichartige Detektorsysteme: Eine Vertikale Doppeldriftkammer in der Fokalebene und eine weitere im Abstand von 272 mm darüber [Sau95], danach zwei Ebenen Plastik-Szintillatoren [Ric94] und ein Gas-Čerenkov-Schwellendetektor [Lie99].

Etwa 110 Tonnen schwere Abschirmhäuser schützen die Detektoren vor äußeren Strahlungseinflüssen. Ihre 40 cm dicken Kiesbetonwände sind zur Unterdrückung

Spektrometer		A	B	C
Vertikale Driftkammern				
Innenlänge	(mm)	2220	2350	2320
Innenbreite	(mm)	405	120	340
Plastik-Szintillatoren				
Segmentzahl	($\Delta E/\text{ToF}$)	15/14	14/14	15/15
Breite der Ebenen	(mm)	450	140	450
Gas-Cerenkov-Detektor				
Radiatorgasvolumen (ca.)	(m ³)	6	4	6
Spiegel/Photomultiplier		12	5	12

Tab. 2.2: Eigenschaften der Spektrometer-Detektorsysteme.

von Neutronen mit einer Tetraborcarbid-Beimischung versehen, während die 5 cm dicke Blei-Innenauskleidung vorwiegend zur Abschirmung von Photonen und geladenen Teilchen dient. Abbildung 2.3 zeigt am Beispiel von Spektrometer A die im Abschirmhaus eingebauten Detektorsysteme.

Driftkammern

Die Vertikalen Doppeldriftkammern (VDCs) bestehen aus jeweils zwei Drahtebenen, die mit *x-* und *s-Ebene* bezeichnet werden. In ihnen sind im Abstand von 2.5 mm abwechselnd 15 μm dicke Signaldrähte und 50 μm dicke Potentialdrähte aus goldbeschichtetem Wolfram gespannt. 12 mm ober- und unterhalb jeder Drahtebene verläuft eine aluminiumbeschichtete Mylarfolie, die auf negativer Hochspannung (bis zu -6.5 kV) liegt. Die Zwischenräume sind mit dem Kammergas, einer Mischung aus je etwa 50% Argon und Isobutan und einer kleinen Beimischung Alkohol gefüllt. Durchfliegen geladene Teilchen diese Anordnung, so ionisieren sie entlang ihrer Bahn das Kammergas. Die dabei freiwerdenden Elektronen driften wegen der angelegten Hochspannung zu den Signaldrähten, wo sie durch Lawinenbildung ein Signal erzeugen. Jeder Signaldraht ist über einen eigenen Vorverstärker mit einem TDC-Kanal verbunden, mit dem die Driftzeit der Elektronen gemessen wird, woraus sich der Abstand des Teilchendurchgangs zum Signaldraht berechnen läßt.

Der mittlere Teilchendurchgangswinkel durch die x-Ebenen ist etwa 45° ; somit sprechen normalerweise 5–6 Signaldrähte an. Die Ansprechwahrscheinlichkeit beträgt dabei je nach Teilchenart und -impuls und angelegter Hochspannung 90–98% pro Draht, woraus sich eine Gesamtansprechwahrscheinlichkeit von nahe 100% für die VDC ergibt. In der x-Ebene sind die Drähte senkrecht zur dispersiven Richtung gespannt; die Drähte der s-Ebene verlaufen unter einem Winkel von 40° dazu. Infolge dieser Anordnung werden von beiden Doppeldriftkammern zusammen Durchtrittsort und -winkel in dispersiver Richtung genauer ($\sigma_x \approx 53 \mu\text{m}$, $\sigma_\theta \approx 0.135$ mrad) bestimmt als in nichtdispersiver Richtung ($\sigma_y \approx 135 \mu\text{m}$, $\sigma_\phi \approx 0.62$ mrad)¹.

¹In den Klammern sind die wahrscheinlichsten Fehler bei der Messung von hochenergetischen Elektronen mit den VDCs von Spektrometer A angegeben [Jah94], d.h. die Lage der Maxima in den landauförmigen Fehlerverteilungen.

Szintillatoren

Den Startzeitpunkt für die Driftzeitmessungen der VDCs liefern die darüber eingebauten Plastik-Szintillatoren. Sie sind in zwei dicht übereinander liegenden Ebenen angeordnet, die jeweils in dispersiver Richtung in 16 cm breite Segmente unterteilt sind. Dabei ist die obere Ebene gegenüber der unteren um eine halbe Segmentbreite verschoben. In Spektrometer A und C wird jedes Segment über Lichtleiter beidseitig von zwei in Koinzidenz geschalteten Photomultipliern ausgelesen; die kürzeren Segmente von B werden nur einseitig ausgelesen. Die untere Ebene dient hauptsächlich zur Messung des Energieverlustes bei einem Teilchendurchgang und wird daher auch kurz mit „ ΔE “ bezeichnet. Sie ist 3 mm dick und besteht aus dem Material *NE 102A*. Die obere Ebene wird „ToF“ (**T**ime **o**f **F**light) genannt, da sie den Referenzzeitpunkt des Teilchendurchgangs liefert. Ihre Segmente bestehen aus 10 mm dickem *NE Pilot U*, einem besonders schnellen Szintillatormaterial. Durch Messung der Photomultipliersignale, deren Höhe proportional zum Energieverlust eines Teilchens im Szintillatormaterial ist, tragen die Szintillatoren auch zur Teilchenidentifikation bei. Protonen und Pionen z.B. können anhand ihres unterschiedlichen Energieverlustes in den ΔE - und ToF-Ebenen klar unterschieden werden.

Čerenkov

Die Unterscheidung von geladenen Pionen und Elektronen (bzw. Positronen) ist über den Energieverlust in den Plastik-Szintillatoren dagegen nicht möglich, da beide Teilchensorten im Impulsbereich der Spektrometer minimal ionisierend sind. Deshalb wurde oberhalb der Szintillatoren in jedem Spektrometer ein Gas-Čerenkov-Schwellendetektor installiert. Dieser besteht aus einem mehrere m^3 großen Aluminiumgehäuse, in dem sich als Radiatorgas Freon 114 befindet, welches bei Normaldruck und Raumtemperatur einen Brechungsindex von 1.0013 hat. Mit typischen Spektrometerimpulsen durchfliegende Elektronen erzeugen darin Čerenkov-Licht (Schwelle: 10 MeV/c), Pionen nicht (Schwelle: 2.7 GeV/c). Das ultraviolette Čerenkov-Licht wird mit speziell darauf optimierten Photomultipliern nachgewiesen, auf die es durch ein System von sphärischen Spiegeln fokussiert wird.

Targets

Je nach Art des Streuexperimentes müssen unterschiedliche Targetmaterialien in der Streukammer positioniert werden. Am einfachsten sind bei Raumtemperatur stabile Festkörper zu handhaben; sie werden in Form von Folien (z.B. Tantal) oder gepreßten dünnen Schichten (z.B. Kohlenstoff) in kleinen Aluminium-Rahmen auf eine Standard-Targetleiter [Pos93] aufgeschraubt. Aufwendiger sind das Wasserfall-Target [Voe82], das nahezu untergrundfreie Streuexperimente an Sauerstoff ermöglicht, das polarisierte ^3He -Gastarget [Roh98], oder das zur Bereitstellung von unpolarisiertem Helium mit hoher Dichte gebaute Sarclay-Hochdruck-Tiefemperatur-Gastarget [Amr94].

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente (siehe Kapitel 7 und 8) wurden mit Wasserstoff als Targetmaterial durchgeführt, der zur Maximierung der Dichte auf

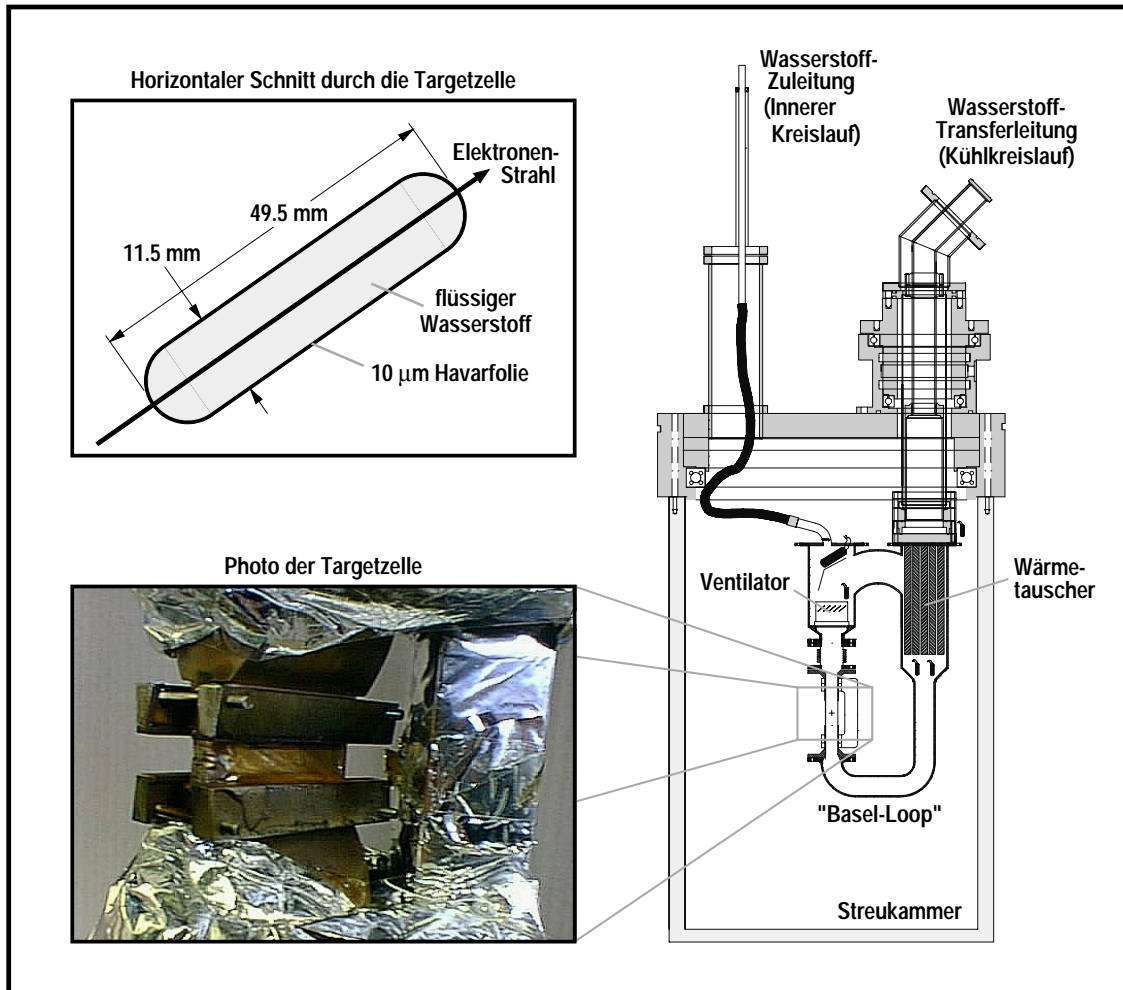


Abb. 2.4: Flüssig-Wasserstoff Kryotarget mit langer schmaler Targetzelle.

ca. 22.5 K heruntergekühlt, d.h. verflüssigt wurde. Dazu wird anstelle des normalen Aluminiumdeckels ein Kryotargetsystem [Sch94] auf die Streukammer aufgesetzt (Abb. 2.4). Es ist durch eine Transferleitung mit einer Philips-Stirling-Maschine verbunden, die mit einer Kühlleistung von etwa 100 Watt Wasserstoff verflüssigt. Damit wird über einen Wärmetauscher Wasserstoff in einem abgetrennten inneren Targetkreislauf gekühlt, der nach dem Ort seiner Entwicklung „Basel-Loop“ genannt wird. Regelkreise mit Temperatursensoren und Heizwiderständen stabilisieren die Temperatur in diesem inneren Kreislauf; ein Ventilator sorgt beständig für turbulente Umwälzung des Wasserstoffs.

Die Targetzelle ist der Bereich, in dem der Elektronenstrahl durch die Basel-Loop tritt. Dort besteht ihre Wand aus einer nur 10 μm dicken Havarfolie. Die verwendete 9 mm hohe lange, schmale Zelle (Querschnitt: siehe Abb. 2.4), wurde im Rahmen von [Ewa96] gebaut und bietet im Vergleich zur alternativ verfügbaren kreisrunden Zelle mit 2 cm Durchmesser eine größere Massenbelegung (ca. 350 mg/cm^2), während gleichzeitig die seitlich herauskommenden Streuprodukte insgesamt weniger, auch weniger abhängig vom Streuort aufgestreut werden.

Der 855 MeV-Elektronenstrahl deponiert beim Durchtreten des flüssigen Wasserstoffs in der Targetzelle eine Wärmeleistung von ca. $0.3 \text{ W}/(\mu\text{A cm})$. Da nach Verlusten im Kühlkreislauf noch etwa 50 W Kühlleistung im Targetkreislauf zur Verfügung stehen, sollten bei Verwendung der langen schmalen Targetzelle Strahlströme bis etwa $35 \mu\text{A}$ möglich sein. Wegen der guten Fokussierung des Elektronenstrahls kann es jedoch schon bei kleineren Strahlströmen zu lokalen Überhitzungen des flüssigen Wasserstoffes kommen, was zu unerwünschten Dichteschwankungen oder gar Blasenbildungen führt. Um dies zu vermeiden, kann mit Hilfe eines schnellen Strahlwedlersystems [Wil93] der Elektronenstrahl horizontal und vertikal mit Frequenzen bis 3 kHz und Amplituden bis $\pm 5 \text{ mm}$ am Targetort abgelenkt werden. Ein Positionsrückmeldesystem sorgt dabei für die Information über die aktuelle Strahllage.

Datenaufnahme und Experimentsteuerung

An der Abschirmhaus-Rückseite auf der Plattform jedes Spektrometers befindet sich die für Betrieb und Auslese der Detektoren benötigte Elektronik, die neben Hoch- und Niederspannungs-Netzgeräten aus ADC-, TDC-, DAC-, Digital I/O-, Scaler-, Diskriminator-, Logik-, ..., -Modulen besteht, die auf NIM-, CAMAC-, FASTBUS- und VME-Crates verteilt sind. Liegt auf einem Spektrometer ein Teilchendurchgang, ein „Ereignis“, vor, so generiert eine lokale programmierbare Logikeinheit (PLU) ein Triggersignal. In der Regel bedarf es dazu des koinzidenten Ansprechens von ΔE und ToF-Szintillatorebene, es kann aber auch z.B. ΔE allein genügen oder zusätzlich ein Nichtansprechen des Čerenkov-Detektors (Vetobetrieb) gefordert werden.

Die Triggersignale der einzelnen Spektrometer gehen auf die Eingänge einer zentralen PLU, der Koinzidenz-PLU. Erst deren Rückmeldung an die Spektrometer startet dort die Datenerfassung. Dadurch kann die Datenaufnahme auf Ereignisse beschränkt werden, an denen man bei dem jeweiligen Streuexperiment tatsächlich interessiert ist, bei denen z.B. zwei oder alle drei Spektrometer koinzident angesprochen haben. Dabei besteht die Möglichkeit, von Ereignissen, bei denen nur ein Spektrometer („Singles“) oder zwei Spektrometer („Doubles“) angesprochen haben, nur einen kleinen Bruchteil, z.B. jedes Hundertste, aufzunehmen. Man spricht dann von „skalieren“ gewisser Ereignisarten. Über weitere Eingänge der zentralen PLU lassen sich auch an speziellen Experimenten beteiligte Fremddetektoren, wie z.B. der BGO-Ball oder der Basel-Neutron-Detektor in die Koinzidenzentscheidung einbinden. Eine detaillierte Beschreibung der Trigger- und Koinzidenzelektronik findet sich in [Ric94].

Nach positiver Rückmeldung durch die Koinzidenz-PLU wird die Datenerfassung des Spektrometers gestartet. Gesteuert wird dies durch zwei im Master-Slave Betrieb arbeitende Computer (Eltec E6/E5), die sich in Form von Einsteckkarten im VME-Crate des Spektrometers befinden („Frontend-Rechner“). Über Interface-Karten lesen sie die FASTBUS- und CAMAC-Module aus, verpacken die Daten in eine spezielle Struktur und senden diese über Ethernet an die Datenerfassungs-Workstation im

Meßraum. Limitiert durch die CPUs (Motorola 68030/68020) der Frontend-Rechner beträgt die maximal auslesbare Ereignisrate derzeit etwa 200 Hz pro Spektrometer. Es wird zur Zeit daran gearbeitet, diese durch moderne VMEbus-Karten mit Intel-Pentium CPUs zu ersetzen [Ebb97].

Auf der Datenerfassungs-Workstation im Meßraum werden von einem Prozeß, dem „Eventbuilder“, die ankommenden Datenströme so synchronisiert, daß die zusammengehörigen Informationen der verschiedenen Spektrometer als ein Streuereignis auf Festplatte gespeichert werden. Von dort werden die Daten auf Magnetbändern (Exabyte) und Compact Discs (CD-R) archiviert. Das Software-Paket MECDAS (Mainz Experiment Control and Data Acquisition System), das dieses über mehrere Rechner verteilte Datenerfassungssystem realisiert, ist eine Eigenentwicklung des Instituts [Kry96].

Das System zur Experiment-Steuerung und -Überwachung (ECS, siehe [Kra95] und [Kun96]) besteht ebenfalls aus vielen über verschiedene Rechner verteilten Prozessen, die über das Netzwerk miteinander kommunizieren. Mit seiner Hilfe können Betriebsparameter wie Hochspannungen, Diskriminatorschwellen, Magnetfelder usw. vom Messraum aus bei geschlossener Spektrometerhalle eingestellt werden. Gleichzeitig werden diese wie auch andere nicht direkt einstellbare Größen, wie z.B. Strahlstrom, Drücke, Temperaturen usw., die nicht bei jedem Ereignis von der Datenerfassung ausgelesen werden, protokolliert. Verlassen bestimmte Größen ihren voreingestellten Betriebsbereich, so wird der Experimentator durch Alarmsignale darauf aufmerksam gemacht.

Zur direkten Auswertung und Histogrammierung der Daten während des Experimentes („Online Analyse“) wird das Software-Paket Cola++ (Cindy OnLine Analysis) verwendet, das die meisten Experimentatoren auch für die weitergehende Datenauswertung nach dem Experiment („Offline Analyse“) benutzen. Die Offline Analyse der in dieser Arbeit behandelten Streuexperimente erfolgte davon abweichend mit dem Programm Histo, einem Vorläufer von Cola++ ohne graphische Benutzeroberfläche, das aber ebenfalls auf der Cindy++-Funktionsbibliothek [Dis96] basiert.

Polarisationsfreiheitsgrade

In der bisher beschriebenen Form ist die Drei-Spektrometer-Anlage nicht in der Lage, die Polarisation der bei den Streuexperimenten ein- und auslaufenden Teilchen explizit zu messen. Der erste Schritt in diese Richtung war der Aufbau des Fokalebene-Proton-Polarimeters, das Ende 1996 in Spektrometer A in Betrieb gegangen ist, und das als Hauptthema dieser Arbeit in den folgenden Kapiteln ausführlich beschrieben wird.

Ein Møller-Polarimeter [Bar96] zur Messung der Elektronenstrahlpolarisation in der A1-Halle wird zur Zeit etwa 14 m vor dem Target in der Strahlführung aufgebaut und in Betrieb genommen. Ebenfalls im Aufbau befindet sich ein Neutron-Polarimeter [Sei00].

Kapitel 3

Konzept des Proton-Polarimeters

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 3.1 zunächst das Prinzip der Messung einer Proton-Polarisation durch Streuung an einem Kohlenstoff-Analysator erläutert. Die dazu notwendigen Kenntnisse über die inklusive Proton-Kohlenstoff Analysierstärke sind in Abschnitt 3.2 zusammengefaßt. In Abschnitt 3.3 folgt eine Beschreibung des auf dem geschilderten Meßprinzip basierenden Fokalebene-Proton-Polarimeters (FPP), das im Rahmen dieser Arbeit im Abschirmhaus von Spektrometer A aufgebaut wurde.

3.1 Messung der Polarisation von Protonen

Als Fermion hat das Proton einen Spin von $S = \frac{1}{2}$, dessen Projektion S_z auf eine gewählte Achse \hat{e}_z genau zwei diskrete Werte annehmen kann: $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$. Für ein Ensemble von Protonen ist die Polarisation P_z bezüglich dieser Achse definiert als

$$P_z = \frac{\langle S_z \rangle}{S} = \frac{N_+^z - N_-^z}{N_+^z + N_-^z} , \quad (3.1)$$

wobei N_+^z die Anzahl der Protonen mit $S_z = +\frac{1}{2}$ und N_-^z die Anzahl der Protonen mit $S_z = -\frac{1}{2}$ ist.

Bewegen sich alle Protonen in dieselbe Richtung, wählt man als \hat{e}_z -Achse üblicherweise diese Bewegungsrichtung. Bezüglich der beiden transversal darauf stehenden Achsen \hat{e}_x und \hat{e}_y , die mit \hat{e}_z ein rechtshändiges, orthogonales Koordinatensystem aufspannen, können analog zu (3.1) die Polarisationen P_x und P_y definiert werden. P_x , P_y und P_z sind nicht unabhängig voneinander; sie können als Komponenten des Polarisationsvektors $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ geschrieben werden, dessen Betrag zwischen 0 und 1 liegen muß:

$$|\vec{P}| = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \leq 1 . \quad (3.2)$$

Auf welche Art kann die Polarisation bewegter Protonen gemessen werden? Da mit dem Spin des Protons das magnetische Moment

$$\mu_p = \frac{g_p}{2} \mu_N = \frac{5.586}{2} \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (3.3)$$

verbunden ist, könnte man vermuten, daß sich ein Protonenstrahl mit einem inhomogenen Magnetfeld, analog zum Stern-Gerlach-Versuch, in zwei nach Spinorientierung getrennte Komponenten zerlegen läßt. Dies scheitert jedoch an der überlagerten, ungleich stärkeren Ablenkung durch die an der Ladung angreifenden Lorentzkraft [Mot65]. Eine andere Möglichkeit ist die Streuung: Bei einem Streuprozeß

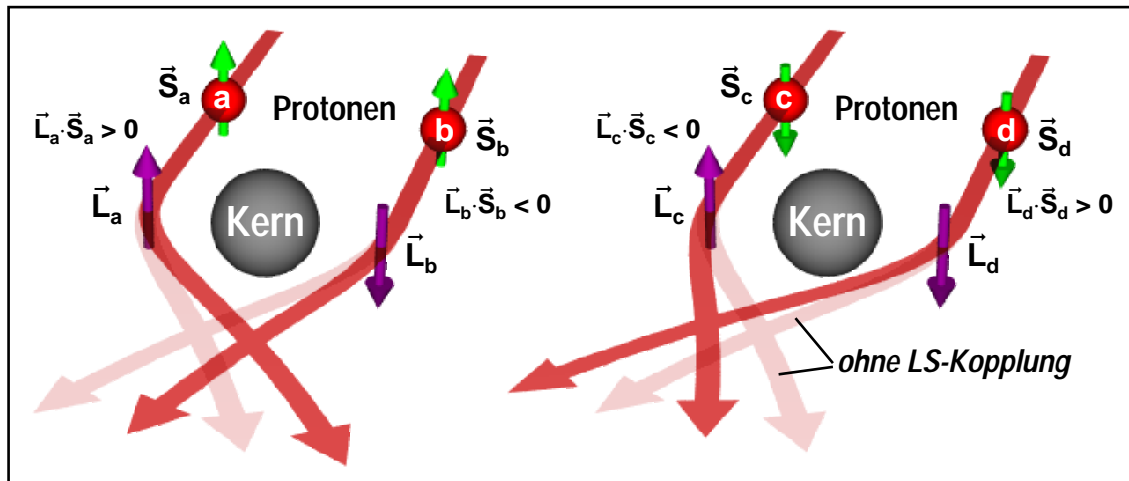


Abb. 3.1: Skizze zur Auswirkung des LS-Kopplungsterms im Streupotential der starken Wechselwirkung bei der Streuung von Protonen an einem Atomkern. Die Protonen a und b werden durch die Wechselwirkung ihres nach oben stehenden Spins \vec{S} mit dem Bahndrehimpuls \vec{L} in Flugrichtung gesehen weiter nach links abgelenkt (dunkle Bahnen) als bei der Streuung an einem reinen Zentralpotential (helle Bahnen). Bei den Protonen c und d mit Spin nach unten bewirkt die LS-Kopplung dagegen eine Abweichung zur anderen Seite hin.

bewirkt die relative Stellung des Proton-Spins zum Bahndrehimpuls oder zum Spin des Streupartners eine Veränderung in der Stärke des Streupotentials.

Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung ist der Betrag dieser Veränderung verglichen mit dem des dominierenden Zentralpotentials allerdings klein. Nicht so bei der starken Wechselwirkung: Man kann die experimentell gefundenen Energieniveaus der Nukleonen im Atomkern nur durch ein Kernpotential der Form

$$V(r) = V_r(r) + V_{LS}(r) \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle \quad (3.4)$$

erklären, bei dem der Anteil der Spin-Bahn-Kopplung $V_{LS}(r)$ in der gleichen Größenordnung liegt wie der Zentralanteil $V_r(r)$. Ein Proton, dessen Spinprojektion bei der Streuung an einem Atomkern in Drehimpulsrichtung $+\frac{1}{2}$ beträgt, sieht daher ein Streupotential, dessen Stärke erheblich anders ist als in dem Fall, bei dem die Spinprojektion gleich $-\frac{1}{2}$ ist.

Wählt man eine Spinorientierung fest im Raum vor, so wird in der Streuebene senkrecht dazu die durch $V_r(r)$ bewirkte Ablenkung durch die LS-Kopplung zur einen Seite hin verstärkt und zur anderen Seite hin abgeschwächt, da die Orientierung von \vec{L} auf beiden Seiten entgegengesetzt ist, was in Abbildung 3.1 in einer einfachen Skizze veranschaulicht wird. Ein polarisiertes Ensemble von Protonen wird somit bei von der starken Wechselwirkung dominierten Streuprozessen eine deutliche Asymmetrie in der Streuwinkelverteilung aufweisen, die zum Betrag der Polarisation proportional ist. Dies eröffnet die Möglichkeit, durch Messung dieser Asymmetrie Betrag und Richtung der Polarisation zu bestimmen.

Ein Schwachpunkt dieser Methode wird allerdings anhand von Abbildung 3.1 deutlich: Da der Drehimpulsvektor immer senkrecht auf der Streuebene und damit auf

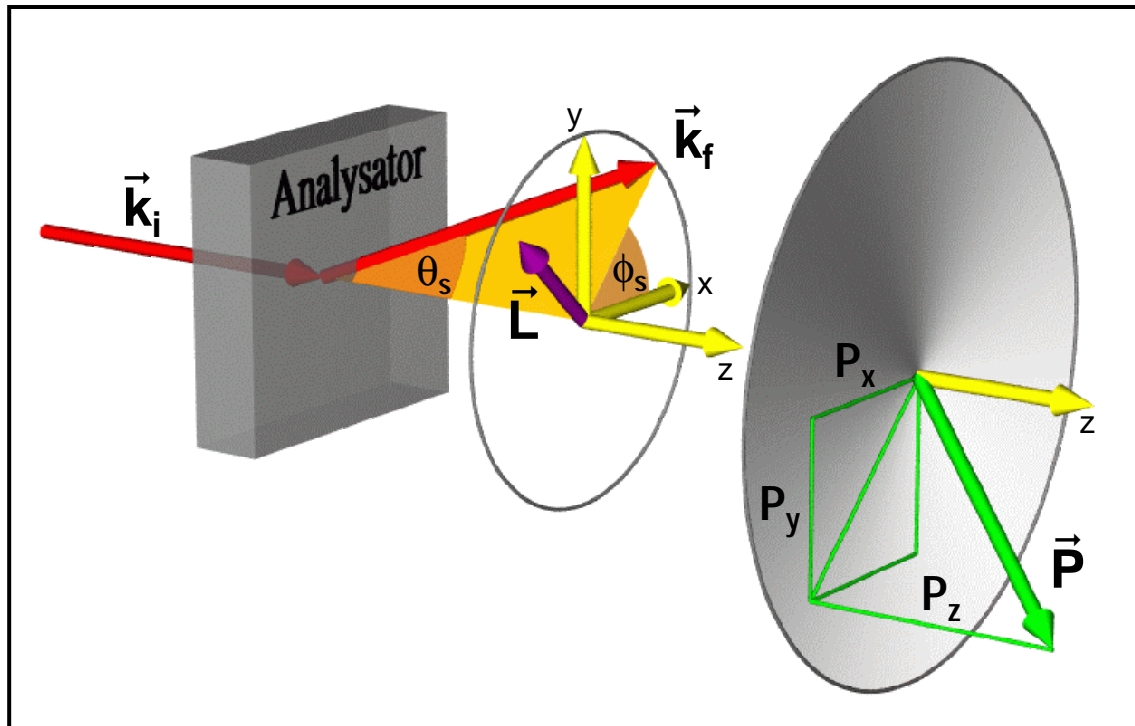


Abb. 3.2: Kinematik der Proton-Streuung am Analysator. Rechts ist die azimutale Winkelasymmetrie in der Intensitätsverteilung nach der Streuung vieler Protonen skizziert, deren Messung die Bestimmung der transversalen Polarisationskomponenten ermöglicht.

der Einfallsrichtung des Protons steht, kann mit seiner Hilfe die longitudinale Spinprojektion nicht abgetastet werden, d.h. man kann mit dieser Methode nur die beiden transversalen, nicht aber die longitudinale Polarisationskomponente bestimmen!

Haben die Atomkerne des Materials, an dem die Protonen gestreut werden, ebenfalls einen nichtverschwindenden Spin, so treten im Streupotential (3.4) weitere Terme auf, deren Effekt sich aber bei der Streuung von vielen Protonen an verschiedenen Atomkernen herausmittelt, solange deren Spins nicht eine bevorzugte Orientierung aufweisen, d.h. das Material nicht polarisiert ist. In der Praxis wird als Material für diesen *Analysator* meist reiner Kohlenstoff verwendet, dessen Kernspin gleich Null ist.

In Abbildung 3.2 ist links die Kinematik der Streuung eines Protons an einem Analysator dargestellt. θ_s ist der Streuwinkel zwischen dem Impulsvektor \vec{k}_f des gestreuten Protons und dem Impulsvektor des einlaufenden Protons \vec{k}_i , dessen Richtung die z-Achse festlegt. Der Azimutalwinkel ϕ_s ist der Winkel zwischen der x-Achse und der von \vec{k}_i und \vec{k}_f aufgespannten Streuebene. Senkrecht auf der Streuebene steht der Drehimpulsvektor \vec{L} . Nur die Spinprojektion des Protons in seine Richtung beeinflusst den Streuprozess. Im rechten Teil von Abbildung 3.2 ist die Asymmetrie in der azimutalen Streuwinkelverteilung angedeutet, die sich bei der Streuung eines Ensembles von Protonen mit Polarisation \vec{P} ergibt. Die Intensitätsverteilung nach

der Streuung kann auf folgende Weise parametrisiert werden:

$$I(\Theta_s, \Phi_s, T) = I_0(\Theta_s, T) [1 + A(\Theta_s, T)(P_y \cos \Phi_s - P_x \sin \Phi_s)] \quad (3.5)$$

Dabei ist T die kinetische Energie der Protonen. Auf die Darstellung der polarisationsunabhängigen Streuwinkelabhängigkeit $I_0(\Theta_s, T)$ wurde in Abbildung 3.2 aus didaktischen Gründen verzichtet. Bei bekanntem Faktor $A(\Theta_s, T)$, auf den im nächsten Abschnitt eingegangen wird, können somit die transversalen Polarisationskomponenten P_x und P_y durch einen Fit der Funktion (3.5) an eine gemessene Intensitätsverteilung bestimmt werden.

3.2 Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke

Die Funktion $A(\Theta_s, T)$, die in Gleichung (3.5) die relative Stärke der polarisationsabhängigen Asymmetrie bestimmt, ist bei gegebenem Projektil eine Eigenschaft des Analysatormaterials und wird als *Analysierstärke* bezeichnet. Für Kohlenstoff wurde die Analysierstärke durch Experimente vom Typ $^{12}\text{C}(\vec{p}, p')^{12}\text{C}$ vielfach vermessen. Dabei wurde bei den meisten Messungen nicht nach Reaktionskanälen unterschieden, wie dies z.B. bei [Jon86] der Fall war, wo die Analysierstärke getrennt für die angeregten Zustände des zurückbleibenden Kohlenstoffkerns angegeben wird, was eine Messung der Energie der auslaufenden Protonen erfordert. In der Regel wurde nur die Streuwinkelverteilung der auslaufenden Protonen gemessen, woraus dann die alle möglichen Reaktionskanäle enthaltende *inklusive Proton-Kohlenstoff Analysierstärke* $A_C(\Theta_s, T)$ bestimmt wurde.

Die meisten Messungen von A_C überdecken den Streuwinkelbereich zwischen 5 und 20°. Die untere Grenze wird dabei durch den Streuprozeß bestimmt: Kleine Streuwinkel kommen dominant durch elektromagnetische Vielfachstreuung zustande, die nicht zu einer meßbaren polarisationsabhängigen Asymmetrie führt. Erst oberhalb von etwa 3 bis 7°, je nach Kohlenstoffdicke und kinetischer Energie der Protonen, dominiert die Streuung aufgrund der starken Wechselwirkung. Die obere Grenze des vermessenen Streuwinkelbereiches ist nicht von so prinzipieller Natur, sie wurde in der Regel von der Akzeptanz der verwendeten Detektoren bestimmt. Einige Messungen, wie z.B. [Wat78] oder [Ran82], haben A_C bis etwa 30° vermessen.

Der Bereich der kinetischen Proton-Energie, in dem A_C vermessen ist, liegt zwischen 100 und 800 MeV. Bei den kleineren Energien bis 250 MeV wurden Kohlenstoffdicken zwischen 3 und 7 cm verwendet, bei größeren Energien bis zu 27 cm dicke Kohlenstoffblöcke. Da die Protonen je nach Anfangsenergie im Kohlenstoff zwischen 3 und 25 MeV pro cm verlieren, wird die Analysierstärke als Funktion von T_{CC} , der kinetischen Protonenergie *in der Mitte* des Kohlenstoffanalysators angegeben. Nach [Apr83] ist die so parametrisierte Analysierstärke für kinetische Energien oberhalb 270 MeV innerhalb des Meßfehlers unabhängig davon, ob mit 3 oder 7 cm dickem Kohlenstoff gemessen wird. Bei kleineren Energien zeigt der 7 cm dicke Block eine leicht höhere Analysierstärke, was damit erklärt wird, daß hier relativ mehr der Protonen aus inelastischen Prozessen, die gegenüber den elastischen Prozessen kleinere Analysierstärken aufweisen, im Kohlenstoff absorbiert werden.

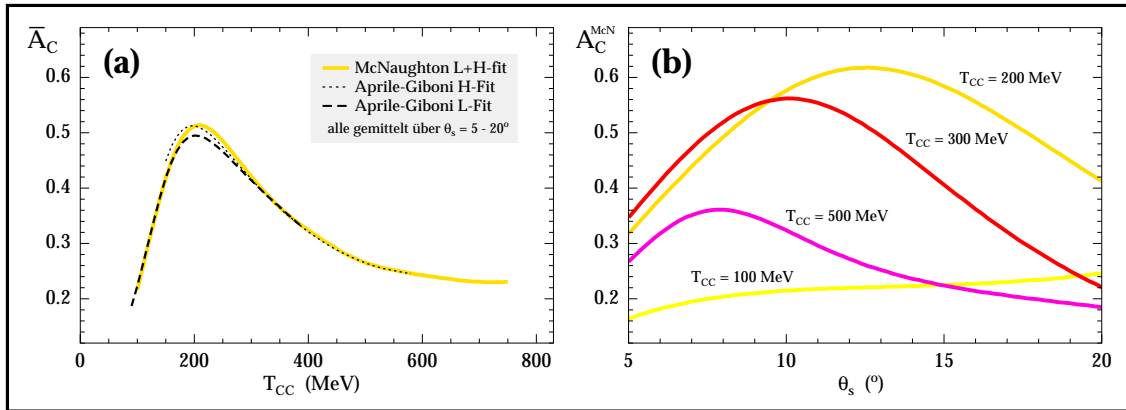


Abb. 3.3: (a) Inklusive Proton-Kohlenstoff Analysierstärke A_C als Funktion der kinetischen Protonenergie T_{CC} in der Mitte des Kohlenstoffanalysators nach den Parametrisierungen von Aprile-Giboni et al. [Apr83] („L-fit“ für 3 cm Kohlenstoffdicke, „H-fit“ für 7cm) und McNaughton et al. [McN85], alle gemittelt über Streuwinkel von 5 bis 20° . (b) A_C nach der McNaughton-Parametrisierung als Funktion des Streuwinkels bei vier Werten von T_{CC} .

Die umfangreichsten Messungen von A_C bei Energien unterhalb von 570 MeV stammen von Aprile-Giboni et al. [Apr83], von denen zwei an die experimentellen Ergebnisse angepaßte Parametrisierungen für $A_C(\Theta_s, T_{CC})$ für Θ_s zwischen 5 und 20° angeben werden. Der sog. „H-fit“, angepaßt an die mit einem 7 cm dicken Kohlenstoffblock gemessenen Analysierstärken, gilt für $T_{CC} = 150\text{--}571$ MeV; der sog. „L-fit“, angepaßt an Ergebnisse von Messungen mit 3 cm Kohlenstoff, gilt für $T_{CC} = 90\text{--}386$ MeV. In Abbildung 3.3.a ist der Verlauf der beiden Parametrisierungen als Funktion von T_{CC} dargestellt, wobei über Θ_s von 5 bis 20° gemittelt wurde.

McNaughton et al. fassen in [McN85] die Messungen von [Apr83], [Ran82], [Wat78] und einige andere (teilweise unveröffentlichte) zusammen und passen, ähnlich wie [Apr83], einen „High energy fit“, der für $T_{CC} = 450\text{--}754$ MeV gilt, und einen „Low energy fit“, der für $T_{CC} = 95\text{--}450$ MeV gilt, an die gesammelten Daten an. Im Gegensatz zu [Apr83] wird in [McN85] nicht danach unterschieden, mit welcher Kohlenstoffdicke gemessen wurde. Da die Gültigkeitsbereiche von „High-“ und „Low energy fit“ hier nicht überlappen und die beiden Funktionen bei 450 MeV ineinander übergehen, sind sie in Abbildung 3.3.a mit einer gemeinsamen Kurve dargestellt. Abbildung 3.3.b zeigt den Verlauf der McNaughton-Parametrisierung gegen den Streuwinkel Θ_s bei 4 verschiedenen Werten von T_{CC} .

Abgesehen von den durch die verschiedenen Kohlenstoffdicken erklärbaren Unterschieden stimmen alle Messungen, die dem McNaughton-Fit zugrunde liegen, innerhalb ihrer Fehler gut überein. Der Fehler der Parametrisierungen wird in [McN85] für $T_{CC} \geq 140$ MeV mit $\pm 2\%$ abgeschätzt.

Andere Analysator-Materialien als Kohlenstoff werden in Proton-Polarimetern nur selten verwendet. Die Gründe dafür liegen unter anderem in seiner einfachen Handhabung als Festkörper und in der preiswerten Verfügbarkeit größerer Blöcke. Streuexperimente an verschiedenen Materialien [Cha56] weisen darauf hin, daß Beryllium zumindest ebenso gut als Analysator-Material geeignet ist; doch große Beryllium-

Blöcke sind teuer. Zu schwereren Materialien hin wird die inklusive Analysierstärke kleiner; außerdem vergrößert sich bei vergleichbarer Massenbelegung die Vielfachstreuung, so daß sich die untere Grenze des nutzbaren Streuwinkelbereiches nach oben verschiebt. Wasserstoff ist als leichtestes Element sehr gut geeignet. Allerdings ist hier die Handhabung sehr schwierig: Um eine ausreichende Massenbelegung zu erreichen, muß man große Mengen verflüssigen. Bei kinetischen Energien unterhalb 130 MeV oder oberhalb 500 MeV, wo die Kohlenstoff-Analysierstärke klein wird, ist Polyethylen (CH_2), das oft in Neutron-Polarimetern als Analysatormaterial verwendet wird, eine mögliche Alternative.

3.3 Das Proton-Polarimeter in Spektrometer A

Bei Koinzidenzexperimenten an der Drei-Spektrometer-Anlage soll auch bei Messung der Polarisation der Rückstoßprotonen nicht auf die genaue Bestimmung ihrer Impulse und Streuwinkel verzichtet werden. Da eine Streuung an einem dicken Kohlenstoffanalysator diese Informationen stark verwischt, kann sie erst dann erfolgen, wenn die kinematischen Variablen des Protons bereits gemessen sind, also nach seinem Durchgang durch die Fokalebeneendektoren eines der Spektrometer.

Normalerweise dient Spektrometer B als Elektronspektrometer und A und C werden als Hadronspektrometer verwendet. In Spektrometer C können allerdings nur Protonen mit Impulsen von maximal 550 MeV/c nachgewiesen werden, was einer kinetischen Energie von 150 MeV entspricht. Abbildung 3.3.a zeigt, daß dies unterhalb des Maximums der inklusiven Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke liegt. Spektrometer A dagegen kann Protonen mit Impulsen bis zu 730 MeV nachweisen, was einer kinetischen Energie von 250 MeV entspricht. Somit ist in Spektrometer A der Betrieb eines Proton-Polarimeters mit Kohlenstoffanalysator im Bereich des Analysierstärke-Maximums möglich. Aus diesen Gründen wurde das Proton-Polarimeter im Abschirmhaus von Spektrometer A oberhalb der Fokalebeneendektoren aufgebaut.

3.3.1 Genereller Aufbau

Die Messung der Polarisation erfordert die Bestimmung von Ort und Impulsvektor der Protonen vor und nach ihrer Streuung in einem Kohlenstoffanalysator. Deshalb wird anstelle des Čerenkov-Detektors in das Abschirmhaus von Spektrometer A ein Kohlenstoffanalysator und ein Paket von zwei Horizontalen Doppeldriftkammern (HDCs) eingebaut (siehe Abbildung 3.4). Die Vertikalen Driftkammern (VDCs) und die Szintillatoren bleiben in Aufbau und Funktion unverändert. Der Čerenkov-Detektor wird zur Identifizierung von Protonen nicht benötigt, da diese im Impulsbereich von Spektrometer A nicht minimal ionisierend sind und somit zu ihrer Unterscheidung von Pionen und Positronen die Messung des Energieverlustes in den beiden Szintillator-Ebenen genügt.

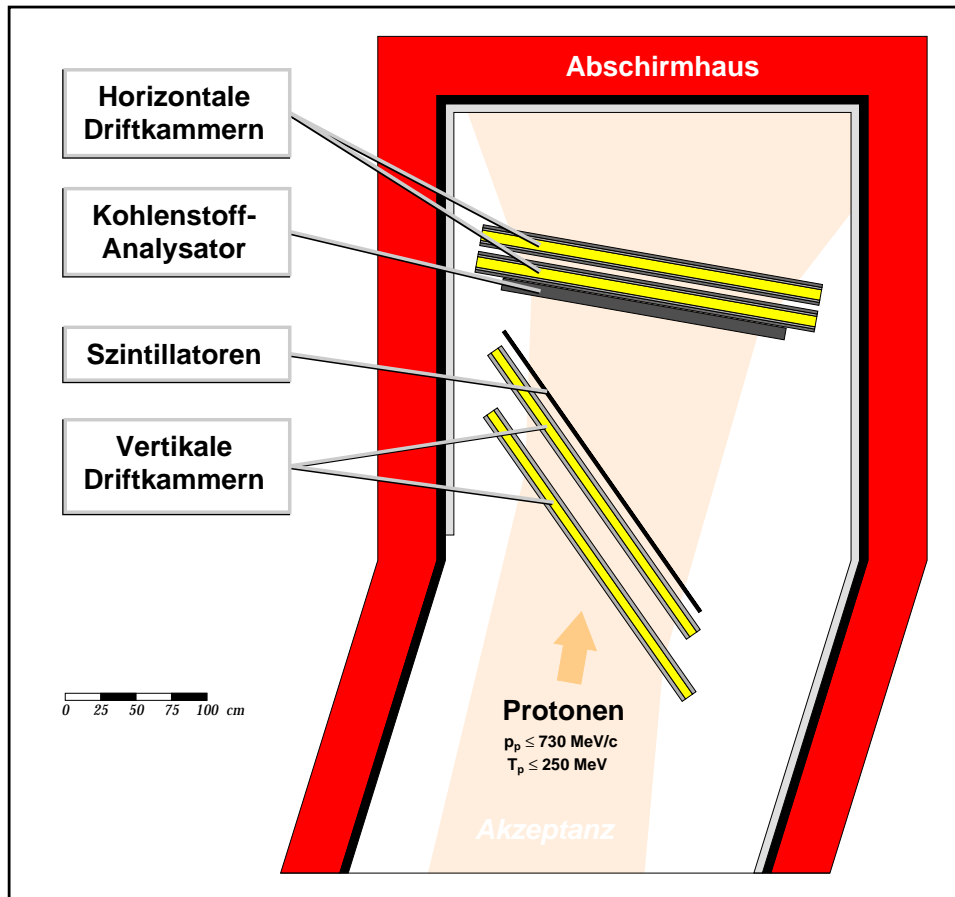


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Proton-Polarimeters im Abschirmhaus von Spektrometer A. Der normalerweise oberhalb der Szintillatoren sitzende Gas-Čerenkov-Detektor wird gegen einen Kohlenstoff-Analysator und zwei Horizontale Driftkammern ausgetauscht.

Position und Richtung eines aus den Spektrometern magneten kommenden Protons werden zuerst in der Fokalebene mit den VDCs und noch einmal hinter dem Kohlenstoffanalysator mit den HDCs gemessen. Aus dem Vergleich der beiden gemessenen Spuren lassen sich die Polar- und Azimutalwinkel der Streuung, Θ_s und Φ_s , und die Lage des Streupunktes bestimmen. Für ein Ensemble von Protonen erhält man daraus die Intensitätsverteilung (3.5) und aus deren azimuthaler Asymmetrie die transversalen Polarisationskomponenten. Nach ihrer Anordnung vor und hinter dem Analysator werden die VDCs in ihrer Funktion für das Fokalebene-Proton-Polarimeter (FPP) als „Front-Detektoren“ und die HDCs als „Rear-Detektoren“ bezeichnet.

Erste Entwürfe für den Aufbau des FPPs erfolgten ab 1990, also bereits vor Beginn dieser Arbeit, durch Dr. E.J.A.M. Offermann, der zu dieser Zeit auch das Programm POLARIS zur Computer-Simulation des FPPs auf Basis der CERN Programmbibliothek GEANT erstellte. Mit POLARIS wurden Fragen wie

- optimale Dicke, Größe und Position des Kohlenstoff-Analysators,
- notwendige Auflösung bei der Bestimmung von Streuort und Streuwinkel,

- Größe, Position und Auflösungsvermögen des Rear-Detektors,
- notwendige Genauigkeit bei der Justage der Komponenten,
- ein Trigger zur Online-Unterdrückung von Kleinwinkel-Streuereignissen,
- notwendige Kalibrationsmessungen bei Inbetriebnahme des FPPs, usw.

untersucht [Off91, Off92]. Parallel zum Aufbau des FPPs wurden die POLARIS-Simulationen von K. Bohinc fortgeführt [Boh97].

Auch wenn sich teilweise aufgrund von mechanischen Randbedingungen oder neuen Überlegungen später Änderungen ergaben, sind die grundlegenden Vorgaben aus [Off91, Off92] weitgehend erhalten geblieben. Zur Minimierung von systematischen Fehlern müssen sowohl Analysator als auch Rear-Detektor im Mittel senkrecht auf den Protonenbahnen stehen. Der Rear-Detektor sollte eine aktive Fläche von $216 \text{ cm} \times 95 \text{ cm}$ und eine Winkelakzeptanz von mindestens $\pm 35^\circ$ in beiden Richtungen haben, da schon die Protonenwinkel in der Fokalebene um $\pm 15^\circ$ variieren und Streuwinkel im Kohlenstoff bis zu 20° nachgewiesen werden sollen.

Wegen der großen erforderlichen Winkelakzeptanz wurden für den Rear-Detektor zunächst 4 Ebenen von MWPCs (Multi Wire Proportional Chambers) favorisiert. Gleichzeitig soll der Rear-Detektor aber eine Winkelauflösung von 2 mrad bieten, um eine genaue Eichung der Winkeloffsets zum Front-Detektor zu ermöglichen, was bei einem möglichen Ebenenabstand von 10–30 cm eine Ortsauflösung im Submillimeterbereich erfordert. 4 MWPCs mit dieser Ortsauflösung und einer aktiven Fläche von fast 2 m^2 hätten aber Aufbau und Auslese von mehreren tausend Drähten bedeutet und damit zu hohen Kosten verursacht. Deshalb wurde der Rear-Detektor aus 4 HDCs aufgebaut, von denen jeweils zwei zusammengefaßt sind zu einer Doppelkammer, deren beide Drahtrichtungen um jeweils 45° zur Mittelebene des Spektrometers gedreht sind, so daß sie senkrecht zueinander verlaufen. Da die Entwicklung und der Aufbau dieser HDCs eines der Hauptthemen dieser Arbeit waren, wird darüber im nächsten Kapitel detailliert berichtet.

3.3.2 Aufbau des Kohlenstoffanalysators

Die Abdeckung der gesamten Spektrometer-Akzeptanz erfordert einen Analysatorblock mit einer offenen Kohlenstoff-Fläche von etwa $200 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$. Die Standarddichte von Graphit von 2.26 g/cm^3 gilt nur für Graphit-Einkristalle, die in solchen Größen nicht verfügbar sind. Größere Blöcke bestehen in der Regel aus gepreßten Kohlenstoffpartikeln mit Korngrößen zwischen $25 \mu\text{m}$ und 2 mm ; sie haben Dichten zwischen 1.6 und 1.85 g/cm^3 . Dieser industrielle Kohlenstoff liegt vom Elastizitätsmodul (ca. 10 kN/mm^2) her im Bereich vieler Kunststoffe, ist aber poröser, d.h. es platzen leicht Ecken ab. Die Stabilität reicht jedoch aus, um ihn mit einer CNC-Fräse in jede gewünschte Form zu bringen. Das für unseren Analysator verwendete Material wird normalerweise als Moderator in Kernreaktoren eingesetzt und hat eine Dichte von 1.76 g/cm^3 ¹.

¹Durch Auswiegen wurden 1.76 g/cm^3 ermittelt, Herstellerangabe (M.P.G Inc., Womelsdorf, USA): 1.70 g/cm^3 .

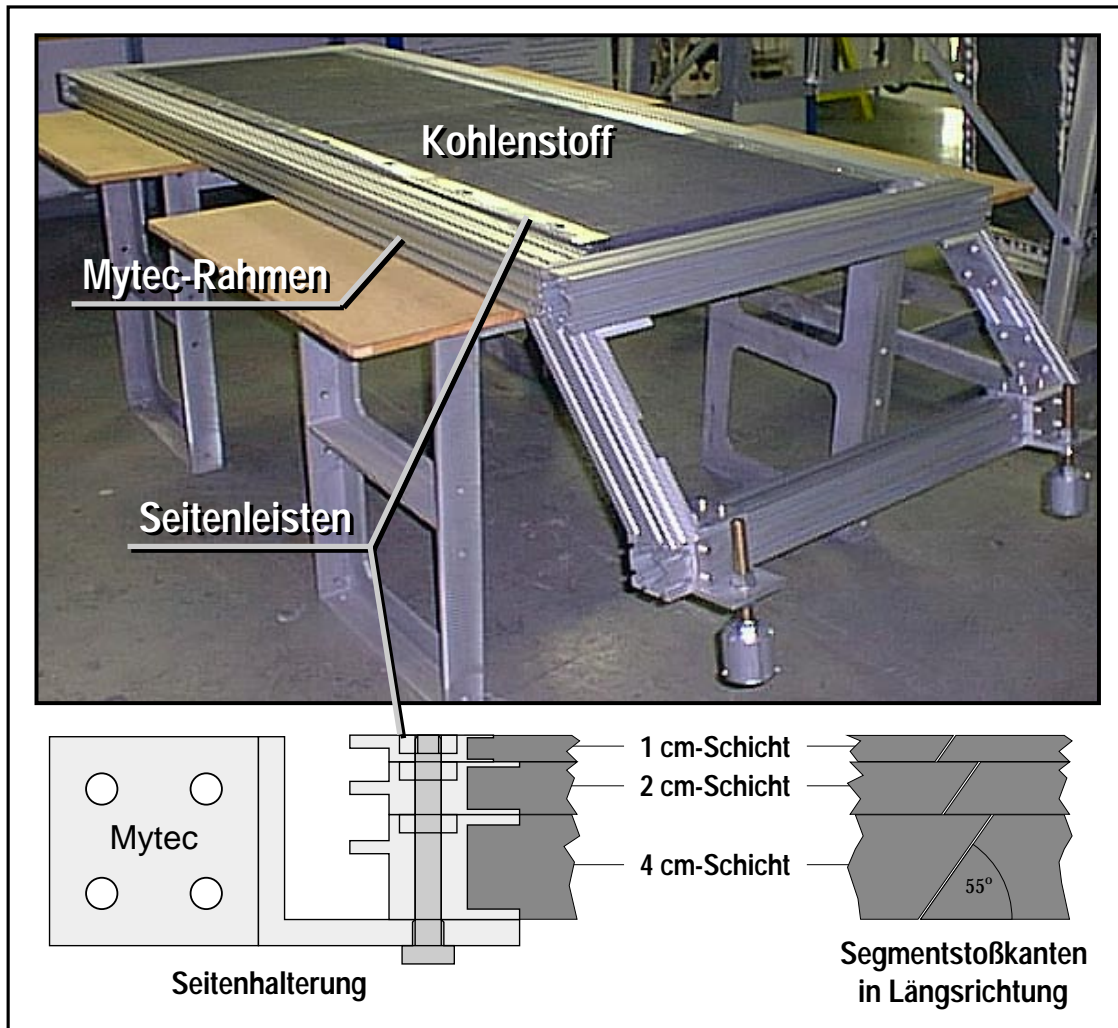


Abb. 3.5: Segmentierung und Halterung des Kohlenstoff-Analysators.

Die POLARIS-Simulationen ergaben, daß für Protonen mit einer kinetischen Energie von 200 MeV (Impuls: 644 MeV/c) eine Kohlenstoff-Analysatordicke von 7 cm einen guten Kompromiß darstellt. Mit zunehmender Kohlenstoffdicke steigt zwar die Wahrscheinlichkeit für eine hadronische Großwinkelstreuung und damit die Anzahl der zur Polarisationsanalyse nutzbaren Ereignisse, andererseits wächst aber auch die Vielfachstreuung, die den nutzbaren Bereich von Θ_s nach unten hin einschränkt (vgl. Abschnitt 3.2). Da die Analysierstärke A_C von der kinetischen Energie in der Kohlenstoffmitte T_{CC} abhängt, fällt sie bei feststehender Einfallenergie mit steigender Kohlenstoffdicke, da die Protonen grob 10 MeV/cm im Kohlenstoff verlieren und A_C für $T_{CC} \leq 200$ MeV schnell mit T_{CC} abfällt (vgl. Abb. 3.3).

Spektrometer A wird jedoch nicht bei allen Messungen mit seinem maximalen Zentralimpuls von 665 MeV/c betrieben. Für Protonen mit einem Impuls von 500 MeV/c (T ca. 125 MeV) sind 7 cm Kohlenstoff schon zu viel; die Protonen bleiben darin stecken. Um auch die Möglichkeit zu haben, mit solchen Protonen Polarimetrie zu betreiben, wurde der Analysator aus 3 Schichten Kohlenstoff mit den Dicken

4, 2 und 1 cm aufgebaut, durch deren Kombination sich alle Gesamtdicken von 1–7 cm in 1-cm-Schritten realisieren lassen.

Bei der Aufhängung des Analysators mußte berücksichtigt werden, daß er während einer Strahlzeit zu Eichzwecken kurzfristig entfernbar oder seine Schichtdicke kurzzeitig änderbar sein soll. Eine ferngesteuerte Fahrautomatik kann aus Platzgründen nicht realisiert werden, da es innerhalb des Abschirmhauses nicht genug Platz gibt, um den Analysator oder einen Teil seiner Schichten vollständig aus der Teilchenakzeptanz herauszufahren. Deshalb muß der Kohlenstoff einfach und schnell aus dem Abschirmhaus entfernbar und wieder einbaubar sein, was für seine Halterung bedeutet, daß sie mechanisch unabhängig von denen der darüberliegenden HDC und des darunterliegenden Szintillators ist. Außerdem muß es dazwischen genügend Freiraum geben, um den Analysator ohne Berühren der beiden Detektoren seitlich entfernen zu können.

Abbildung 3.5 zeigt, wie die Halterungen der Kohlenstoffschichten realisiert sind. Sie werden in einen Rahmen aus Mytec-Aluminium-Profilen (Querschnitt 80 mm × 80 mm) mit einem Innenmaß von 215.5 cm × 80 cm eingesetzt, die seitlich innen mit Aluminium L-Profilen versehen sind. Die 1 cm und 2 cm dicken Schichten sind in 4 Segmente, die 4 cm Schicht in 8 Segmente unterteilt, die mit einem maximalen Einzelgewicht von weniger als 12 kg gut von einer einzelnen Person gehandhabt werden können. Da nicht immer gewährleistet werden kann, daß die Segmente bündig aneinander montiert werden, wurden ihre Stoßkanten um 35° abgeschrägt. So wird vermieden, daß im genutzten Winkelbereich einlaufende oder gestreute Protonen vollständig durch einen eventuell vorhandenen Restspalt laufen können. An die einzelnen Kohlenstoff-Segmente wurden beidseitig Aluminium-Seitenleisten geklebt, mit denen sie transportiert und befestigt werden. Damit die Blöcke nicht ständig feinen Kohlenstaub an ihre Umgebung abgeben, wurden ihre Oberflächen mit einer dünnen Lackschicht versiegelt. Da die Seitenleisten bis zu 20 mm über den Kohlenstoff greifen, beträgt die Gesamtbreite der Kohlenstoffsegmente 640 mm, um eine offene Fläche von 600 mm verfügbar zu haben. Die technische Zeichnung, nach der die Kohlenstoffblöcke gefertigt wurden, findet sich in Anhang F.1.

Kapitel 4

Die Horizontalen Driftkammern

Nach einer Einführung in Abschnitt 4.1 in das grundlegende Funktionsprinzip von Horizontalen Driftkammern (HDCs) wird in diesem Kapitel in Abschnitt 4.2 auf die Lösung des bei dieser Detektorart auftretenden Problems der Rechts-Links-Zweideutigkeit durch Potentialdrahtauslese eingegangen und in Abschnitt 4.3 der dafür entwickelte Verstärker vorgestellt. Abschnitt 4.4 beschreibt den Aufbau der Prototyp-HDC und die damit durchgeführten Experimente, mit denen die Konstruktionsmerkmale und Betriebsbedingungen für die Polarimeter-HDCs festgelegt wurden. Deren Aufbau und die dazugehörigen Auslese- und Versorgungssysteme werden anschließend in Abschnitt 4.5 behandelt. Die Betriebsumstände der Polarimeter-HDCs in Spektrometer A werden in Abschnitt 4.6 beschrieben, wobei unter anderem auf die Behandlung von Mehrfachtreffern und die effektiv erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit eingegangen wird.

4.1 Funktionsweise

Eine Driftkammer ist ein Gerät zur genauen Messung einer oder mehrerer Flugbahnkoordinaten eines ionisierenden Teilchens.

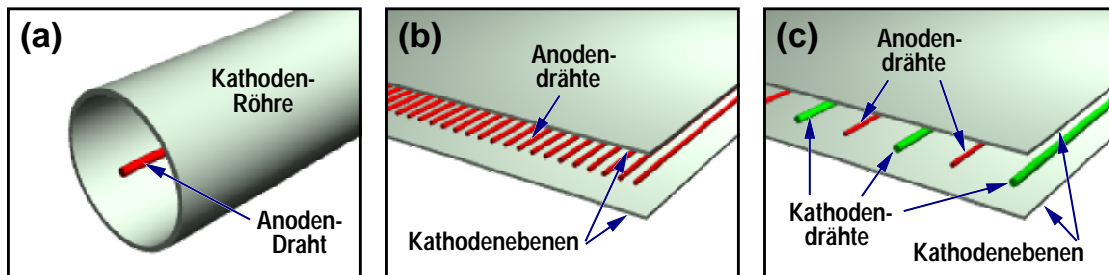


Abb. 4.1: Schematische Geometrie: (a) Zählrohr, (b) Vieldraht-Proportionalkammer, (c) einfache Horizontale Driftkammer.

Der Teilchennachweis funktioniert dabei nach demselben Prinzip wie bei einem Zählrohr (Abb. 4.1.a). Dort befindet sich in der Mitte eines gasgefüllten Rohres ein dünner, gegen die Außenwände auf positiver Hochspannung liegender Draht. Durchtritt ein geladenes Teilchen das Rohr, so ionisiert es entlang seiner Spur das darin befindliche Gas. Wegen der anliegenden Hochspannung driften die Gasionen zu den Außenwänden, während die freiwerdenden Elektronen sich auf den Anodendraht zubewegen. Als Resultat der radialen Geometrie ist die elektrische Feldstärke in unmittelbarer Umgebung des Drahtes so hoch, daß die Elektronen hier genug Energie gewinnen, um durch Ionisation der Gasatome weitere Elektronen freizusetzen, was

sich lawinenartig in Richtung des Drahtes fortsetzt und dort eine Ladungsverschiebung beeinflusst, die über einen Widerstand als Spannungsimpuls gemessen werden kann.

Der erste Schritt zur Nutzung dieses Nachweisprinzips für einen ortsempfindlichen Detektor war die von Charpak et al. 1968 konstruierte Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC) [Cha68]. Hier sind in der Mitte des gasgefüllten Zwischenraums zweier ebener Kathoden mehrere der auf positiver Hochspannung liegenden Anodendrähte parallel zueinander gespannt, von denen jeder praktisch wie ein eigenes Zählrohr funktioniert (Abb. 4.1.b). Die Ortsinformation dieses Detektors ist eindimensional in der Drahtebene senkrecht zur Spannrichtung der Drähte und ergibt sich einfach aus der Nummer des Drahtes, der bei einem Teilchendurchgang anspricht. Der Abstand der Drähte d_x bestimmt direkt die Ortsauflösung: $\sigma_x = d_x/\sqrt{12}$. Großflächige MWPCs mit guter Ortsauflösung erfordern daher Installation und Auslese sehr vieler Drähte.

Schon in [Cha68] ist erwähnt, daß der Abstand des Teilchendurchgangs vom Draht meßbar ist durch Messung der Zeit, die die bei der Ionisation des Gases freiwerdenden Elektronen zur Drift zum Anodendraht benötigen. Dazu muß zusätzlich der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs mit Hilfe eines zweiten Detektors, eines schnellen Triggerdetektors, festgelegt werden. Dieser Ansatz zur Verbesserung der Ortsauflösung einer MWPC bei gleichzeitiger Reduktion der erforderlichen Zahl von Drähten wurde von Walenta et al. 1971 in Form der ersten funktionsfähigen Horizontalen Driftkammer (HDC) [Wal71] umgesetzt.

Die Driftkammer von [Wal71] ist geometrisch einer MWPC sehr ähnlich (vgl. Abb. 4.1). Neben den größeren Drahtabständen besteht der Hauptunterschied darin, daß nur noch jeder zweite Draht ein dünner Anodendraht ist. Die anderen Drähte sind sogenannte „Potentialdrähte“. Sie sind dicker als die Anodendrähte und liegen auf demselben Potential wie die Kathodenebenen. Nur die Anodendrähte werden ausgelesen, weshalb man sie auch als „Signaldrähte“ bezeichnet. Durch die Potentialdrähte herrscht bei der HDC im Gegensatz zur MWPC auch in der Drahtebene zwischen den Drähten ein starkes elektrisches Feld, so daß bei einem senkrechten Teilchendurchgang die dort bei der Primärionisation entstehenden Elektronen als erste den Anodendraht erreichen und das Signal für die Driftzeitmessung erzeugen. Es wird somit die Driftzeit der horizontal in der Drahtebene driftenden Elektronen gemessen, daher der Name „Horizontale Driftkammer“.

In den letzten 30 Jahren wurden Driftkammern verschiedenster Formen entwickelt. Sie finden sich hauptsächlich als Bestandteile von ortsauflösenden Detektorsystemen in der Kern- und Teilchenphysik, werden aber auch in anderen Bereichen der Physik sowie in der Biologie und Medizin eingesetzt. Die Schwelle zum industriell gefertigten Standardinstrument, das in beliebigen Variationen per Katalog bestellt werden kann, wurde allerdings (noch) nicht überschritten.

Die meisten HDCs, die in der Zwischenzeit gebaut wurden, sind von der Geometrie her viel komplexer als die Kammer von [Wal71]. Oftmals wird eine Vielzahl von auf verschiedenen Potentialen liegenden Drähten hinzugefügt, um möglichst

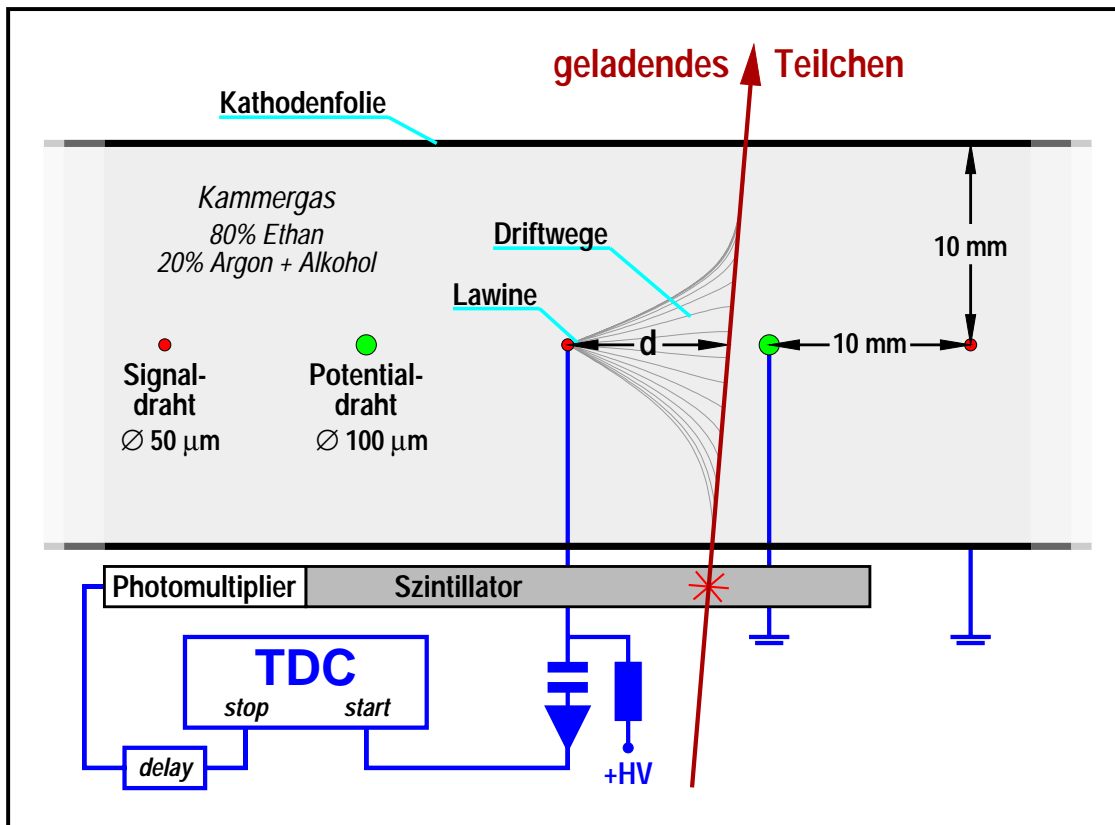


Abb. 4.2: Skizze zu Aufbau und Funktionsweise einer Horizontalen Driftkammer am Beispiel der für die FPP-HDCs gewählten Driftzelleengeometrie.

gleichmäßige elektrische Feldstärken in der Driftregion zu erreichen. Im Gegensatz dazu wurde für die FPP-HDCs die einfache klassische Geometrie von [Wal71] in nur leicht modifizierter Form beibehalten. Ein Grund dafür ist, daß die für den Einsatz als Rear-Detektor im FPP erforderliche Ortsauflösung nicht an die Grenzen dessen geht, was mit einer HDC erreichbar ist, so daß bei der Konstruktion Kompromisse zugunsten von Betriebssicherheit, Herstellungskosten und Herstellungsaufwand eingegangen werden konnten.

In Abbildung 4.2 ist die für die FPP-HDCs gewählte Geometrie dargestellt. Der Einzugsbereich eines einzelnen Signaldrahtes wird „Driftzelle“ genannt, hat bei uns einen quadratischen Querschnitt von $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ und reicht von dem in der Mitte liegenden Signaldraht vertikal bis zu den jeweils 10 mm nach oben und unten entfernten Kathodenfolien und horizontal bis zu den nach beiden Seiten ebenfalls 10 mm entfernten benachbarten Potentialdrähten. Sowohl die Signal- als auch die Potentialdrähte bestehen aus goldbeschichtetem Wolfram von 50 bzw. 100 μm Durchmesser. Die Kathodenfolie besteht aus 6 μm dickem Mylar, das beidseitig mit einer 40 nm dicken, leitenden Aluminiumschicht bedampft ist. Potentialdrähte und Kathodenfolie liegen auf Erdpotential, die Signaldrähte auf positiver Hochspannung (+3000 Volt). Die Kammer wird von einer Gasmischung aus 80% Ethan und 20% Argon, das mit Alkohol angereichert ist, durchflossen.

Am Beispiel dieser HDC wird im folgenden die grundlegende Funktionsweise diskutiert (für weitergehende Literatur siehe z.B. [Sau77] oder [Blu93]).

Ionisation entlang der Teilchenbahn

Beim Durchqueren der Driftzelle ionisiert ein geladenes Teilchen entlang seiner Flugbahn die Atome bzw. Moleküle des Kammergases. Die Energie, die das Teilchen im Mittel pro cm bei dieser Primärionisation verliert, kann für die Protonen in unserem Energiebereich in guter Näherung durch die einfache Bethe-Bloch-Formel berechnet werden:

$$\frac{dE}{dx} = -0.307 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \frac{z^2}{\beta^2} \rho \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right]. \quad (4.1)$$

Dabei ist ρ die Dichte, Z die Ladungszahl, A die Massenzahl und I die mittlere Anregungsenergie des Kammergases, z die Ladungszahl, β die Geschwindigkeit und γ der Lorentzfaktor des durchlaufenden Teilchens und m_e die Elektronenmasse.

Der so berechnete Energieverlust ist in den beiden Bestandteilen unseres Kammergases vergleichbar groß: In Argon ($\rho = 1.78 \text{ mg/cm}^3$, $Z = 18$, $A = 39.95$, $I = 188 \text{ eV}$) verlieren Protonen mit einer für den FPP-Betrieb typischen kinetischen Energie von 150 MeV im Mittel 7.0 keV/cm, in Ethan ($\rho = 1.25 \text{ mg/cm}^3$, $Z = 18$, $A = 30.07$, $I = 45.4 \text{ eV}$) sind es 7.8 keV/cm. Zusammengenommen ergibt sich daraus für eine 80%Ethan-20%Argon-Mischung 7.6 keV/cm. Man beachte, daß Protonen dieser Energie weit unterhalb des Energiebereiches liegen, in dem man sie als „minimal ionisierend“¹ bezeichnet und wo der Energieverlust keine empfindliche Funktion der Teilchenenergie ist. In dem mit Spektrometer A zugänglichen Energiebereich fällt der Energieverlust stark mit steigender Protonenergie ab. Wird z.B. ohne den Kohlenstoffanalysator gemessen, so haben dieselben Protonen in der HDC über 200 MeV kinetische Energie und verlieren im Kammergas nur 6 keV/cm.

Nur ungefähr die Hälfte der von dem Proton auf das Kammergas übertragenen Energie führt zur Ionisation, der Rest geht in Anregung der Atomhüllen. Will man daher die Anzahl der entlang der Bahn erzeugten Elektron-Ion-Paare berechnen, so kann dafür nicht das normale Ionisationspotential I_0 der Gase (Argon: $I_0 = 15.8 \text{ eV}$, Ethan: $I_0 = 11.7 \text{ eV}$) verwendet werden, sondern man benötigt die mittlere zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares erforderliche Energie W des Gases, die sowohl für Argon als auch für Ethan bei ca. 26.5 eV liegt. Ein 150 MeV-Proton erzeugt somit in unserem Kammergas etwa 290 Elektron-Ion-Paare pro cm. Sie entstehen aber nur in einem Bruchteil aller Fälle² durch direkten Stoß mit dem durchfliegenden Proton. Der Rest wird durch die bei der Primärionisation freiwerdende Elektronen erzeugt, an die soviel Energie übertragen wurde, daß sie ihrerseits eines oder mehrere Gasmoleküle ionisieren können. Diese Prozesse werden als Sekundärionisation bezeichnet.

¹Der minimale Energieverlust liegt ungefähr bei $\beta\gamma = 4$. Minimal ionisierende Protonen verlieren im angegebenen Kammergas etwa 2.9 keV/cm.

²Ein minimal ionisierendes Proton erzeugt etwa 1/3, ein 150 MeV-Proton nur etwa 1/10 der insgesamt entstehenden Elektron-Ion-Paare durch direkte Ionisation.

Die Wahrscheinlichkeit, bei einer Primärionisation eine Energie im Intervall $[E, E + dE]$ auf ein Elektron zu übertragen, ist unterhalb der maximal übertragbaren Energie $E_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ näherungsweise proportional zu $\beta^{-2} E^{-2}$ [Sau77]. Das bedeutet, daß in seltenen Fällen auch Energien von mehreren keV auf ein Elektron übertragen werden. Diese schnellen Elektronen werden δ -Elektronen genannt. Ihr Emissionswinkel, bezogen auf die Teilchenspur, ergibt sich aus $\cos^2 \theta = E/E_{max}$, so daß auch δ -Elektronen mit einer Energie von mehreren keV noch fast senkrecht zur Teilchenspur starten. Die Reichweite eines 1-keV- δ -Elektrons in Argon beträgt nach [Blu93] etwa $30 \mu\text{m}$, die eines 10-keV- δ -Elektrons schon 1.5 mm. Die Sekundärionisation der δ -Elektronen produziert somit Elektron-Ion-Cluster, die seitlich versetzt neben der Teilchenspur liegen. Passiert dies gerade in der Drahtebene in Richtung des Signaldrahtes, so führt es zur Messung einer kürzeren Driftzeit und so zu einem Fehler bei der Bestimmung des Spurbestandes zum Signaldraht. Der Anteil von δ -Elektronen mit Energien größer 10 keV liegt bei der Primärionisation durch minimal ionisierende Teilchen allerdings bei nur 0.05%.

Drift der Elektronen zum Signaldraht

Das durchgehende Proton hinterläßt somit in dem Kammergas verschieden große Cluster aus Elektron-Ion-Paaren, deren Abstände entlang seiner Spur poissonverteilt sind um die mittlere freie Weglänge der Primärionisation. Durch das anliegende elektrische Feld rekombinieren diese Paare nicht, sondern die Elektronen driften auf den Signaldraht zu, während die Ionen sich auf die Kathoden zu bewegen. In Abbildung 4.2 sind die Driftwege der Elektronen, die entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes verlaufen, angedeutet. Zur Berechnung der Driftlänge d vom Teilchendurchgangsort durch die Drahtebene zum Signaldraht benötigt man neben der gemessenen Driftzeit t_D der Elektronen ihre Driftgeschwindigkeit v_D entlang des Weges. Bei konstantem elektrischen Feld erreicht ein in einem Gas driftendes Elektron schnell eine konstante Driftgeschwindigkeit, die sich aus dem Gleichgewicht zwischen dem Energiegewinn im beschleunigenden elektrischen Feld und dem Energieverlust durch Stöße mit den Gasmolekülen ergibt. Die sich in einem solchen Gleichgewicht einstellende Driftgeschwindigkeit ist eine komplizierte Funktion der elektrischen Feldstärke, der Zusammensetzung des Gases und des Gasdruckes (Ramsauer-Effekt [Ram21]). Eine umfangreiche Sammlung von Messungen zum Thema Driftgeschwindigkeit und Diffusion von Elektronen in Gasen findet sich zusammen mit einer Einführung in die zugrundeliegende Theorie in [Pei84].

Für das Kammergasgemisch aus 80% Ethan und 20% Argon ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Verhältnis aus elektrischer Feldstärke und Gasdruck in Abbildung 4.3.b dargestellt. Zwischen $400 \frac{\text{Volt/cm}}{\text{bar}}$ und $15000 \frac{\text{Volt/cm}}{\text{bar}}$ liegt v_D im Bereich von $\pm 10\%$ um $5 \frac{\text{cm}}{\mu\text{sec}}$. Das Vorhandensein dieses Plateaus war einer der wesentlichen Gründe bei der Auswahl des Gasgemisches. Abbildung 4.3.a zeigt die Verteilung der elektrischen Feldstärke in der Driftzelle. Auf der Solldriftstecke, d.h. auf der Horizontalen zwischen Potentialdraht und Signaldraht, wird an keiner Stelle $500 \frac{\text{Volt/cm}}{\text{bar}}$ unterschritten. Damit ist die Empfindlichkeit der Driftgeschwindigkeit auf der Horizontalen auf kleine Änderungen der Betriebs-Hochspannung oder Schwankungen des Außendruckes minimal. Betreibt man eine Driftkammer unter Bedingungen, bei

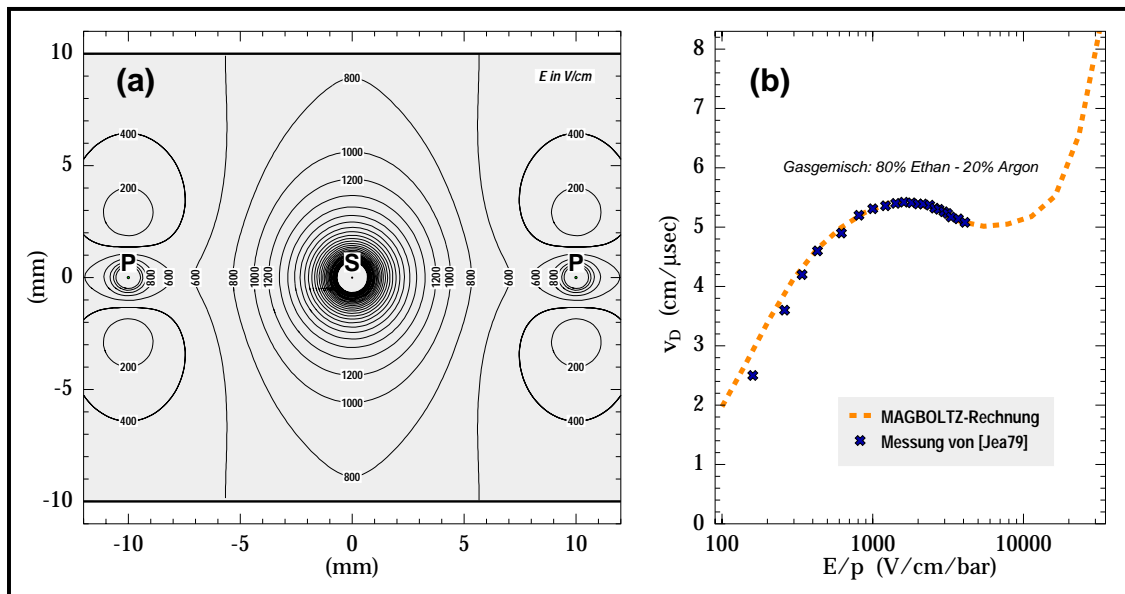


Abb. 4.3: (a) Höhenlinien der elektrischen Feldstärke in der HDC-Driftzelle bei einer Hochspannung von +3000 Volt am Signaldraht (S) und auf Masse liegenden Kathodenfolien und Potentialdrähten (P), berechnet mit dem Programm GARFIELD [Vee99]. (b) Elektronen-Driftgeschwindigkeit im Gasgemisch 80% Ethan – 20% Argon als Funktion des Verhältnisses von elektrischer Feldstärke und Kammerdruck, berechnet mit dem Programm MAGBOLTZ [Bia97] und gemessen von [Jea79].

der v_D z.B. linear von E/p abhängt, so wäre die Driftgeschwindigkeit auf der Horizontalen direkt empfindlich auf die Wetterlage, mit der sich der Druck z.B. von 980 auf 1030 mbar ändern kann; eine solche Empfindlichkeit ist nicht wünschenswert.

Wegen der statistischen Natur der Stöße mit den Gasatomen bleiben die Elektronen eines Sekundärionisationsclusters, die ungefähr vom gleichen Ort starten, nicht zusammen. Transversal zum elektrischen Feld verbreitert sich ihre Verteilung gemäß einer durch thermische Diffusion zerfließenden Gaußverteilung. Die longitudinale Diffusionsverbreiterung σ_x hängt von der elektrischen Feldstärke und stark von der Art des Gasgemisches ab. Bei 1 kV/cm beträgt σ_x in unserem Gasgemisch nur ungefähr 100 μm pro Zentimeter Driftweg [Jea79], wofür der hohe Ethan-Anteil verantwortlich ist (in reinem Argon ist σ_x etwa um einen Faktor 10 größer). Wie stark σ_x die Ortsauflösung der Driftzelle begrenzt, hängt davon ab, wieviele Elektronen gleichzeitig am Signaldraht eine Lawine auslösen müssen, damit das Signal größer wird als die Diskriminatorschwelle der Auslese-Elektronik. Bei einer relativ hohen Schwelle wird erst kurz vor Ankunft des Schwerpunktes der diffusionsverbreiterten Verteilung ein Signal ausgelöst. Damit wird man relativ unempfindlich auf Diffusionsverbreiterungen, was allerdings auf Kosten der Ansprechwahrscheinlichkeit gehen kann.

Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein driftendes Elektron bei einem Stoß an ein Atom oder Molekül anlagert, ist für Edelgase und die meisten organischen Moleküle vernachlässigbar klein, jedoch nicht für elektronegative Stoffe wie Sauerstoff, Wasser oder Halogene. Bei einer Feldstärke von 500 V/cm reduziert z.B. eine Verunreini-

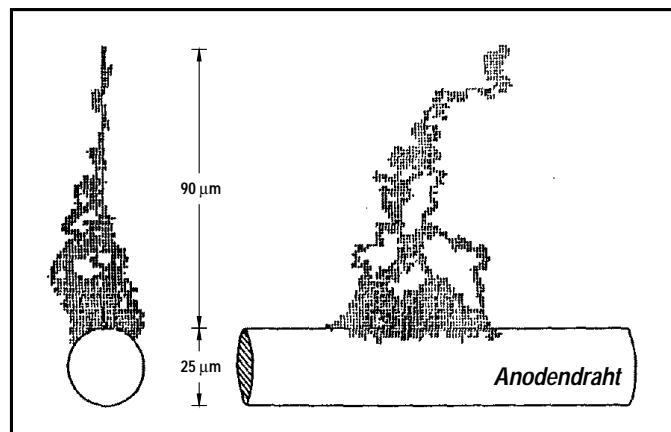


Abb. 4.4: Monte-Carlo-Simulation einer von einem einzelnen Elektron verursachten Lawine am Anodendraht eines Proportionalzählers [Mat85]. Photo-Ionisationsprozesse sind nicht berücksichtigt.

gung von 1% Luft in reinem Argon die Anzahl der driftenden Elektronen um 33%/cm durch Elektroneneinfang [Sau77]. Kleine Verunreinigungen des Kammergasgemisches können daher neben einer Beeinflussung des Elektron-Driftverhaltens auch die Ansprechwahrscheinlichkeit absenken.

Gasverstärkung

Der direkte Nachweis des Signals von einigen 100 zum Signaldraht driftenden Elektronen wäre meßtechnisch äußerst schwierig. Aus diesem Grund macht man die Signaldrähte so dünn, daß das in ihrer Umgebung zylindersymmetrische und somit antiproportional zum Abstand r von der Drahtmitte ansteigende elektrische Feld so groß wird, daß die sogenannte „Gasverstärkung“ eintritt: In einem Abstand von ca. 50 – 100 μm von der Drahtmitte ist E mit einigen 10^4 V/cm groß genug, damit die driftenden Elektronen auf ihrer mittleren freien Weglänge λ im Kammergas, die in der Größenordnung von wenigen μm liegt, genug kinetische Energie gewinnen, um Gasmoleküle zu ionisieren. Die dabei freiwerdenden Elektronen werden ebenfalls zum Signaldraht hin beschleunigt und ionisieren ihrerseits im Mittel nach Durchlaufen der Strecke λ wieder andere Gasmoleküle. So entsteht eine Lawine, in der sich die Anzahl der Elektronen von Generation zur Generation verdoppelt. In Abbildung 4.4 ist die räumliche Entwicklung einer solchen Lawine dargestellt.

Die Anzahl der Generationen ergibt sich daraus, wieviele freie Weglängen von der Drahtoberfläche entfernt die Gasverstärkung einsetzt. Setzt die Gasverstärkung nur um eine freie Weglänge weiter außen ein, verursacht z.B. durch Erhöhung der angelegten Hochspannung, so verdoppelt sich die Anzahl der erzeugten Elektronen und damit die Signalhöhe. Die Signalhöhe hängt somit exponentiell von gewählter Signaldrahtdicke und eingestellter Hochspannung ab. Driftkammern werden in der Regel im sogenannten „Proportionalbereich“ betrieben, in dem die Gasverstärkung zwischen 10^4 und 10^6 liegt, das erzeugte Signal aber proportional zu der von dem durchgehenden Teilchen ursprünglich im Kammergas deponierten Energie bleibt.

Die physikalischen Prozesse bei der Gasverstärkung sind kompliziert. Neben Ein- und Mehrfach-Ionisationsprozessen, optischen und metastabilen Anregungen, Stößen zwischen Gasmolekülen und Rekombinationsprozessen spielen vor allem die erzeugten Photonen eine wichtige Rolle. Ein kleiner Teil dieser Photonen kann energiereich genug sein um zur Ionisation weiter entfernter Gasmoleküle und damit zur Ausbreitung der Lawine, oder auch zur Erzeugung neuer freier Elektronen durch Photoeffekt an den Kathoden zu führen. Edelgase wie Argon sind nicht in der Lage, diese Photonen ausreichend zu absorbieren; daher lassen sich mit ihnen allein nur Gasverstärkungen bis etwa 10^4 erreichen. Organische Moleküle können dagegen Photonen mit großem Wirkungsquerschnitt in nichtstrahlende Rotations- und Schwingungszustände absorbieren, daher erreicht man durch ihre Zugabe gut lokalisierte Lawinen mit Gasverstärkungen bis 10^6 . Die Rolle des „Photonen-Quenchers“ spielt in unserem Gasgemisch das Ethan.

4.2 Rechts-Links-Entscheidung durch Potentialdrahtauslese

Aus der gemessenen Driftzeit läßt sich bei Horizontalen Driftkammern vom Typ der FPP-HDC zwar der Abstand feststellen, in dem das Teilchen vom Signaldraht durchgegangen ist, aber zur absoluten Festlegung der Durchgangskoordinate muß noch die Frage beantwortet werden, ob das Teilchen rechts oder links vom Signaldraht

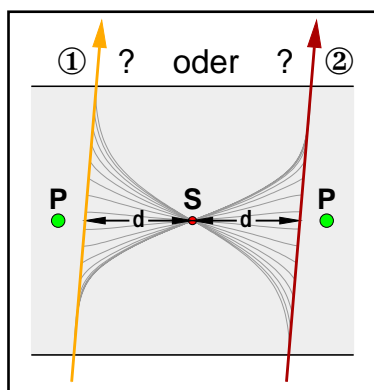


Abb. 4.5: Skizze zum Problem der Rechts-Links-Zweideutigkeit

durch die Driftzelle gegangen ist. Z.B. lassen sich die beiden Spuren (1) und (2) in Abbildung 4.5 ohne Zusatzinformation nicht unterscheiden.

Zur Lösung dieses Problems gibt es verschiedene Ansätze wie z.B. die Aufspaltung des Anodendrahtes in zwei seitlich dicht nebeneinander liegende, getrennt ausgelesene Signaldrähte [Wal71] oder der Aufbau einer weiteren identischen Driftkammer, die seitlich versetzt über der ersten liegt [Hei73]. In beiden Fällen bedeutet dies eine Verdopplung der Anzahl der auszulesenden Anodendrähte. Die 2. Methode wurde bei einer Prototyp-HDC am Institut [Sau87] angewandt. Sie beseitigt jedoch bei großer Variation des Teilcheneinfallswinkels, wie sie beim

Betrieb der HDC als FPP-Rear-Detektor auftritt, nicht in allen Fällen die Mehrdeutigkeit zuverlässig.

Die für die FPP-HDCs gewählte Methode zur Lösung des Rechts-Links-Problems kommt im Gegensatz zu den beiden genannten ohne zusätzliche Anodendrähte aus. Sie beruht auf der Tatsache, daß auf dem Potentialdraht, auf dessen Seite das Teilchen durch die Driftzelle geht, ein größeres Signal influenziert wird als auf dem gegenüberliegenden. Liest man daher die auf beiden Potentialdrähten influenzierten Signale aus, so bekommt man die gesuchte Rechts-Links-Information. Von Walenta wurde diese Methode 1978 erstmals bei einer HDC angewendet [Wal78].

Signalentwicklung

Bewegt sich eine Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} an der Stelle \vec{x} in einem System von Elektroden, so beeinflusst sie dabei nach Ramo's Theorem [Ram39] auf der i ten Elektrode den Strom³

$$I_i = -q \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}_i(\vec{x})}{V_i}. \quad (4.2)$$

Dabei ist $\vec{E}_i(\vec{x})$ das elektrische Feld, das in Abwesenheit der Ladung an der Stelle \vec{x} besteht, wenn die i te Elektrode auf dem Potential V_i und alle anderen Elektroden auf Masse liegen.

Wir diskutieren anhand von (4.2) zunächst das auf dem Anodendraht erzeugte Signal. Für diese Elektrode bekommt man die Verteilung von $\vec{E}_i(\vec{x})/V_i$ über die Driftzelle einfach aus Abb.4.3.a, indem man die dort eingezeichneten Werte durch die angelegte Spannung von +3000 Volt teilt. In die für die Signalentwicklung interessante Region wenige hundert μm um den Signaldraht kann E über die $1/r$ -Abhängigkeit extrapoliert werden: An der Drahtoberfläche ($r = 25 \mu\text{m}$) beträgt E fast 200000 V/cm; bei $r = 100 \mu\text{m}$ sind es noch etwa 50000 V/cm.

Der Beitrag der Elektronen zu den Signalen auf Signal- und Potentialdrähten kann vernachlässigt werden. Ihre Geschwindigkeit ist zwar 100–1000 fach größer als die der Ionen und damit nach Gleichung (4.2) auch das von ihnen erzeugte Signal. Da sie jedoch fast alle in der Lawine erzeugt werden, grob die Hälfte auf der letzten freien Weglänge, wenige μm von der Signaldrahtoberfläche entfernt, haben diese Elektronen nach einigen 10 psec den Signaldraht erreicht, womit das von ihnen erzeugte Signal wieder verschwunden ist.

In guter Näherung kann die Signalentwicklung daher allein durch die Ionendrift berechnet werden mit der Vereinfachung, daß alle Ionen auf der Signaldrahtoberfläche starten und im anfänglich mit $1/r$ abfallenden elektrischen Feld in Richtung der Kathoden driften [Sau77]. Im Gegensatz zur Elektronengeschwindigkeit ist die Ionengeschwindigkeit in Gasen bis zu sehr großen elektrischen Feldern einfach linear proportional zu E/p . Die Proportionalitätskonstante, die Mobilität μ^+ , liegt für die meisten üblichen Driftkammergase im Bereich von $1 \frac{\text{cm/sec}}{\text{V/cm/bar}}$. Der elektrischen Feldstärke folgend fällt die Ionengeschwindigkeit somit ebenfalls mit $1/r$ nach außen ab. Nach 100 nsec haben die Ionen ungefähr $100 \mu\text{m}$ zurückgelegt; nach $1 \mu\text{sec}$ sind es etwa $300 \mu\text{m}$. Bis die Ionen an den Kathoden angekommen sind vergeht ca. 1 msec, doch wegen des großen Abstandes und der geringen Geschwindigkeit ist der Strom, den sie von Abständen größer $300 \mu\text{m}$ auf dem Signaldraht beeinflussen, gegen den Anfangsstrom vernachlässigbar klein.

Die auf diese Weise berechnete Zeitabhängigkeit des auf dem Signaldraht beeinflussten Stroms, erzeugt von einer Einzellawine aus $5 \cdot 10^5$ wegdriftenden Ionen, ist als oberste Kurve in Abbildung 4.6.b dargestellt. Die Anstiegszeit ist durch die Zeitdauer der Lawinenentwicklung gegeben, sie beträgt etwa 1 nsec. Die Abfallszeit,

³Hier wird vorausgesetzt, daß die Ströme nicht durch die Zeitkonstanten der an den Elektroden angeschlossenen Elektronik beeinflusst werden.

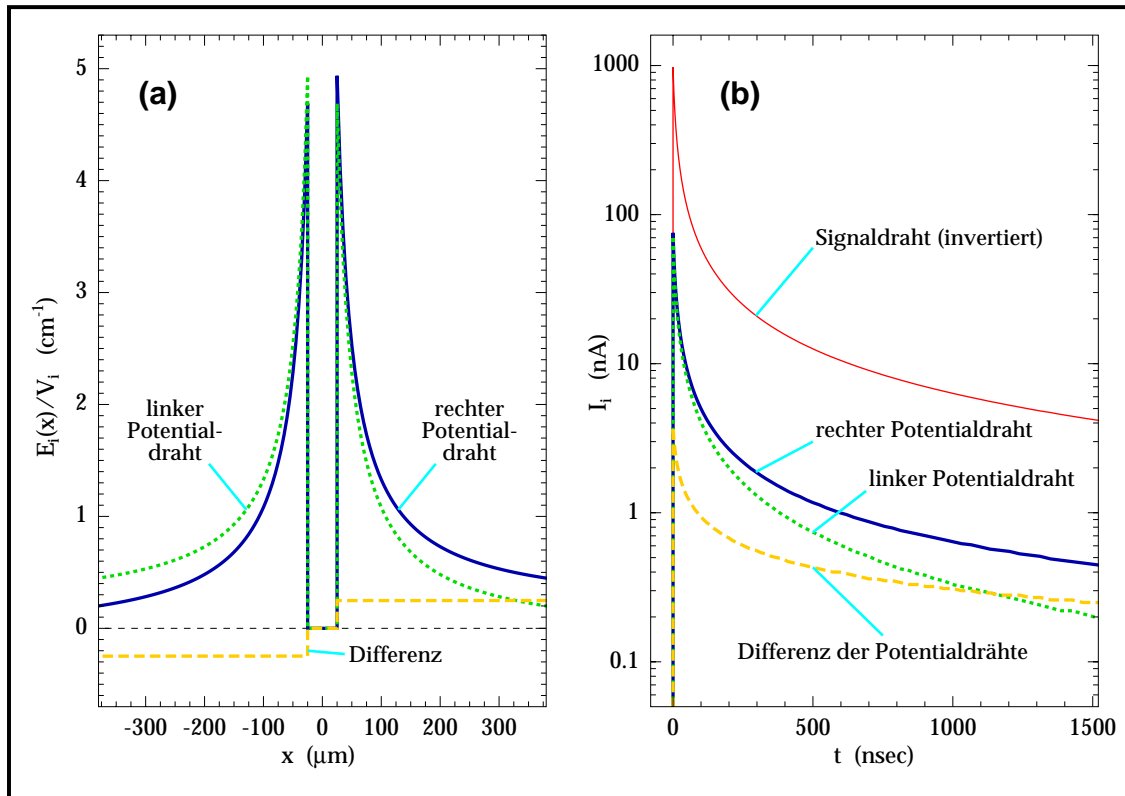


Abb. 4.6: (a): Für die Berechnung der auf den Potentialdrähten beeinflussten Ströme mit Ramo's Theorem [Ram39] erforderliche Wichtungsfunktion $E_i(x)/V_i$ in der Drahtebene in der Umgebung des Signaldrahtes, berechnet für unsere Driftzellegeometrie mit dem Programm GARFIELD [Vee99]. (b): Zeitlicher Verlauf der auf Signal- und Potentialdrähten beeinflussten Ströme, erzeugt von einer Einzellawine aus $5 \cdot 10^5$ Ionen, die vom Signaldraht in Richtung des rechten Potentialdrahtes driftet (berechnet mit Ramo's Theorem unter Annahme einer konstanten Ionen-Mobilität von $1 \frac{\text{cm/sec}}{\text{V/cm/bar}}$).

bestimmt durch die Ionenmobilität, liegt im Bereich von 50 nsec. Das nach einem Teilchendurchgang am Signaldraht meßbare Signal besteht aus der Summe von mehreren hundert solcher Lawinensignale (je nach Primärionisation), die in einem Zeitintervall von etwa 300 nsec, abhängig von Durchgangsort und -winkel durch die Driftzelle, am Signaldraht entstehen.

Mit Gleichung (4.2) können die durch die Ionenbewegung auf den Potentialdrähten beeinflussten Ströme in gleicher Weise berechnet werden wie für den Signaldraht. Die dafür notwendige Wichtungsfunktion $\vec{E}_i(\vec{x})/V_i$ ergibt sich aus elektrostatischen Betrachtungen. In Abbildung 4.6.a ist sie für beide Potentialdrähte in der für die Signalentwicklung wichtigen Region um den Signaldraht als Funktion des Abstandes in der Drahtebene dargestellt. Beide Kurven sind positiv und von Größe und Verlauf sehr ähnlich, daher werden auf beiden Potentialdrähten Signale mit positivem Vorzeichen und ähnlichem zeitlichen Verlauf beeinflusst. Die Wichtung für den Potentialdraht, auf den die Ionen zudriften, ist nur geringfügig höher als für den gegenüberliegenden. Die Größe der Differenz ist fast konstant und steigt über den gezeigten Bereich nur unmerklich nach außen an.

Eine wichtige Voraussetzung für das Zustandekommen einer Signaldifferenz zwischen den beiden Potentialdrähten ist die Tatsache, daß die Lawinen sich auf die Seite des Signaldrahtes beschränken, auf der der Teilchendurchgang stattfand. Würden die Lawinen den Signaldraht komplett umgreifen, wie auf einer weit verbreiteten, von Charpak 1972 angefertigten Zeichnung (z.B. [Sau77]) dargestellt, so gäbe es keine Signaldifferenz, da die Ionen sich danach praktisch gleichverteilt in alle Richtungen davonbewegten. Experimente haben jedoch gezeigt, daß die Lawinen bis zu einer Größe von ca. $5 \cdot 10^7$ Elektron-Ionen-Paaren sehr wohl lokalisiert auf einer Seite eines Drahtes mit $30 \mu\text{m}$ Durchmesser bleiben [Fis78].

In der FPP-HDC driften die Ionen daher nur nach der Seite weg, auf der der Teilchendurchgang stattfand. Die beiden mittleren Kurven in Abbildung 4.6.b zeigen die auf den beiden Potentialdrähten influenzierten Ströme, die von einer Einzellawine aus $5 \cdot 10^5$ vom Signaldraht in Richtung des rechten Potentialdrahtes driftenden Ionen erzeugt werden. Die untere Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf der Differenz der beiden Ströme. Da die Wichtungsfunktion für die Differenz fast konstant ist, wird ihr Abfall von dem Abfall der Ionengeschwindigkeit dominiert. Diese Stromdifferenz, die selbst in der Summe über einige hundert Lawinen nur für 200–300 nsec über 100 nA liegt, gilt es zu messen, da ihr Vorzeichen Auskunft über die Seite des Teilchendurchgangs gibt.

4.3 Aufbau des Rechts-Links-Verstärkers

Die Messung einer kleinen Differenz zwischen zwei kurzen, im Vergleich zur Differenz anfänglich zwanzigfach größeren, aber absolut sehr kleinen Strompulsen ist meßtechnisch anspruchsvoll. Deshalb wurden eigens zu diesem Zweck spezielle Verstärker entwickelt. Viele Laboratorien, die über Potentialdrahtauslese die Rechts-Links-Zweideutigkeit ihrer HDCs auflösen, verwenden den für LAMPF (Los Alamos) von David Brown entwickelten Verstärker [Bro84] oder darauf basierende Weiterentwicklungen. Mit einer dieser Weiterentwicklungen werden die HDCs der OOPS-Spektrometer an MIT-Bates betrieben⁴.

Der OOPS-Verstärker (z.B. [Jor94]) unterscheidet sich hauptsächlich in der maximal möglichen Datenrate (5 MHz) von dem Brown'schen Vorbild (einige kHz). Diese große Bandbreite ist jedoch wohl verantwortlich dafür, daß sich der Verstärker in unserer Testumgebung als sehr störanfällig (Schwingneigung) erwies. Außerdem hätten Unterschiede beim Ausleseverfahren und die im Vergleich zu den OOPS-HDCs etwa 30-fach größere aktive Fläche der FPP-HDCs zu technischen Problemen und hohen Kosten bei ihrer Ausstattung mit dem OOPS Rechts-Links-Verstärker geführt.

Deshalb wurde am Institut für Kernphysik ein eigener Rechts-Links-Verstärker konzipiert, der durch Beschränkung auf die bei uns erforderliche Funktionalität und

⁴Ein Exemplar wurde uns freundlicherweise von dort zu Testzwecken zur Verfügung gestellt. Vielen Dank vor allem an Dr. Adam Sarty und John Fitch.

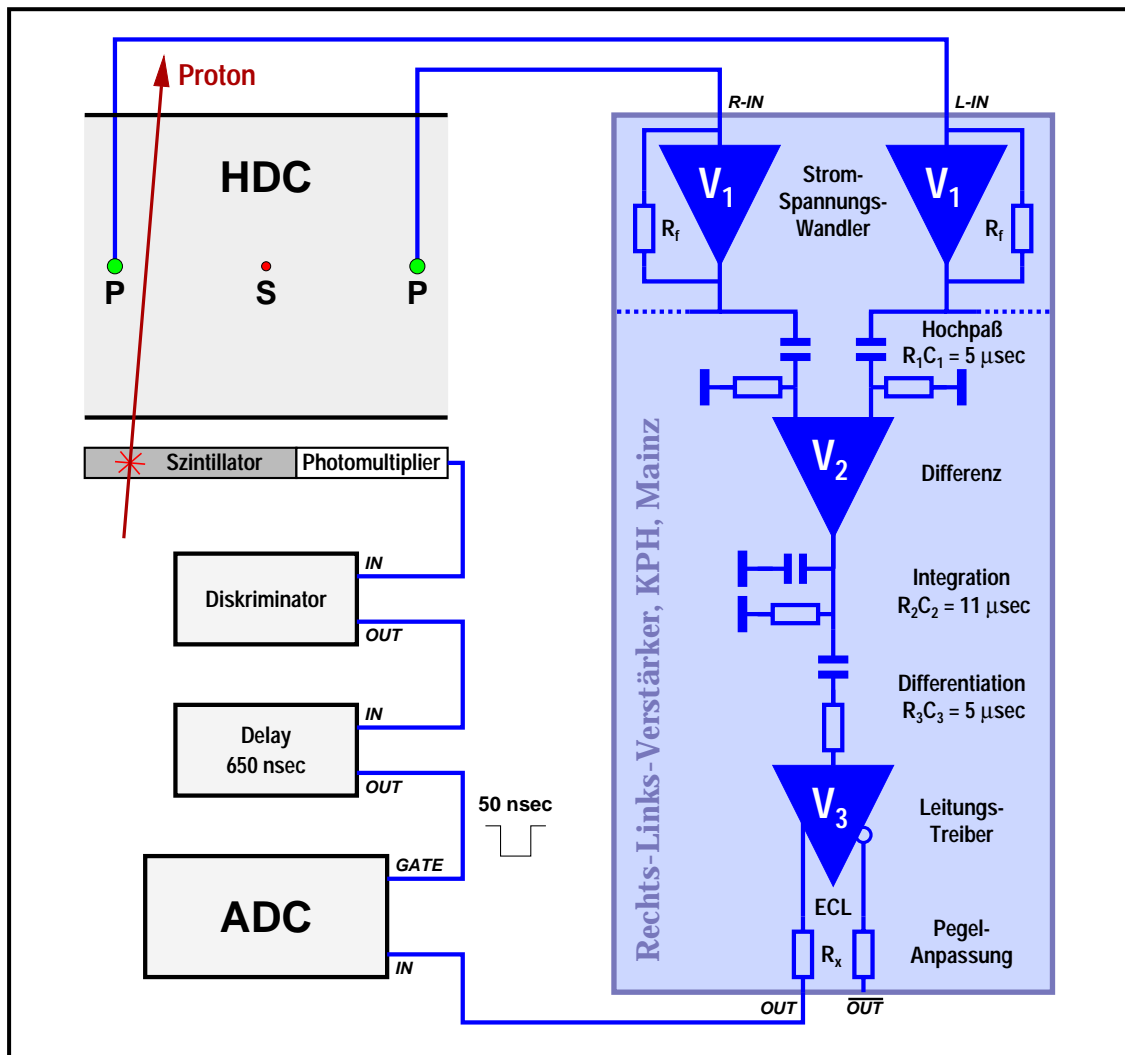


Abb. 4.7: Blockschaltbild des an unserem Institut entwickelten Rechts-Links-Verstärkers und seiner äußeren Beschaltung im Meßbetrieb an der HDC.

durchgängige Verwendung moderner ICs einfacher, kompakter und daher wesentlich kostengünstiger als der OOPS-Verstärker ist. Der detaillierte Schaltplan dieses Verstärkers findet sich in Anhang F.2.

In Abbildung 4.7 ist seine Funktionsweise zusammen mit der äußeren Beschaltung anhand eines Blockschaltbildes dargestellt. Die auf den Potentialdrähten influenzierten Ströme werden in der ersten Verstärkerstufe V_1 in Spannungen umgewandelt. Dabei ist wichtig, daß die Gegenkopplungswiderstände R_f innerhalb von 0.1% gleich sind, damit bei der nachfolgenden Differenzbildung eine möglichst hohe Gleichtaktunterdrückung erzielt werden kann, da das Ausgangssignal nur von der Differenz der Eingangssignale abhängen soll und nicht von ihrer absoluten Höhe. Der niederohmige Ausgang von V_1 erlaubt es, das Potentialdrahtsignal mehreren Differenzstufen unverfälscht zur Verfügung zu stellen (siehe Abschnitt 4.4, insbesondere Abbildung 4.13).

Der Verstärker V_2 bildet über die Hochpässe R_1C_1 die Differenz zwischen zwei Potentialdrahtsignalen. Die Hochpässe sind erforderlich, damit V_2 nicht schon durch unterschiedliche Gleichspannungsoffsets in den Ausgängen der Verstärker V_1 angesteuert wird. Der Ausgang von V_2 liefert einen Strom, der proportional zur Spannungsdifferenz der beiden Eingänge ist. Über das Integrierglied R_2C_2 wird das Differenzsignal zeitlich gestreckt, gleichzeitig werden hochfrequente Rauschanteile beseitigt. Die Unterdrückung von Gleichtaktanteilen am Ausgang von V_2 bezogen auf die Eingänge von V_1 ist besser als 50 dB.

Damit das Ausgangssignal des Rechts-Links-Verstärkers in einem unipolaren ADC⁵ verarbeitet werden kann, wird das Differenzsignal mit dem Verstärker V_3 noch einmal verstärkt und mit einem Gleichspannungsoffset versehen. Der dafür verwendete Baustein, der normalerweise dazu dient, um in Glasfasernetzen den Strom einer Empfangsphotodiode in ein logisches Signal umzusetzen, arbeitet innerhalb eines Eingangsstromfensters von $\pm 30 \mu\text{A}$ linear, bei den logischen ECL-Pegeln von -0.9 und -1.7 Volt geht er in Sättigung. Der Hochpaß R_3C_3 hält zum einen von V_2 verursachte Gleichspannungsoffsets von V_3 fern, zum anderen verhindert er, daß länger andauernde Differenzsignale V_3 stark in Sättigung treiben, er verkürzt so die Erholzeit der Schaltung. Der Widerstand R_x am Ausgang von V_3 dient zur Anpassung der ECL-Pegel an die Eingangsempfindlichkeit des ADCs.

Es ergibt sich folgendes Gesamtverhalten des Verstärkers: Ist der Strompuls am rechten Eingang um mehr als 90 nA größer als am linken Eingang, so geht der Ausgang in die obere Sättigung; ist er um mehr als 90 nA kleiner, geht der Ausgang in die untere Sättigung. Bei Stromdifferenzen kleiner 90 nA ist die Ausgangsspannung um den Mittelwert der beiden Sättigungsspannungen linear proportional zur Eingangsstromdifferenz. Damit der Verstärker auf die Strompulse anspricht, muß ihre Anstiegszeit im Bereich von nsec bis zu wenigen μsec liegen.

Bei dem Betrieb an der FPP-HDC wird, mit einer Verzögerung von etwa 650 nsec auf das Szintillatorsignal, das den Durchgangszeitpunkt des Protons markiert, das Ausgangssignal des Rechts-Links-Verstärkers 50 nsec lang mit einem ADC aufintegriert. Die Verzögerungszeit soll gewährleisten, daß alle Elektronen aus Primär- und Sekundärionisation bis zum Auslesezeitpunkt zum Signaldraht gedriftet sind und dort Lawinen gebildet haben, was in der Drahtebene nicht länger als 250 nsec dauert.

Abbildung 4.8 zeigt 4 Oszilloskopbilder von Ausgangs-Signalen des Rechts-Links-Verstärkers. Bei großer Stromdifferenz zwischen den Potentialdrahtsignalen geht der Ausgang nach dem Teilchendurchgang schnell in Sättigung, bleibt dort für 2-3 μsec , und geht danach, bedingt durch die AC-Kopplungen, noch für ca. 10-15 μsec auf den entgegengesetzten Sättigungswert, bevor er wieder zur Mittellinie zurückkehrt (Abb. 4.8.a+b). Der Doppelpuls in Abbildung 4.8.c ist ein Beispiel dafür, daß selbst nach einer Aussteuerung bis in die Sättigung nach 17 μsec wieder eine neues Signal korrekt bearbeitet werden kann. Bei schwächeren Signalen, wie z.B. in Abbildung 4.8.d, bei denen der Ausgang nicht in Sättigung geht, ist die Erholungszeit mit 1-3

⁵ADC: Analog to Digital Converter.

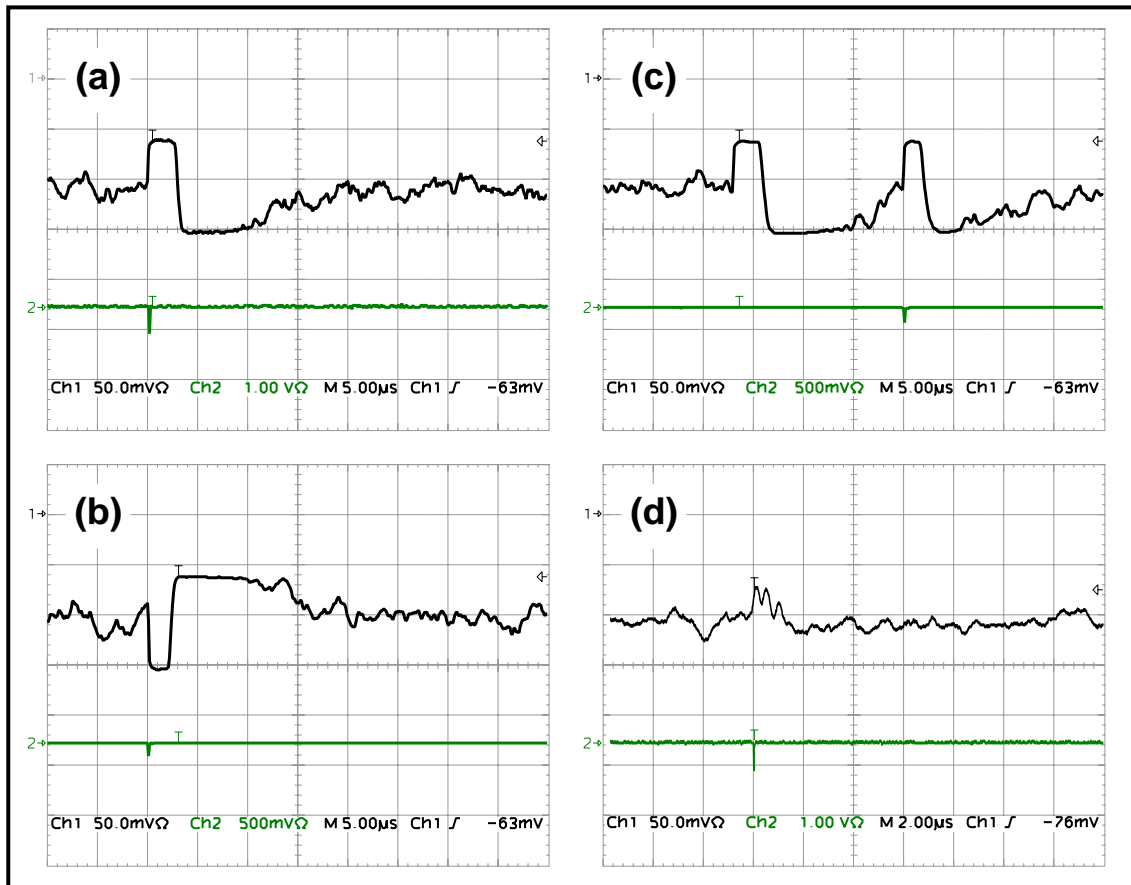


Abb. 4.8: Typische Ausgangs-Signale des Mainzer Rechts-Links-Verstärkers im Meßbetrieb an der FPP-HDC in Spektrometer A, aufgenommen mit dem Digital-Oszilloskop Tektronix TDS 744 A (mit 50 MS/sec). Das Szintillatorsignal im 2. Kanal markiert den Triggerzeitpunkt. (a) zeigt eine „Rechts“-Entscheidung, bei der der Ausgangsverstärker in Sättigung geht, (b) eine entsprechende „Links“-Entscheidung, (c) zwei Sättigungs-Signale im zeitlichen Abstand von $17 \mu\text{sec}$ und (d) ein typisches Ausgangssignal im linearen Bereich des Verstärkers.

μsec wesentlich kürzer. Die damit erreichbaren Datenraten von einigen 10 kHz pro Verstärker reichen für den Betrieb der FPP-HDCs aus. Wesentlich kürzere Totzeiten hätten mit höherer Störanfälligkeit und größerem Aufwand erkaufte werden müssen, da dann, wie beim OOPS-Verstärker, nicht mehr das Trigger-Signal, sondern die Summe der Potentialdrahtsignale zur Bestimmung des richtigen Integrationszeitpunktes herangezogen werden muß.

4.4 Experimente mit der Prototyp-Kammer

Bereits 1987 wurde am Institut für Kernphysik von P. Sauer im Rahmen seiner Diplomarbeit [Sau87] eine kleine HDC gebaut, eine weitere von B. Vodenik zu Ausbildungszwecken für das Fortgeschrittenen-Praktikum. Dennoch gab es zu Beginn dieser Arbeit bezüglich des optimalen Designs der FPP-HDCs noch viele offene Fragen. Daher begann diese Arbeit mit der Konstruktion und dem Aufbau einer kleinen Prototyp-HDC, an der dann experimentiert wurde mit verschiedenen

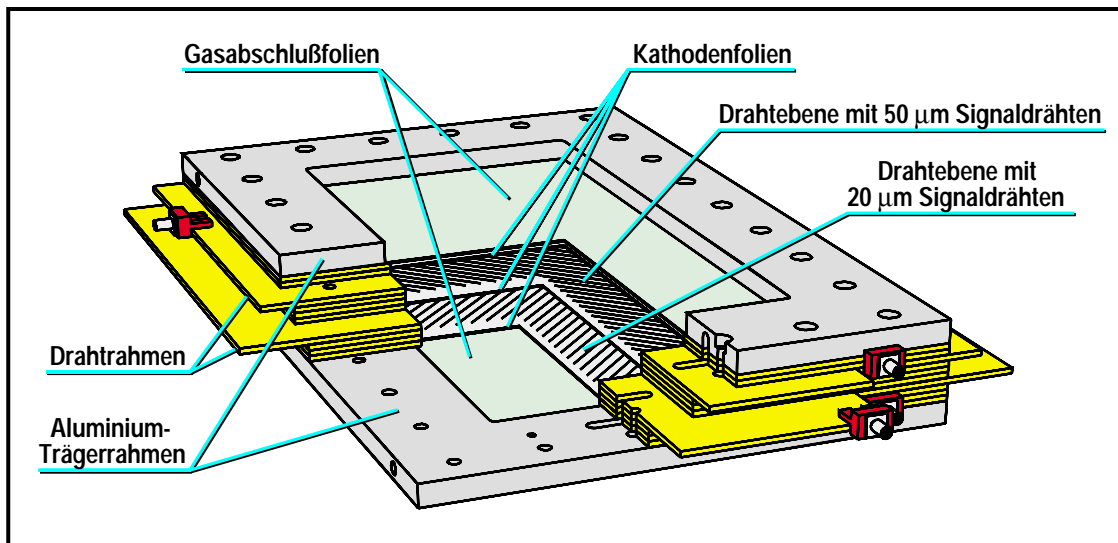


Abb. 4.9: Schnittzeichnung der Prototyp-HDC

- Kammergas-Zusammensetzungen,
- Signaldraht-Durchmessern,
- Potentialen auf Signaldrähten und Kathodenfolien,
- Vorverstärker-Schwellen,
- TDC-START-Totzeiten.

Diese Kammer diente auch als Testgerät bei der Entwicklung des Rechts-Links-Verstärkers. Darüber hinaus wurden Erfahrungen zu mechanischem Aufbau und zu den Fertigungsprozessen für die großen FPP-HDCs gesammelt.

Abbildung 4.9 zeigt eine Schnittzeichnung der Prototyp-HDC. Zwischen zwei 2 cm dicken Aluminium-Trägerrahmen, die mit $12.5 \mu\text{m}$ dicken Aramid-Gasabschlußfolien beklebt sind, befinden sich Rahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff⁶ (GFK), die, abwechselnd übereinanderliegend, mit 3 Kathodenfolien aus $3.5 \mu\text{m}$ dickem, beidseitig mit 40 nm Aluminium beschichtetem Mylar und 2 Drahtebenen bespannt sind. In der unteren Drahtebene sind in einem Winkel von 45 Grad zum Kammerrand und im Abstand von 10 mm zueinander abwechselnd $20 \mu\text{m}$ dicke Signaldrähte und $100 \mu\text{m}$ dicke Potentialdrähte aus goldbeschichtetem Wolfram gespannt. Die obere Drahtebene gleicht der unteren mit den Unterschieden, daß ihre Drähte senkrecht zu denen der unteren gespannt sind und daß die Signaldrahtdicke $50 \mu\text{m}$ beträgt. Zwischen den 5 mm dicken Kathoden- und Drahtrahmen befinden sich jeweils noch ebenfalls 5 mm dicke, leere GFK-Distanzrahmen, so daß sich, abgesehen von der abweichenden Signaldrahtdicke in der unteren Ebene, die in Abbildung 4.2 dargestellte Driftzelligeometrie ergibt.

Seitlich werden alle Rahmen von den Drahtrahmen überragt, damit die darauf geklebten Platinen, auf deren Leiterbahnen innen die Drähte aufgelötet sind, außen

⁶Material: Stesalit G11

für die Ausleseelektronik zugänglich sind. Die innere Öffnung der Drahtrahmen, die „Aktive Fläche“ der HDC, hat eine Größe von $49.5 \text{ cm} \times 25.5 \text{ cm}$. Das ergibt pro Drahtebene 26 auslesbare Driftzellen, von denen allerdings nur 8 die volle Länge von 36 cm haben, die restlichen werden zu den Ecken hin kürzer.

Der ersten Testexperimente an der Prototyp-HDC⁷ wurden im Labor mit Hilfe von Höhenstrahlung oder ^{55}Fe - bzw. ^{90}Sr -Präparaten durchgeführt [Koe95]. Anfangs wurde dabei eine Kammergasmischung aus 50% Isobutan und 50% Argon mit Alkohol verwandt, mit der auch die VDCs in den Spektrometern und die alten Test-HDCs betrieben werden. Später wurde auch mit Argon-Ethan-Mischungen experimentiert, da hier das Plateau in der Elektronendriftgeschwindigkeit bis zu niedrigeren Feldstärken herunterreicht. Eine Erhöhung des Quenchgas-Anteils, also des Ethan- oder Isobutan-Anteils, bewirkte einen stabileren Betrieb der Prototyp-HDC, weshalb das Mischungsverhältnis auf 80:20 geändert wurde.

Wie bei den älteren Test-HDCs sind auch die Kathodenfolien der Prototyp-HDC mit Hochspannungs-Anschlüssen versehen. Es zeigte sich jedoch, daß positive Hochspannungen von einigen hundert Volt auf den Kathodenfolien starke Einbrüche in der Nachweiswahrscheinlichkeit um die Potentialdrähte zur Folge hatte, während der damit beabsichtigte Effekt, eine gleichmäßigere Driftgeschwindigkeit auf der Horizontalen, weitgehend ausblieb. Bei den FPP-HDCs wurden deshalb später die Kathodenfolien auf Masse gelegt.

Das Signal jedes Signaldrahtes wird, wie bei den VDCs, in einem eigenen Kanal einer direkt auf der HDC montierten LeCroy 2735DC Vorverstärker-/Diskriminator-Karte verstärkt und seine Zeitdifferenz zu dem Triggersignal mit einem eigenen TDC⁸-Kanal zur Messung der Driftzeit bestimmt. Damit dabei nur in denjenigen TDC-Kanälen eine Zeitmessung gestartet wird, an deren Signaldraht ein Signal aufgetreten ist, startet nicht das eigentlich früher kommende Triggersignal den TDC, sondern, wie in Abbildung 4.2 angedeutet, das Signaldrahtsignal. Das Triggersignal, verzögert um eine Zeit, die größer sein muß als die maximal vorkommende Driftzeit, stoppt die Zeitmessung. Diese Verschaltung hat eine Inversion des Driftzeitspektrums zur Folge: Bei kurzen Driftzeiten erfolgt schneller ein START-Signal und der TDC mißt eine längere Zeit bis zu dem STOP des Trigger-Signals als bei langen Driftzeiten. Die Driftzeit ergibt sich aus der Trigger-Verzögerungszeit minus der im TDC gemessenen Zeit.

Da die Driftzeit der am frühesten am Signaldraht ankommenden Elektronen gemessen werden soll, darf der TDC nach dem ersten START-Signal für eine gewisse Zeit die darauf folgenden Signaldraht-Signale nicht mehr akzeptieren, die durch die später ankommenden, bis zu den Driftzellenrändern entlang der Teilchenspur erzeugten Elektronen aus der Primärionisation verursacht werden. Bei dem verwendeten,

⁷An dem Aufbau der Prototyp-HDC und den damit durchgeführten Experimenten waren zwei Diplomanden beteiligt, Peter König und Marc Hamdorf, in deren Diplomarbeiten, [Koe95] und [Ham96], die dabei gewonnenen Ergebnisse im einzelnen nachgelesen werden können, sie sind deshalb hier nur kurz zusammengefaßt.

⁸TDC: **T**ime to **D**igital **C**onverter.

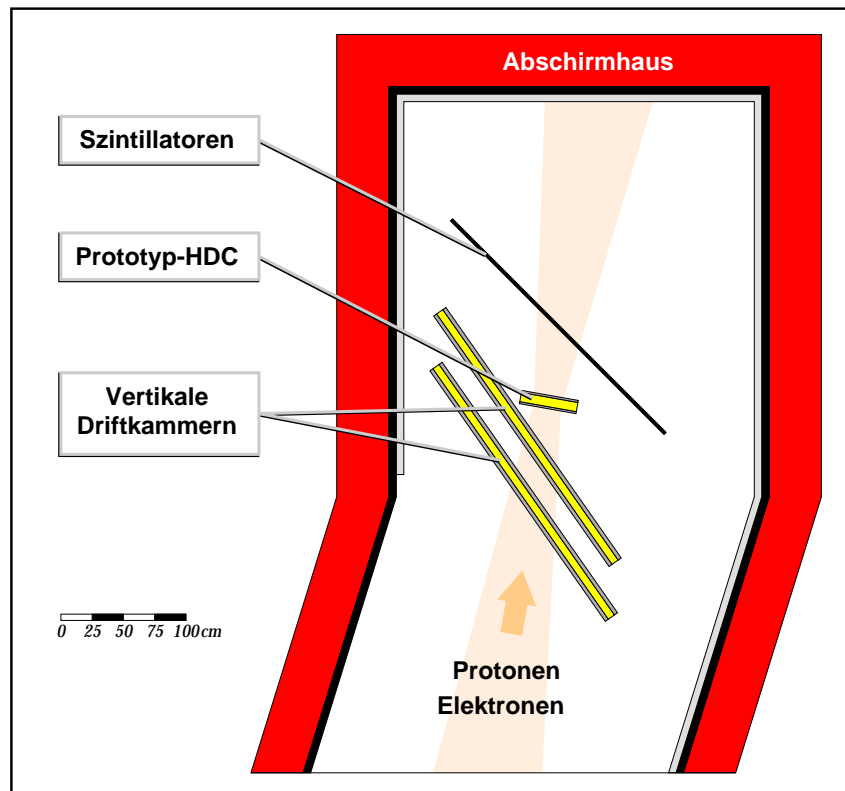


Abb. 4.10: Prototyp-HDC im Abschirmhaus von Spektrometer A.

ebenfalls am Institut für Kernphysik entwickelten TDC 2001-System [Cla95] war diese TDC-START-Totzeit mit auf den VDC-Betrieb abgestimmten 200 nsec für einen sicheren Betrieb an den HDCs zu kurz, sie wurde daher auf 1 μ sec erhöht.

Zu weiteren Testexperimenten wurde die Prototyp-HDC, wie in Abbildung 4.10 dargestellt, in das Abschirmhaus von Spektrometer A eingebaut [Ham96]. Dabei wurden die Szintillatoren, die sich normalerweise dicht über den VDCs befinden, zur Minimierung der Aufstreuung zwischen den VDCs und der Prototyp-HDC soweit angehoben, daß die Prototyp-HDC darunter gesetzt werden konnte.

In zwei jeweils zweitägigen Test-Strahlzeiten wurden mit der Prototyp-HDC Elektronen und Protonen gemessen, die durch quasielastische Streuung des MAMI-Strahls an einem Kohlenstofftarget erzeugt wurden. Gegenüber Experimenten mit Präparaten und Höhenstrahlung im Labor haben diese Messungen klare Vorteile: Durch gleichzeitige Messung mit den VDCs sind Durchtrittsort und -winkel der Teilchen durch die Prototyp-HDC innerhalb kleiner Fehler berechenbar; außerdem sind durch die Spektrometer-Magnetfelder Teilchenart und -energie bekannt. Die kinetischen Energien der gemessenen Protonen lagen bei 200 und 100 MeV, die der Elektronen bei 646 MeV. Während der ersten Test-Strahlzeit bestand das Kammergas der Prototyp-HDC aus 80% Isobutan und 20% Argon, während der zweiten aus 80% Ethan und 20% Argon.

In der linken Spalte von Abbildung 4.11 erkennt man, daß sich für jede der 4 möglichen Kombinationen aus den Signaldrahtdicken und Kammergasmischungen ein an-

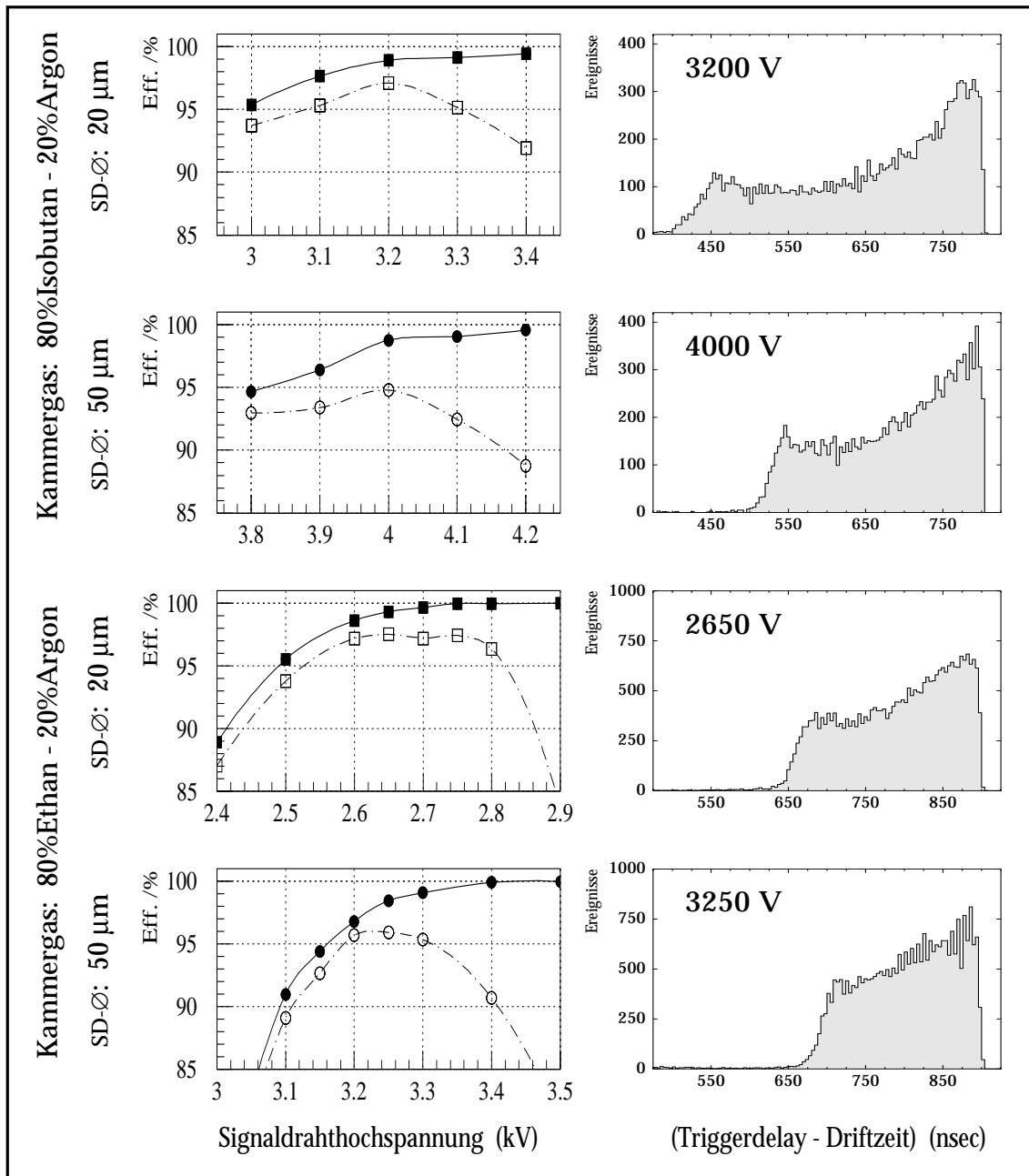


Abb. 4.11: Bei den Test-Strahlzeiten mit der Prototyp-HDC in Spektrometer A ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeiten als Funktion der Signaldraht-Hochspannung (linke Spalte) und Driftzeitrospektren am Arbeitspunkt (rechte Spalte) für die beiden untersuchten Kammergas-Gemische und Signaldrahtdicken. Bei den Nachweiswahrscheinlichkeiten bezeichnen die ausgefüllten Symbole die Prozentzahl aller Fälle, bei denen mindestens ein Draht einer Drahtebene angesprochen hat, wenn die aus der VDC-Messung berechnete Bahn des Teilchens durch sie hindurch gehen sollte. Die offenen Symbole bezeichnen die Prozentzahl der für eine Koordinatenberechnung „brauchbaren“ Ereignisse, bei denen in der Drahtebene nur ein einzelner Draht oder zwei benachbarte Drähte angesprochen haben. Gemessen mit Protonen ($E_{kin} = 200$ MeV) und einer Diskriminatorschwelle von $14 \mu\text{A}$ (d.h. 7 Volt am Schwelleneingang der LeCroy 2735DC).

derer Arbeitsbereich in der Signaldrahthochspannung ergibt. Die reine Ansprechwahrscheinlichkeit einer Drahtebene steigt in allen Fällen mit der Hochspannung an und geht, zumindest für die Argon-Ethan-Mischung, am oberen Ende des vermessenen Hochspannungsbereiches gegen 100%. Darin enthalten sind aber auch die Fälle, bei denen bei einem Teilchendurchgang mehrere Drähte einer Drahtebene angesprochen haben. Geht man davon aus, daß nur diejenigen Ereignisse für eine Koordinatenberechnung brauchbar sind, bei denen in einer Drahtebene ein einzelner Signaldraht, oder, bedingt durch einen schrägen Teilchendurchgang an der Driftzellengrenze, zwei benachbarte Signaldrähte angesprochen haben⁹, so ergibt sich eine effektive Nachweiswahrscheinlichkeit, deren Hochspannungsabhängigkeit in der linken Spalte von Abbildung 4.11 von den unteren Kurven beschrieben wird. Im Gegensatz zur absoluten durchläuft die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit ein Maximum, das als „Arbeitspunkt“ in der Signaldrahthochspannung für die jeweilige Konfiguration gewählt wird. Zu größeren Hochspannungen hin fällt die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der vermehrt auftretenden Vielfachtreffer wieder ab.

Die rechte Spalte von Abbildung 4.11 zeigt die Driftzeitrohspektren, d.h. die Häufigkeitsverteilungen der Driftzeiten, gemessen an den jeweiligen Arbeitspunkten. Dabei wurde bei Mehrfachtreffern immer nur die kürzeste Driftzeit, d.h. die größte gemessene TDC-Zeit, einsortiert. Bei dem Argon-Isobutan-Gasgemisch sind die Driftzeitrohspektren mit 380 bzw. 280 nsec deutlich breiter als bei dem Argon-Ethan-Gemisch (240 und 210 nsec), was bedeutet, daß hier in größeren Teilen der Driftzelle die Driftgeschwindigkeit unterhalb des Plateaus bei ca. 5 cm/ μ sec liegt und daß damit eine unerwünscht starke Empfindlichkeit auf Hochspannungs- und Kammerdruck-Änderungen zu erwarten ist. Da auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten bei Benutzung des 20%-Argon-80%-Ethan-Gemisches um etwa 1% höher lagen, wurde dieses Gemisch als Kammergas für den Betrieb der großen FPP-HDCs gewählt.

Die in Abbildung 4.11 gezeigten Ergebnisse wurden mit einer Diskriminatorschwelle von 14 μ A gemessen. Vergleichbare Messungen wurden auch mit Schwellen von 10 und 18 μ A durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Kurven für die effektive Nachweiswahrscheinlichkeiten sich um etwa 50–100 Volt zu kleineren bzw. größeren Signaldrahtspannungen hin verschoben, das Maximum sich in der Höhe jedoch nicht signifikant änderte.

Ein ähnlicher Effekt ergab sich, als die kinetische Energie der gemessenen Protonen von 200 MeV auf 100 MeV reduziert wurde. Durch die stärkere Primärionisation der langsameren Protonen steigt die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleineren Signaldrahtspannungen etwas an; bei größeren Signaldrahtspannungen erhält man jedoch mehr Vielfachtreffer, so daß sich die Kurve um etwa 50–100 Volt nach links verschiebt.

Die Entscheidung über die optimale Signaldrahtdicke für die FPP-HDCs ist aufgrund der Experimente mit der Prototyp-HDC nicht eindeutig zu treffen. Mit den 50- μ m-Signaldrähten ergeben sich gleichmäßigere Driftzeitspektren, mit den 20- μ m-

⁹Dieses Kriterium wurde später für die FPP-HDCs verfeinert, siehe dazu die verschiedenen „HDC-ok“-Einstufungen in Abschnitt 4.6.

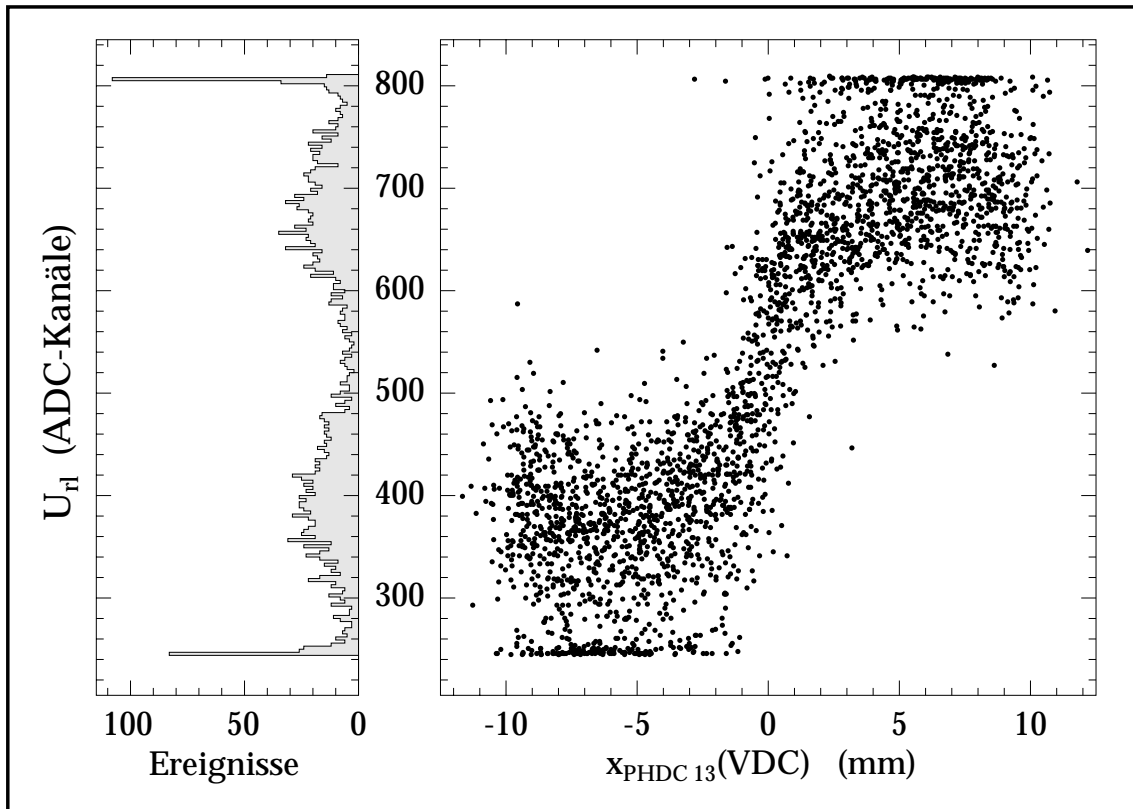


Abb. 4.12: Der Scatterplot rechts zeigt das mit dem ADC 2249SG gemessene Signal unseres Rechts-Links-Verstärkers für Ereignisse, bei denen Signaldraht Nr. 13 der mit den $50\ \mu\text{m}$ durchmessenden Signaldrähten bespannten Drahtebene der Prototyp-HDC angesprochen hat, gegen den Ort des Teilchendurchgangs durch Driftzelle Nr. 13 senkrecht zur Spannrichtung der Drähte, der aus der mit den VDCs gemessenen Teilchenspur berechnet wurde. Links ist die Projektion davon auf die y-Achse als Histogramm dargestellt. Gemessen mit Protonen ($E_{kin} = 200\ \text{MeV}$) und 3250 Volt Signaldrahthochspannung, $14\ \mu\text{A}$ Diskriminatorschwelle und 80% Ethan–20% Argon als Kammergas in der Prototyp-HDC.

Signaldrähten sind jedoch die effektiven Nachweiswahrscheinlichkeiten um 1.5-2% höher. Für die $50\text{-}\mu\text{m}$ -Drähte sprechen zusätzlich die größere Amplitude des Rechts-Links-Differenzsignals (siehe [Ham96]) und ihre größere mechanische Stabilität, ein bei einer offenen Drahtlänge in den FPP-HDCs von mehr als einem Meter ebenfalls gewichtiges Argument, so daß die Entscheidung zu ihren Gunsten ausfiel.

Der Scatterplot in Abbildung 4.12 zeigt, daß der Rechts-Links-Verstärker gut funktioniert: Das Rechts-Links-Differenzsignal U_{rl} einer Driftzelle (in der Mitte der Prototyp-HDC) korreliert mit der Durchgangskoordinate der Proton-Flugbahn durch diese Driftzelle, die dabei aus der gleichzeitigen Messung mit den VDCs bestimmt wurde. Für die meisten Protonendurchgänge rechts vom Signaldraht liegt das Rechts-Links-Signal klar über dem Mittelwert von 540, für die meisten links vom Signaldraht klar darunter.

Protonen, die in unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes durch die Driftzelle gehen, erzeugen keine klare Rechts-Links-Entscheidung. Ab welchem Abstand vom Signaldraht die Rechts-Links-Entscheidung schlechter wird, läßt sich aus dieser Messung

nicht mit Sicherheit sagen. In Abbildung 4.12 sieht es zwar so aus, als wären es etwa $\pm 0.5 - 1$ mm, doch werden wir am Ende dieses Abschnittes sehen, daß der Fehler in der Durchgangskordinatenbestimmung durch die Prototyp-HDC aus den VDC-Messungen gerade in dieser Größenordnung liegt, so daß auch die Meßmethode für diese Breite verantwortlich sein kann.

Vereinzelt gibt es Ereignisse mit größerem Abstand zum Signaldraht und scheinbar falscher Rechts-Links-Entscheidung. Diese können jedoch durchaus zwischen den VDCs und der Prototyp-HDC eine Streuung erfahren haben und dadurch durch den anderen Teil der Driftzelle gegangen sein.

Im linken Teil von Abbildung 4.12 ist die Projektion des Scatterplots auf die y-Achse dargestellt: die Häufigkeitsverteilung der Rechts-Links-Signale. Die scharfen Piks an den Rändern ergeben sich dadurch, daß oberhalb einer gewissen Signalstärke die Ausgangsstufe des bei dieser Messung hauptsächlich im linearen Bereich betriebenen Rechts-Links-Verstärkers in Sättigung geht und so die in Wirklichkeit flach auslaufenden Enden des Eingangsspektrums in wenige ADC-Kanäle komprimiert.

Potentialdrahtauslese nach dem Odd-Even-Prinzip

Aus Kostengründen ist es nicht wünschenswert, jede Driftzelle mit einem eigenen Rechts-Links-Verstärker auszurüsten. Bei den HDCs der OOPS-Spektrometer z.B. sind alle Potentialdrähte einer Drahtebene nach dem „Odd-Even-Prinzip“ auf einem einzigen Rechts-Links-Verstärker zusammengefaßt: dazu werden die Potentialdrähte einer Drahtebene durchnummeriert und die Drähte mit gerader Nummer mit dem rechten Eingang und die mit ungerader Nummer mit dem linken Eingang des Verstärkers verbunden. Nach diesem Verschaltungsprinzip werden die Rechts-Links-Verstärker in der Literatur oft auch als „Odd-Even-Verstärker“ bezeichnet.

Auch die Potentialdrahtauslese der beiden Drahtebenen unserer Prototyp-HDC ließ sich bei den Testmessungen problemlos nach dem Odd-Even-Prinzip auf jeweils einen Verstärker zusammenfassen. Bei den FPP-HDCs mit ihrer etwa 13 mal größeren aktiven Fläche und mit erwarteten Ratenbelastungen von bis zu 100-150 kHz beim Betrieb im Spektrometer war dies jedoch nicht zu erwarten. Andererseits würde die Ausstattung jeder Driftzelle der FPP-HDCs mit einem eigenen Rechts-Links-Verstärker Aufbau und Auslese von über 400 Verstärkern bedeuten.

Daher wurde bei den Testexperimenten an der Prototyp-HDC eine Kompromißlösung getestet: Die Aufteilung der Drahtebene in Sektoren, in denen mehrere Driftzellen nach dem Odd-Even-Prinzip verbunden sind. Um auch für die Driftzellen zwischen den Sektoren ein Rechts-Links-Signal zu bekommen, müssen diese dabei mit eigenen Verstärkern ausgerüstet werden.

Mit dem Brown'schen Verstärker [Bro84] wäre besonders die Auslese der Zwischenzelle ein Problem: Bedingt durch den hohen Eingangswiderstand ist hier die Signalhöhe stark abhängig von der kapazitiven Belastung des Eingangs, die aber an beiden Eingängen möglichst symmetrisch gehalten werden muß, um eine korrekte Funktion des Verstärkers zu garantieren. Durch den niederohmigen Strom-Spannungs-Wandler im Eingang unseres Rechts-Links-Verstärkers sollte dagegen ei-

ne eventuell asymmetrische kapazitive Belastung der Eingänge bei diesem keine Rolle spielen. Um dies zu überprüfen, wurde die 50- μm -Drahtebene der Prototyp-HDC in zwei verschieden große Odd-Even-Sektoren, wie in Abbildung 4.13 dargestellt, eingeteilt. Die Potentialdrähte der Driftzellen S0 bis S16, die etwa 75% der aktiven Fläche der Prototyp-HDC überdecken, sind abwechselnd mit den Eingängen des ersten Rechts-Links-Verstärkers verbunden, dann folgt die Zwischenzelle S17 mit eigenem Differenzverstärker und schließlich der zweite Sektor mit den Driftzellen S18 bis S25 mit einem weiteren Rechts-Links-Verstärker.

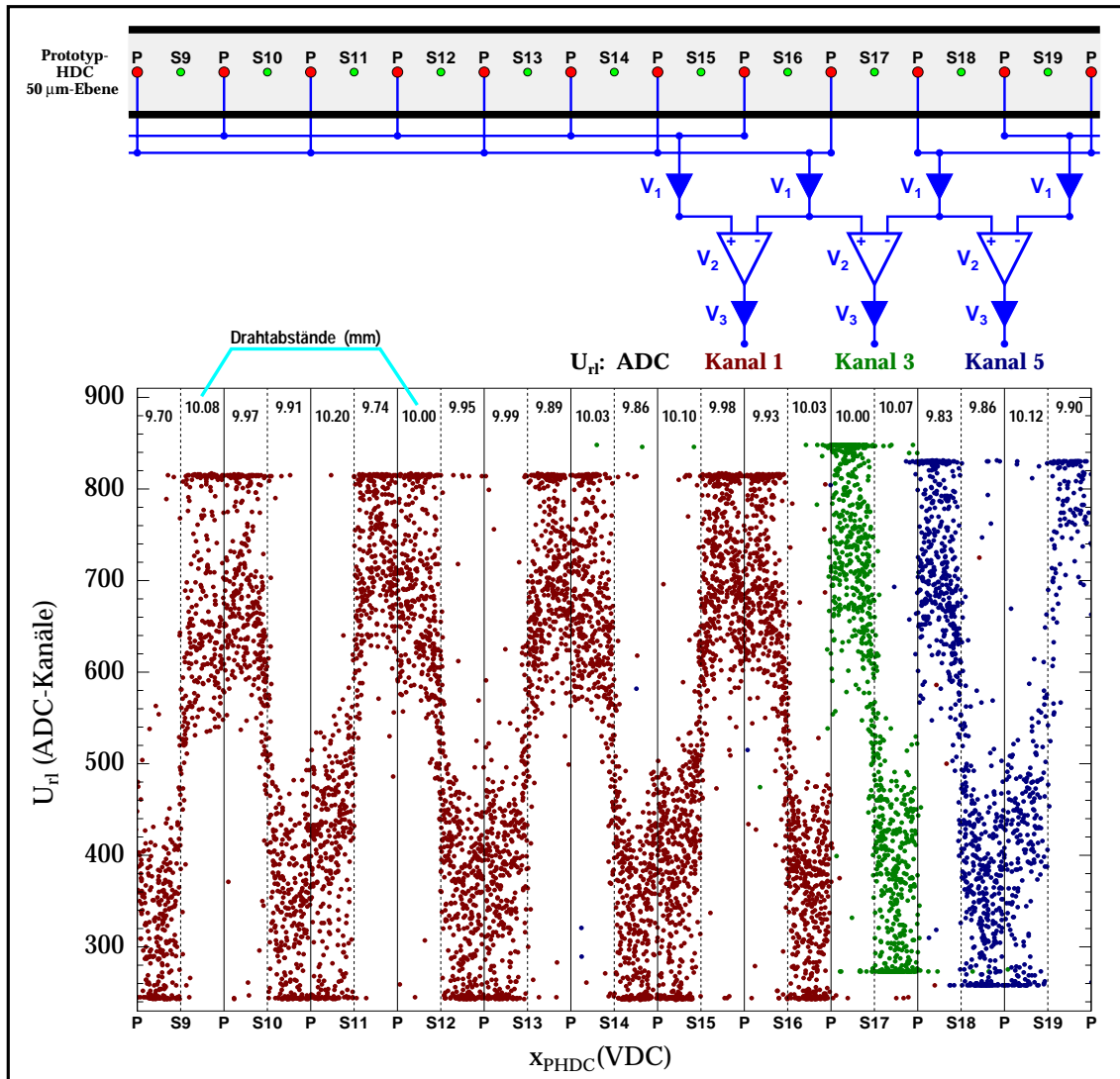


Abb. 4.13: Rechts-Links-Signale der in zwei Odd-Even-Sektoren (Größenverhältnis 3:1) unterteilten 50- μm -Drahtebene der Prototyp-HDC als Funktion der aus der VDC-Messung berechneten Teilchendurchgangskoordinate. Ein eigener Differenz-Verstärker mit Ausgangsstufe (an Kanal 3 des ADCs) dient zur Rechts-Links-Entscheidung in der Zwischenzelle S17. Die Messung erfolgte mit Protonen von $E_{\text{kin}} = 200$ MeV bei 3250 Volt Signaldrahthochspannung, 14 μA Diskriminatorschwelle und mit 80%-Ethan-20%-Argon als Kammergas. Die angegebenen Drahtabstände in der Kammermitte machen deutlich, daß sich der lineare Teil der ADC-Spektren abhängig von der Driftzellenasymmetrie verschiebt. Die Verschiebung der Sättigungspegel ist dagegen auf die verschiedenen Offsets in den 3 ADC-Kanälen zurückzuführen, sie hat keine tiefere Bedeutung.

Die in Abbildung 4.13 gegen die mit der VDC bestimmte Durchgangskoordinate aufgetragenen Signale der drei Rechts-Links-Verstärker zeigen, daß sich mit dieser Beschaltung in der gesamten Drahtebene, auch in der Zwischenzelle, gute Rechts-Links-Entscheidungen treffen lassen. Ob ein Wert oberhalb einer gewissen Grenze einen Teilchendurchgang rechts oder links vom Signaldraht bedeutet, wechselt innerhalb eines Sektors, bedingt durch die Odd-Even-Zusammenfassung, von Zelle zu Zelle.

Diese Grenze liegt genau dann in der Mitte des ADC-Spektrums, wenn die dazugehörige Driftzelle symmetrisch ist. Am oberen Rand des Scatterplots in Abbildung 4.13 sind die Drahtabstände in der Mitte der Drahtebene angegeben, die mit einer Driftkammer-Drahtpositions-Meßmaschine [Mau93] mit einer Genauigkeit von $10\ \mu\text{m}$ vermessen wurden. Die Standardabweichung von den Sollpositionen betrug $233\ \mu\text{m}$ auf der Mittellinie der Drahtebene mit den $50\text{-}\mu\text{m}$ -Signaldrähten, sie wurde allerdings hauptsächlich durch größere Fehlpositionierungen in den Randbereichen der Kammer, außerhalb des in Abbildung 4.13 gezeigten Bereiches, verursacht¹⁰. Ein Vergleich der asymmetrischen Driftzellen S9 und S11 mit der symmetrischen Zelle S13 zeigt, daß bei asymmetrischen Driftzellen der lineare Teil des ADC-Spektrums in Richtung des kleineren Zellenteils verschoben ist. Verschiebt man die Grenze für die Rechts-Links-Entscheidung in der Zelle entsprechend, so bleiben die Entscheidungen richtig.

Wird dagegen einfach die Mitte des ADC-Spektrums als Grenze für die Rechts-Links-Entscheidung genommen, so kommt es, zumindest im gezeigten Beispiel im Fall von Zelle S11, zu Fehlentscheidungen. Das passiert auch, wenn die Verstärkung des Verstärkers so weit erhöht wird, daß alle Signale in den Sättigungen liegen, was für eine mögliche digitale Verarbeitung der Rechts-Links-Signale in Erwägung gezogen wurde. Auch bei den großen FPP-HDCs werden daher die Rechts-Links-Verstärker im linearen Bereich betrieben und mit Hilfe von ADCs ausgelesen, um die Möglichkeit zu bewahren, die Grenze der Rechts-Links-Entscheidung individuell für jede Driftzelle an eventuell vorhandene Drahtabstands-Asymmetrien anzupassen.

Es ist nicht erforderlich, um die Grenze herum einen Bereich „schlechter Rechts-Links-Entscheidungen“ zu definieren und die Ereignisse in diesem Bereich zu verworfen, da dies, wie bereits oben angesprochen, Teilchenspuren betrifft, die in unmittelbarer Signaldrahtnähe durchgegangen sind, deren Zuordnung zur falschen Seite nicht zu einem großen Ortsfehler führt.

Auflösungsvermögen

Sind in einer Drahtebene der Prototyp-HDC die Signaldrahtnummer, die Elektrodendriftzeit und das Rechts-Links-Signal gemessen, so kann daraus die Koordinate des Teilchendurchgangs berechnet werden. Wie der dazu erforderliche Driftzeit-Driftweg-Zusammenhang durch numerische Integration aus dem Driftzeitspektrum ermittelt wird, ist in Abschnitt 4.6 beschrieben. In Abbildung 4.14 ist die Differenz

¹⁰Die vollständigen Ergebnisse der Drahtpositionsvermessung für die Prototyp-HDC finden sich in [Ham96], Anhang A.1.

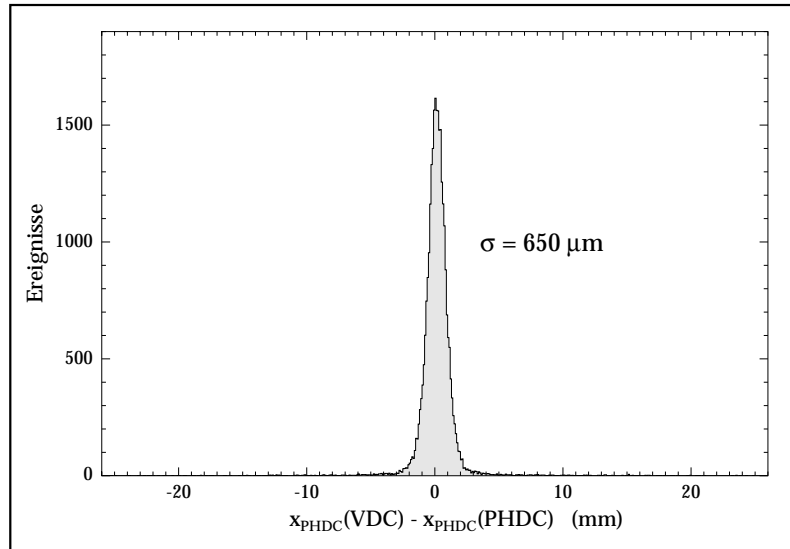


Abb. 4.14: Häufigkeitsverteilung der Differenz zwischen den Teilchendurchgangskordinaten in der 50- μm -Drahtebene der Prototyp-HDC, die zum einen aus der mit den VDCs gemessenen Teilchenspur berechnet und zum anderen von der Drahtebene selbst bestimmt wurde. Gemessen mit Protonen von $E_{kin} = 200$ MeV bei 3250 Volt Signaldraht Hochspannung, 14 μA Diskriminatorschwelle und 80%-Ethan-20%-Argon als Kammergas in der Prototyp-HDC in Spektrometer A.

der von der 50- μm -Drahtebene der Prototyp-HDC bestimmten Teilchendurchgangskordinate mit der aus der VDC-Messung berechneten Durchgangskordinate durch diese Drahtebene dargestellt. Es ergibt sich eine nahezu gaußförmige Verteilung mit einer Standardabweichung von etwa 650 μm .

Vertauschte oder zufällige Rechts-Links-Entscheidungen würden in einem solchen Spektrum einen gleichverteilten Untergrund von -20 bis $+20$ mm produzieren, der in Abbildung 4.14 nicht erkennbar ist. Der Anteil der Abweichungen von mehr als ± 3 mm¹¹ liegt bei etwa 3%. Die in [Ham96] dafür ermittelten Werte liegen mit 14-15% wesentlich schlechter, was seine Ursache darin hat, daß dort auch Ereignisse mit großen Fehlern bei der Spurbestimmung in den VDCs mitgenommen wurden.

Die Aufstreuung der Protonen in und hinter den VDCs trägt zu einer Verbreiterung der Verteilung in Abbildung 4.14 um $\sigma_{\text{Streu}} \approx 430$ μm , die hochgerechnete Ortsauflösung der VDCs mit $\sigma_{\text{VDC}} \approx 330$ μm bei. Damit läßt sich für die eigentliche Ortsauflösung der Prototyp-HDC nur eine Obergrenze von etwa $\sigma_{\text{PHDC}} \lesssim 360$ μm abschätzen [Ham96].

4.5 Aufbau der Polarimeter-Driftkammern

Die POLARIS-Simulation (vgl. Abschnitt 3.3) und eine später durchgeführte Hochprojektion von gemessenen Teilchenbahnen ergaben, daß die aktive Fläche der oberen Doppelkammer der FPP-HDCs möglichst groß ausgeführt werden muß, um die

¹¹entsprechend der in [Ham96] definierten „Piksumme“ R .

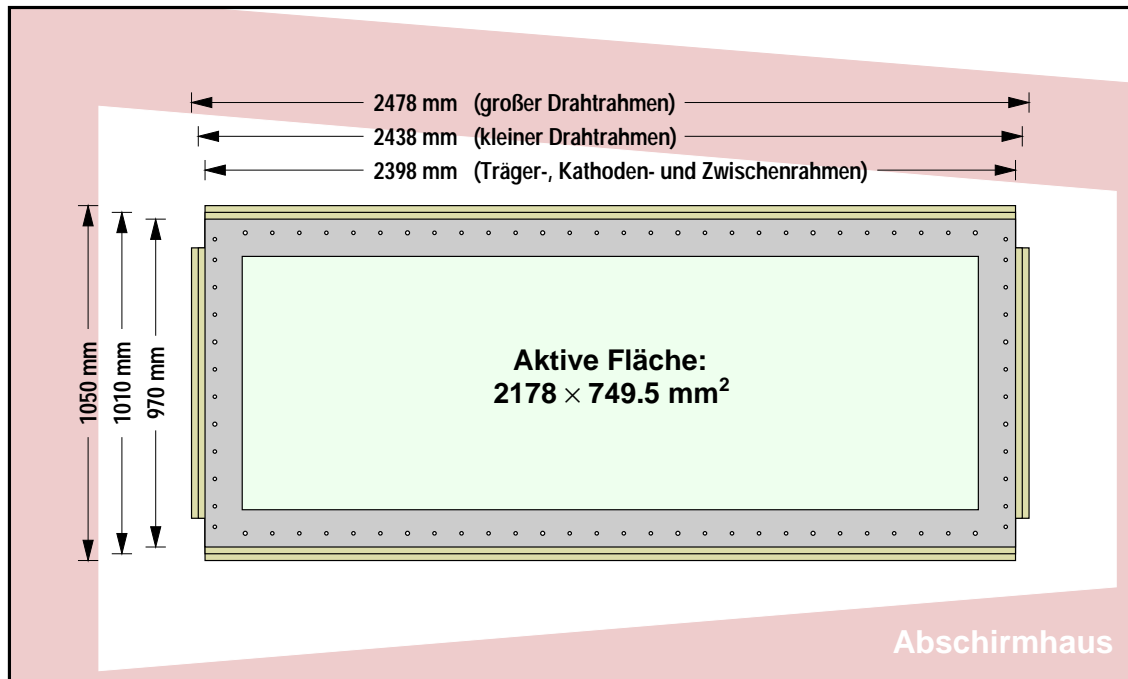


Abb. 4.15: Skizze der Polarimeter-HDCs von oben im Abschirmhaus von Spektrometer A. Die Betrachtungsebene ist, wie die HDCs, um 10° gegenüber der Hallenebene geneigt.

über die Spektrometer-Akzeptanz verteilten einfallenden Protonen auch bei nach außen führenden Großwinkelstreuungen im Kohlenstoff noch nachweisen zu können. Für die untere der beiden Doppeldriftkammern hätte auch eine etwas kleinere aktive Fläche ausgereicht, jedoch hätte der Bau von zwei verschiedenen Doppelkammern den Konstruktionsaufwand und die Herstellungskosten erhöht, weshalb beide Doppelkammern gleich ausgeführt wurden.

Der trapezförmige Innenquerschnitt des Abschirmhauses von Spektrometer A (siehe Abbildung 4.15) hat an seiner schmalen Seite eine Innenbreite von 117.5 cm. Weiterhin mußten berücksichtigt werden: eine aus Stabilitätsgründen notwendige HDC-Rahmenbreite von mindestens 10 cm, der Platzbedarf für die Aufhängungen, ein seitlicher Sicherheitsabstand von einigen cm zu den beweglichen Abschirmhaustoren und die Tatsache, daß die Akzeptanzmitte um etwa 16 mm gegenüber der Abschirmhausmitte seitlich versetzt liegt. Unter diesen Bedingungen konnte bei den FPP-HDCs eine aktive Fläche von $217.8 \times 74.95 \text{ cm}^2$ realisiert werden. Im Vergleich zu den VDCs war dazu außerdem ein platzsparenderer Anbau der Ausleseelektronik und der Spannvorrichtung (s.u.) erforderlich.

Die beiden Horizontalen Doppeldriftkammern für das FPP gleichen im wesentlichen Aufbau der Prototyp-HDC (Abb. 4.9). Soweit möglich, wurden Konstruktionsmerkmale und Fertigungsprozesse von den Spektrometer-VDCs (siehe [Sau95] oder [Kah93]) übernommen. Im folgenden wird hauptsächlich auf Unterschiede und Verbesserungen in Konstruktion und Fertigung gegenüber der Prototyp-HDC und den VDCs eingegangen.

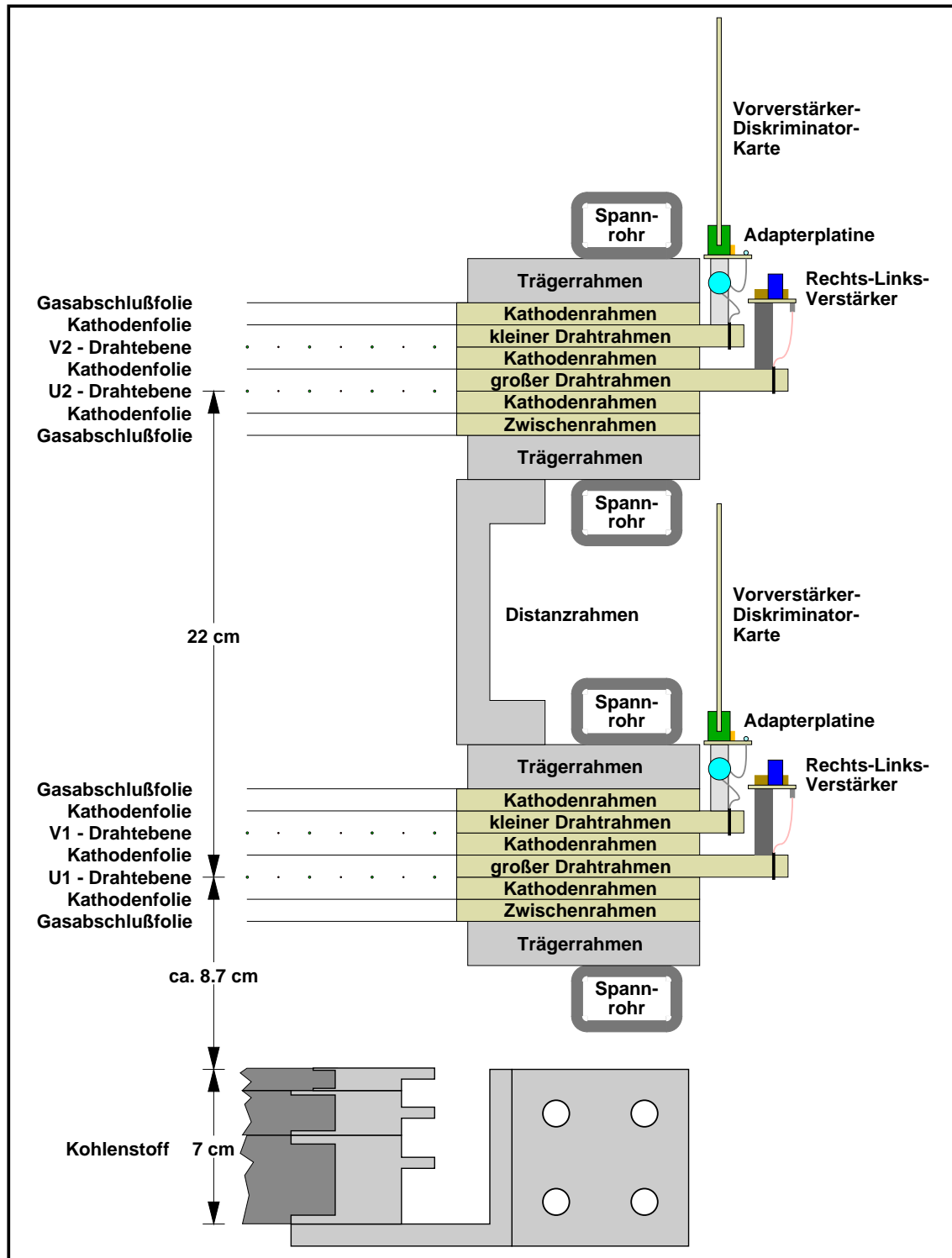


Abb. 4.16: Schnitt durch die rechte Längsseite von FPP-HDCs und Kohlenstoff-Analysator.

In Abbildung 4.16 ist der Aufbau der FPP-HDCs anhand einer Schnittzeichnung dargestellt. Außenlänge und -breite der einzelnen Rahmen können Abbildung 4.15 entnommen werden. Eine Doppelkammer hat eine Gesamtdicke von 10 cm und besteht aus zwei 2 cm dicken Aluminium-Trägerrahmen und sechs dazwischenliegenden

den, 1 cm dicken Rahmen aus glasfaserverstärktem Epoxidharz (Stesalit G11: GKS 4411 W). Die Herstellung der Rahmen erfolgte bei der Firma Stesalit¹².

Bestückung der Kammerrahmen

Die Aluminium-Trägerrahmen dienen zur Unterstützung und Befestigung der GKS-Rahmen und tragen die Gasabschlußfolien. Außerdem dienen sie als Gasverteilungssystem, wofür an beiden Enden der Rahmen Bohrungen angebracht sind, die außen mit Gasanschlüssen und zum Kammerinneren hin mit verschiedenen großen, auf gleichen Strömungswiderstand optimierten Öffnungen versehen sind, was einen gleichmäßigen Fluß des Kammergases durch alle Kammerbereiche ermöglicht. Der bei den VDCs und der Prototyp-HDC als Gasabschlußfolie verwendete Aramid-Film (Dicke: 6 bzw. 12.5 μm) war leider nicht in der für die FPP-HDCs notwendigen Breite von min. 80 cm verfügbar. Daher wurde als Gasabschlußfolie eine 50 μm dicke Mylarfolie verwendet, die trotz ihrer größeren Dicke allerdings bei weitem nicht an die mechanische Stabilität des Aramid-Films heranreicht. Wie der Aramid-Film ließ sich die Mylar-Folie jedoch gut mit dem wärmehärtenden Kleber Araldit AV 118 auf das Aluminium der Trägerrahmen aufkleben und durch einfaches Erhitzen mit einem Heißluftfön spannen.

Das Bekleben der Kathodenrahmen mit der als Kathodenfolie verwendeten, beidseitig mit 40 nm Aluminium bedampften, 6 μm dicken Mylarfolie verläuft wie bei den VDCs: Die Folie wird über einem umlaufenden U-Profil-Holzrahmen mit Unterdruck gespannt und mit Anpreßleisten in eine mit dem Gießharz Araldit D bestrichene, nahe der inneren Rahmenöffnung umlaufende Einfräsung gepreßt. Weiter außen ist in diese Einfräsung ein umlaufendes Kupferband eingeklebt, auf das die Folie nach Aushärtung des Gießharzes passend zurechtgeschnitten und dann mit einem Silber-Leitkleber beidseitig elektrisch leitfähig aufgeklebt wird. Das Kupferband führt an zwei Stellen zur Außenseite des Kathodenrahmens, von wo es nach Zusammenbau der Kammern über aufgelötete Massebänder mit dem als Referenzmasse dienenden Aluminium der Trägerrahmen verbunden wird.

Die Drahtrahmen sind auf ihrer Unterseite zur Aufnahme der Ausleseplatinen fast über die gesamte Fläche 500 μm tief abgefräst. Davon ausgenommen sind nur ein 5 mm breiter Steg an der inneren Rahmenöffnung, der als Auflage zur Höhendefinition der Drähte dient, und die Rahmenecken, in denen keine Platinen aufgeklebt werden.

Die Ausleseplatinen, auf denen die Signale von den Drähten zu den Außenseiten der Drahtrahmen gelangen, bestehen aus einer 125 μm dicken Kaptonfolie, auf die eine 35 μm dicke Kupferschicht aufgeklebt ist. Das Layout der Platinen wurde mit dem Konstruktionsprogramm AUTOCAD 11 gezeichnet. Dabei mußte beachtet werden, daß auf der Signalseite die schirmenden Bereiche zwischen den Leiterbahnen auf Hochspannung liegen und an allen Stellen einen Sicherheitsabstand von mindestens 1 cm zu masseführenden Teilen wie z.B. den durchgehenden Befestigungsschrauben haben müssen. Um Photoplots im DIN A4-Format zu ermöglichen, wurden die Platinen jeder Drahtebene in 26 maximal DIN A4 große Teile aufgeteilt. Alle Platinen

¹²STESALIT AG, Kunststoffwerk, CH-4234 Zullwil/SO, Schweiz.

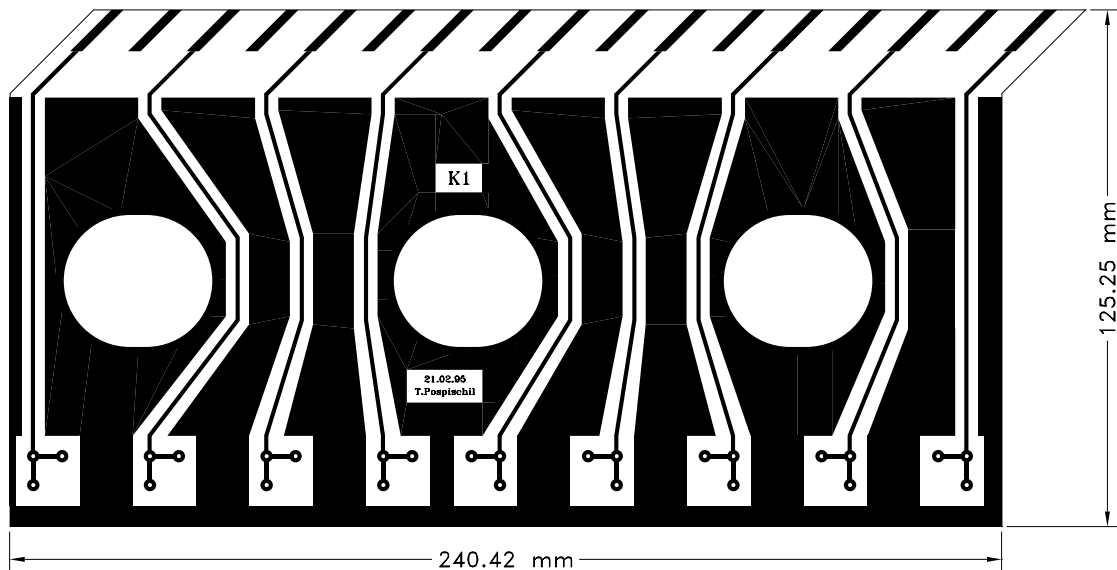


Abb. 4.17: Layout der K1-Ausleseplatine für die V-Drahtebenen der FPP-HDCs.

wurden so entworfen, daß sie sowohl auf der Signalseite (HV-Sicherheitsabstände) als auch auf der Potentialseite (mehrere Außenanschlüsse pro Draht) verwendet werden können. Sie sind auf eine Weise unterteilt, daß die Längsseiten der Rahmen mit zwei wechselweise aneinandergesetzten Platinentypen bestückt werden können, so daß 10 verschiedene Platinen-Layouts pro Rahmen ausreichen.

Benannt nach den von ihnen bestimmten Koordinaten (vgl. Kap. 5) trägt der untere Drahtrahmen einer Doppelkammer die „U-Drahtebene“ und der obere die „V-Drahtebene“ (siehe Abb. 4.16). Abgesehen davon, daß die U-Drahtrahmen die anderen Rahmen seitlich um 4 cm überragen, die V-Drahtrahmen jedoch nur um 2 cm, sind sie fast spiegelsymmetrisch zueinander (siehe Anhang F.3). Daher sind die Platinen der U-Ebenen, die die Bezeichnungen L1–L10 tragen, abgesehen von ihrer größeren Breite ebenfalls spiegelsymmetrisch zu den mit K1–K10 bezeichneten Platinen der V-Ebenen. In Abbildung 4.17 ist als Beispiel das Layout der Platine K1 dargestellt. Die Platinen-Layouts wurden als Postscript-Dateien zusammen mit der kupferbeschichteten Kaptonfolie an die Firma T-Servis¹³ gegeben, wo Photo-plot, Belichtung und Ätzprozeß durchgeführt wurden. Die fertigen Platinen wurden mit untergelegten, auf gleiche Maße geschnittenen Klebstoff-Folien auf die Rahmen gepreßt und durch Erhitzen auf 180°C mit ihnen verklebt.

Wie bei der Prototyp-HDC werden die Drähte unter einem Winkel von 45° zu den Rahmenseiten gespannt. Der Rahmen wird dazu zwischen zwei Edelstahl-Positionierkämmen, die mit einer CNC-Maschine mit 3 mm tiefen Kerben im Abstand von (2.5 ± 0.01) mm versehen wurden¹⁴, auf einer speziell dafür angefertigten Positionierplatte befestigt. Bei den VDCs wurden die Drähte mit einer Wickelmaschine auf

¹³Bakosova 24, 84103 Bratislava, Slowakei

¹⁴Diese Kämmen wurden für die VDCs angefertigt, bei den HDCs wird nur jede vierte Kerbe verwendet.

einen Übernahme-Rahmen gebracht, dieser über die Positionierkämme gelegt und die Drähte auf dem Steg an der inneren Rahmenseite aufgeklebt und auf die Ausleseplatinen aufgelötet. Im Gegensatz dazu wurden bei den FPP-HDCs die Drähte einzeln per Hand direkt über die Positionierkämme gespannt, was eine genauere und gleichmäßigere Einhaltung der vorgegebenen Drahtspannung ermöglicht. Außerdem hätte die Verwendung der Wickelmaschine hier wegen der im Vergleich zu den VDCs vierfach geringeren Drahtdichte die Arbeit nur wenig erleichtert. Die verwendeten Spannungswichte von 100 bzw. 400 g erzeugen für die Signal- bzw. Potentialdrähte aus goldbeschichtetem Wolfram mit 50 bzw. 100 μm Durchmesser nur etwa ein Achtel bis ein Viertel (und nicht, wie zur Minimierung des Durchhangs empfohlen [Blu93], die Hälfte) der Zerreißspannungen, um die Belastung der Klebepunkte¹⁵ auf dem inneren Rahmensteg gering zu halten.

Die Vermessung der fertig bespannten Drahtrahmen mit der Drahtpositions-Meßmaschine [Mau93] ergab bei der Prototyp-HDC und den VDCs Drahtpositioniergenauigkeiten zwischen $\sigma_d = 100$ und $250 \mu\text{m}$ [Ham96, Sau95]. Diese Ungenauigkeiten gehen bei HDCs direkt in den Fehler der Koordinatenbestimmung ein und führen zudem zu asymmetrischen Driftzellen, in denen die Rechts-Links-Differenzspektren verschoben (vgl. Abb. 4.13) sind. Deshalb wurden beim Bespannen der FPP-HDC-Drahtrahmen vor dem Festkleben der Drähte zusätzlich eigens konstruierte Aluminium-Positionierleisten an den Rahmeninnenseiten auf die gespannten Drähte aufgelegt, die durch Führung der Drähte in Kerben direkt vor den Klebestellen die Drahtabstände dort nochmals auf 10 mm festlegten. So wurde die Drahtpositioniergenauigkeit auf $\sigma_d \leq 47 \mu\text{m}$ (siehe Anhang F.4) verbessert. Diese ist somit vernachlässigbar klein verglichen mit anderen Fehlerquellen in der Koordinatenbestimmung beim Betrieb der HDCs.

Zusammenbau der Doppelkammern

Das Bespannen der Kammerrahmen mit Folien und Drähten und der anschließende Zusammenbau der Kammern fand in einem Reinraum statt, da schon kleinste Staub- oder Faserpartikel innerhalb einer Driftkammer beim späteren Betrieb zu Hochspannungsüberschlägen führen können. Eine Doppelkammer wird von 64 Schrauben (M10) zusammengehalten, 16 Paßstifte (12^{H7}) sorgen für eine reproduzierbare Positionierung der Rahmen relativ zueinander. Für gasdichten Abschluß gegen die Außenluft sorgen zwischen allen Rahmen in Nuten umlaufende O-Ringe.

Trotz der massiven Rahmenkonstruktion reicht die von den gespannten Drähten und Kathodenfolien ausgeübte Kraft aus, um die Kammern in den Mitten der Längsseiten etwas zusammenzuziehen, was ein leichtes Durchhängen der Drähte und Folien dort zur Folge hat. Umlaufende Stahlrohrrahmen, mit denen bei den VDCs diese Kräfte ausgeglichen werden, ließen sich bei den FPP-HDCs aus Platzgründen nicht installieren. Stattdessen wurde eine Spannvorrichtung in Form von einzelnen Stahlvierkantrohren (Querschnitt $50 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$, Wanddicke 5 mm) realisiert, die auf beiden Längsseiten jeweils ober- und unterhalb einer Doppelkammer verlaufen und

¹⁵Kleber: UHU endfest 300.

nur an den Rahmenecken fest mit den Trägerrahmen verbunden sind. Die Rahmenmitten wurden dann mit Spannschrauben gegen diese Rohre nach außen gezogen. Mit einer ausgeübten Kraft von ca. 450 N pro Rohr¹⁶ konnte so die Innenbreite in der Mitte der Doppelkammern wieder ihrer Innenbreite am Rand angeglichen werden.

Die auf diese Weise gespannten Doppelkammern können problemlos auf die Ober- und Unterseiten des flanschförmigen 12 cm hohen Aluminium-Distanzrahmens aufgeschraubt werden, dessen innere Öffnung der der Kammerrahmen entspricht. Da das HDC-Paket nur an den Kurzseiten des Distanzrahmens im Abschirmhaus von Spektrometer A aufgehängt wird, bestehen die Wände des Distanzrahmens aus 15 mm dickem Aluminium, die das Durchhängen des Kammerpaketes in Längsrichtung minimieren.

Der Teil der Auslese-Elektronik, der für die primäre Verarbeitung der kleinen und stöempfindlichen Kammersignale zuständig ist und daher über möglichst kurze Signalwege mit den Drähten verbunden sein muß, wird direkt an die Kammern angebaut. Auf der Ausleseseite der Signaldrähte handelt es sich dabei um die Vorverstärker-Diskriminator-Karten (VD-Karten) und auf der Seite der Potentialdrahtauslese um die Rechts-Links-Verstärker.

Signaldrahtauslese

In den Drahtrahmenüberständen, d.h. in den Teilen der Drahtrahmen, die die restliche Kammer überragen, gelangen die Signaldrahtsignale über Buchsen von den auf die Unterseiten aufgeklebten Ausleseplatinen auf die Oberseiten. Die Buchsen sind zur Entkopplung des Signaldrahtpotentials über Hochspannungskondensatoren (220 pF, 6 kV) mit den Leiterbahnen der auf den Oberseiten der Drahtrahmenüberstände befestigten Adapterplatinen verbunden (siehe Abbildung 4.16). Eine Adapterplatine führt jeweils 16 Drahtsignale zu einem zentralen Stecker, der eine 16-Kanal VD-Karte (LECROY 2735DC) trägt. Die separate Auslese aller 103 Signaldrähte einer Drahtebene erfordert 7 VD-Karten, von denen 5 an der langen Seite und 2 an der schmalen Seite eines Rahmens angebaut sind (siehe Anhang F.3). Wegen des geringen Abstandes zu den Spektrometer-Abschirmhaustoren stehen die VD-Karten senkrecht auf den Rahmenüberständen; auch die Adapterplatinen mußten gegenüber den VDCs und der Prototyp-HDC platzsparender (435 mm lang, aber nur 22 mm breit) neu konstruiert werden.

Von den VD-Karten werden die Signaldrahtsignale in logische ECL-Signale umgewandelt, die über 6 bis 8 m lange Twisted-Pair-Flachbandkabel von dem TDC-2001-System [Cla95] ausgewertet werden, das bei den FPP-HDCs zur Messung der Driftzeiten verwendet wird. Die Zuordnung der Drahtnummern zu den Kanalnummern der TDCs ist in Anhang F.3 angegeben. Die Diskriminatorschwelle der VD-Karten läßt sich durch eine angelegte Spannung (0.5 – 10 V, entspricht 1 – 20 μ A Eingangstrom) ferngesteuert regulieren.

Auch das zur Erzeugung der Signaldraht Hochspannung eingesetzte HV-Netzgerät Novelec HV 8174 ist fernsteuerbar. Es verfügt zudem über eine (per Hand) einstell-

¹⁶Das entspricht etwa 4 mm Mittendurchbiegung dieser Rohre.

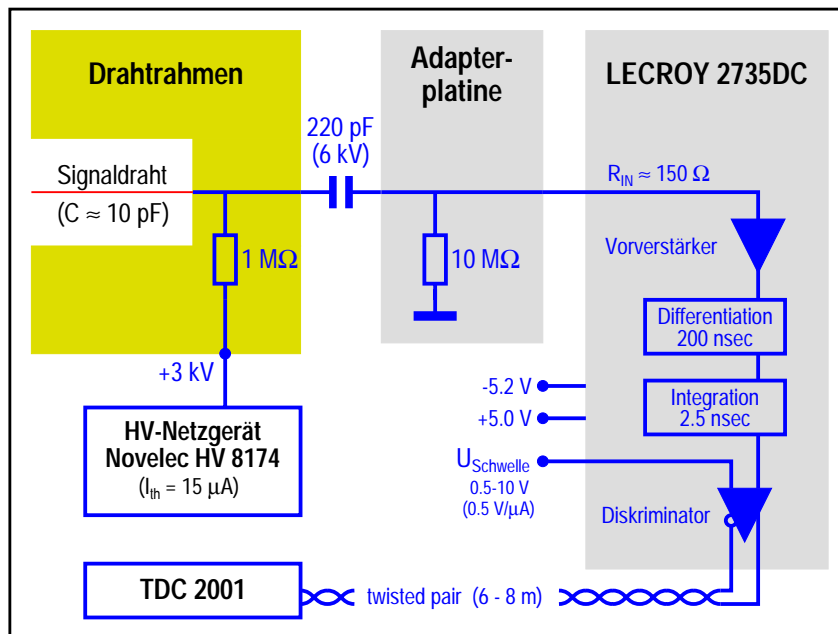


Abb. 4.18: Schaltungsdiagramm der FPP-HDC-Signaldraht-Auslese.

bare Strombegrenzung¹⁷, bei deren Überschreitung die Hochspannung zum Schutz der HDCs (oder unvorsichtiger Physiker) sofort zusammenbricht. Jeweils ein Kanal des zweikanaligen HV-Netzgerätes versorgt eine Doppelkammer, so daß die beiden Doppelkammern im Prinzip mit verschiedenen Hochspannungen betrieben werden können.

Potentialdrahtauslese

Die Zusammenfassung der Potentialdrahtsignale zu Odd-Even-Sektoren (vgl. Abschnitt 4.4) erfolgt bei den FPP-HDCs mit Kabeln auf der Oberseite der Drahtrahmenüberstände. Die Drahtebenen sind in 8 Odd-Even-Sektoren mit jeweils 7 Driftzellen und 2 Rand-Odd-Even-Sektoren mit 18 bzw. 20 Driftzellen unterteilt (siehe Anhang F.3), die wegen der kürzeren Drähte dort etwa die gleiche Fläche abdecken wie in den mittleren 8 Sektoren. Da auch die Zellen zwischen den Sektoren mit eigenen Rechts-Links-Verstärkern ausgerüstet werden müssen, benötigt man in dieser Aufteilung zur Auslese einer Drahtebene insgesamt 19 Rechts-Links-Verstärker.

Die äußere Bauform der Rechts-Links-Verstärker (siehe Abbildung 4.19) wurde den beengten Platzverhältnissen auf den Drahtrahmenüberständen der FPP-HDCs angepaßt: Auf 224 mm langen und 22 mm breiten Platinen sind jeweils zwei Eingangsverstärker (bezeichnet mit V_1 , vgl. Abb. 4.7), zwei Differenzverstärker (V_2) und zwei Ausgangsstufen (V_3) untergebracht, was zur Auswertung der Signale eines Odd-Even-Sektors und der an einer Seite des Sektors anschließenden Zwischenzelle ausreicht. Die zur anderen Seite gelegene Zwischenzelle wird auf der jeweils benachbarten Platine ausgewertet, wozu das von V_1 vorverstärkte Signal des angrenzenden Potentialdrahtes über ein kurzes 3-poliges Flachbandkabel weitergegeben wird. Um

¹⁷Die Stromgrenze steht bei den FPP-HDCs in der Regel auf 15 μ A.

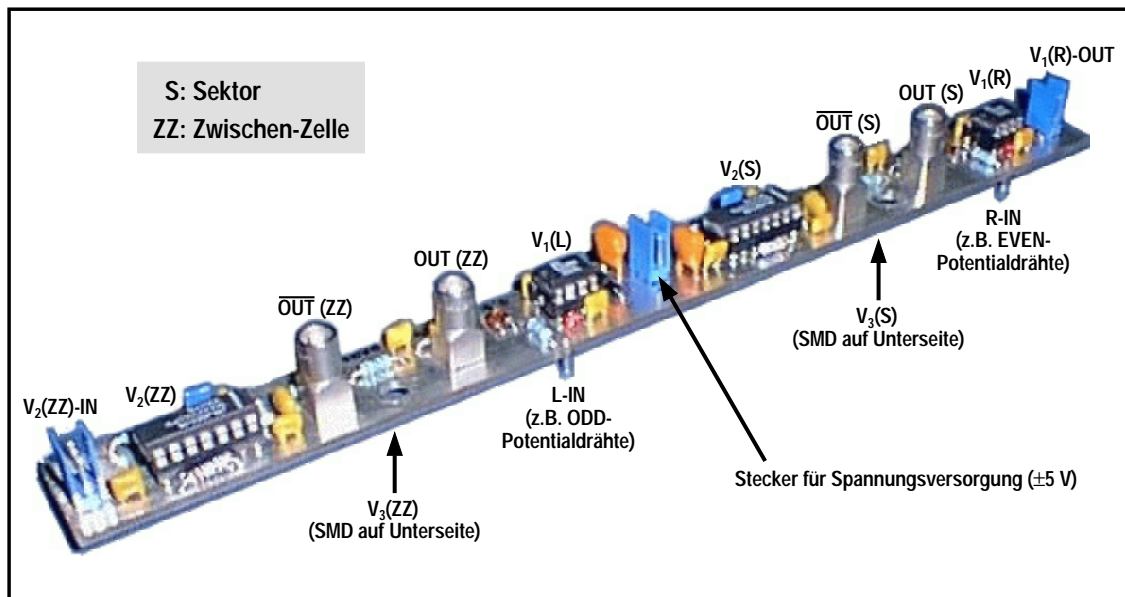


Abb. 4.19: Platine mit 2 Mainzer Rechts-Links-Verstärkern zur Bildung der Potentialdraht-Signaldifferenz in einem Odd-Even-Sektor und einer benachbarten Zwischenzelle an den FPP-HDCs. Die Bezeichnungen der Verstärkerstufen und der Ein- und Ausgänge sind in Abbildung 4.7 definiert.

trotz der offenen Bauweise (ohne schirmendes Gehäuse) die Ausbildung störender Schwingungen auf den Platinen zu unterdrücken, ist jede Platine mit zwei massiven kurzen Masseverbindungen (zu den Aluminium-Trägerrahmen) versehen.

Die mit OUT bezeichneten Ausgänge der Rechts-Links-Verstärker sind über Lemo-Kabel mit einem Steckbrett verbunden, das die Differenz-Signale über einen Adapter auf die Eingänge eines 96-Kanal Fastbus-ADCs (LECROY 1882N) weiterleitet¹⁸. Im Meßbetrieb wird von dem um 650 nsec verzögerten Triggersignal der Szintillatoren ein 50 nsec langes Gate erzeugt, in dem der ADC die Rechts-Links-Signale integriert. Da bei unipolaren Signalen keine Nullen-Unterdrückung möglich ist, müssen bei jedem Ereignis alle 76 angeschlossenen Rechts-Links-Signale (4 Drahtebenen mit jeweils 19 Verstärkern) ausgelesen werden. Später speichert die Datenerfassung jedoch nur jene Rechts-Links-Signale, in deren Sektoren auch Signaldrähte angesprochen haben.

Gassystem

Das zur Versorgung der FPP-HDCs verwendete Gassystem (Abbildung 4.20) entspricht dem der VDCs. Um die Reinheit des Kammergases zu gewährleisten bestehen alle Verbindungsrohre aus Edelstahl. Mit Diffusionsöl gefüllte „Bubblers“ vor dem Abgasschlauch verhindern das Eindringen von Außenluft durch das Abgassystem. Der Gesamtdurchfluß durch beide HDCs beträgt 400 ml/min, wobei das Mischungsverhältnis von 80% (320 ml/min)¹⁹ Ethan und 20% (80 ml/min) Argon

¹⁸Die $\overline{\text{OUT}}$ -Ausgänge werden im derzeitigen Betrieb nicht verwendet.

¹⁹Der derzeit verwendete Massendurchflußregler ist auf 200 ml/min Isobutan geeicht, was bei Ethan etwa der doppelten Durchflußmenge entspricht.

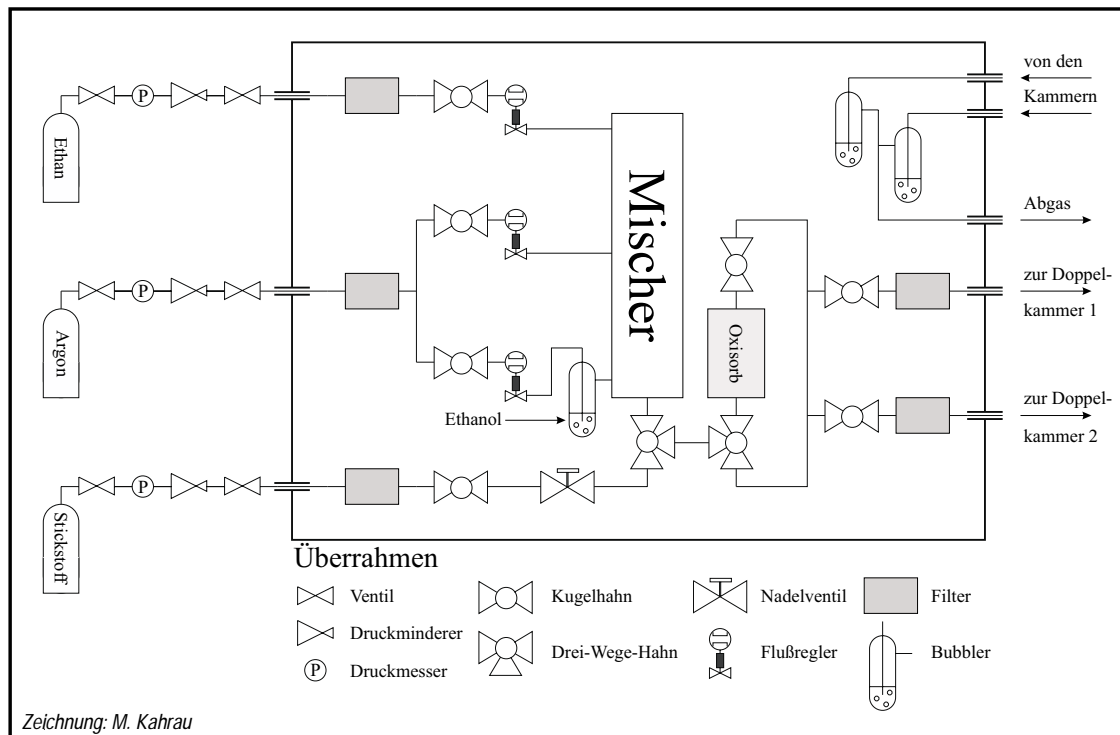


Abb. 4.20: Schematische Darstellung des Gassystems der FPP-HDCs.

über elektronisch gesteuerte thermische Massendurchflußregler (Brooks 5850)²⁰ eingestellt wird. Der in Abbildung 4.20 dargestellte Zufluß für reines Argon wird bei den HDCs nicht benutzt, d.h. der Argon-Anteil wird vollständig mit Ethanol angereichert. Das vorhandene Gaswarnsystem, das ständig die unteren Bereiche der Spektrometer-Abschirmhäuser auf das Vorhandensein brennbarer Gase überprüft, wurde vor Einbau der HDCs um einen zusätzlichen Sensor an der Decke des Abschirmhauses von Spektrometer A ergänzt, da das in den HDCs verwendete Ethan im Gegensatz zu dem in den VDCs verwendeten Isobutan nicht schwerer als Luft ist und daher nicht zu Boden sinkt.

4.6 Inbetriebnahme in Spektrometer A

Im November 1996 wurde das FPP erstmals im Abschirmhaus von Spektrometer A (siehe Abbildung 4.21) aufgebaut. Zur Inbetriebnahme der HDCs wurden in Spektrometer A schnelle Rückstoßprotonen aus quasielastischer Elektronstreuung an einem

²⁰Im Gegensatz zu den VDCs lastet der normale Durchfluß bei den HDCs die verwendeten Massendurchflußregler mit jeweils 80% des Maximaldurchflusses fast voll aus. Diese knappe Dimensionierung der Durchflußregler soll verhindern, daß die HDCs (wie bei den VDCs üblich) mit größeren Durchflußmengen gespült werden, da die größeren aber viel schwächeren Gasabschlußfolien der HDCs sich dabei zu weit aufblähen oder gar reißen würden. Auch bei Verwendung des zu Spülzwecken vorhandenen Stickstoffanschlusses ist äußerste Vorsicht geboten. Nach mehrtägiger Nichtbenutzung müssen die Kammern vor dem Anschalten der Hochspannung mindestens 24 Stunden lang mit *normaler* Gaszusammensetzung bei *normaler* Durchflußmenge gespült werden.

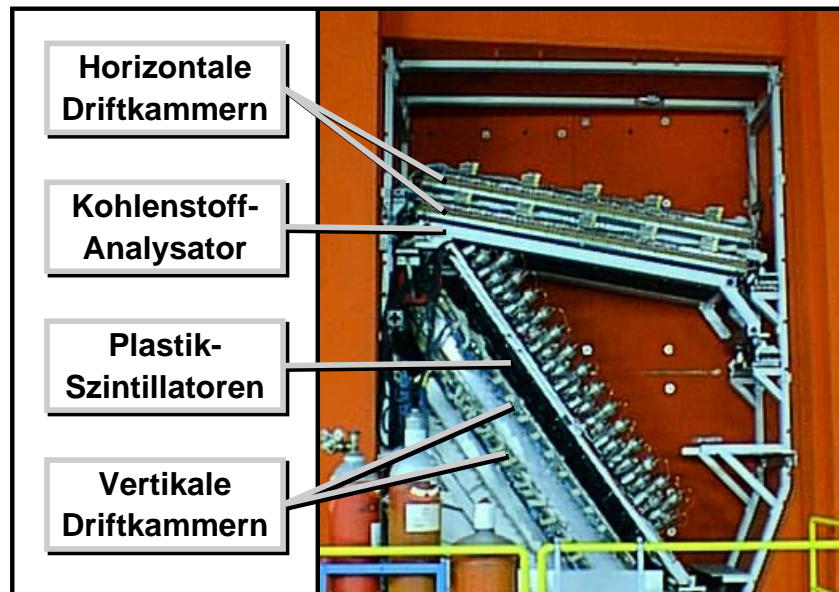


Abb. 4.21: Photo des Fokalebene-Proton-Polarimeters in Spektrometer A.

Kohlenstoff-Target gemessen, da diese sich über die volle Akzeptanz des Spektrometers verteilen und damit auch einen Großteil der aktiven Fläche der HDCs ausleuchten. Der Kohlenstoff-Analysator wurde für diese Messungen aus dem Abschirmhaus herausgenommen. Diese Inbetriebnahme-Messungen müssen nach jedem Wiedereinbau der HDCs, die zwischenzeitlich mehrmals gegen den Čerenkov-Detektor ausgetauscht wurden, wiederholt werden.

In Abbildung 4.22 sind die Drahtspektren der 4 HDC-Ebenen bei einer solchen Messung dargestellt, wobei jeweils die zwei Ebenen einer Doppelkammer gegeneinander aufgetragen sind. In der oberen Doppelkammer sind 3 „tote Drähte“ (U2-18, U2-83 und V2-92) zu erkennen, deren Defekt-Ursache²¹ sich ohne Öffnung der Kammer nicht beheben läßt. Bei der Polarisationsbestimmung wird das Fehlen dieser Drähte mit Hilfe des „180°-Testes“ (siehe Abschnitt 5.7) berücksichtigt, um die Entstehung falscher Asymmetrien zu vermeiden.

Bei Inbetriebnahme der HDCs müssen zuerst die Offsets der zur Auslese verwendeten TDC- und ADC-Kanäle für alle 412 Driftzellen einzeln bestimmt werden. In einem TDC-Rohspektrum bezeichnet der Offset den oberen Rand der gemessenen Häufigkeitsverteilung, wo wegen des inversen Verschaltungsprinzips mit verzögertem Trigger-Signal als TDC-Stopp (siehe z.B. Abb. 4.2) die kürzesten Driftzeiten liegen. Das Driftzeitspektrum erhält man durch Spiegelung des TDC-Rohspektrums an diesem Wert (siehe Abbildung 4.23.a). Die feinen Strukturen, die in Abbildung 4.23.a die Spektren überlagern, sind das Resultat von differentiellen Nichtlinearitäten bei der TDC-Konvertierung. Sie führen nicht zu Fehlern größer als 1 nsec.

In den ADC-Rohspektren liegt der gesuchte Offset an der Stelle des mittleren Minimums (siehe Abbildung 4.23.b), das die Grenze für die Rechts-Links-Entscheidung

²¹Wahrscheinliche Fehlerursache ist die Unterbrechung der Leiterbahn auf der Ausleseplatine.

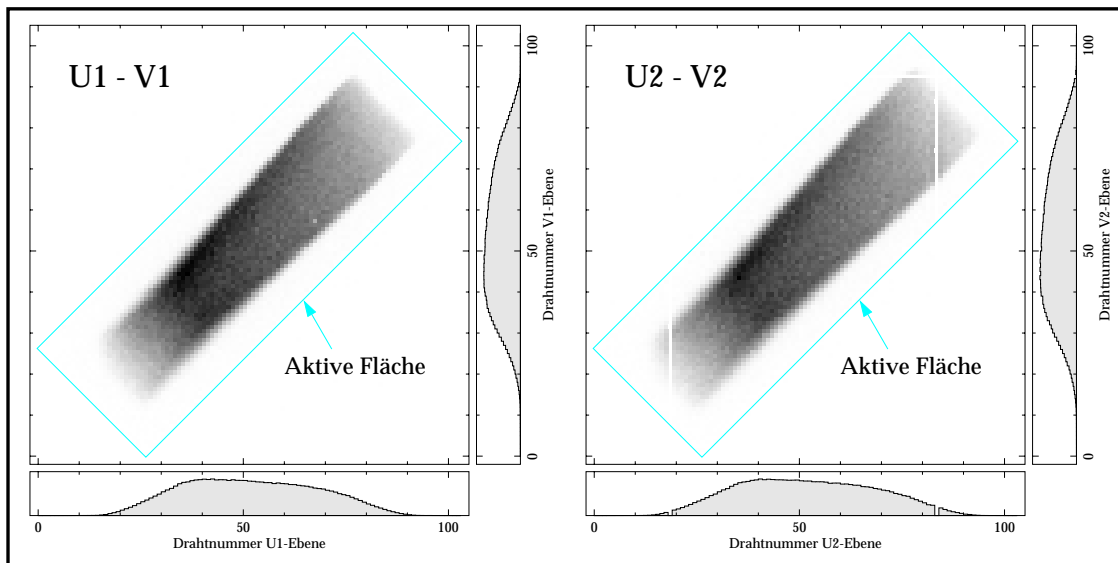


Abb. 4.22: Ausleuchtung der beiden HDC-Doppelkammern in Spektrometer A bei der Messung von Rückstoßprotonen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$, die typischerweise zur Inbetriebnahme der HDCs und Eichung ihrer Position durchgeführt wird ($p_{ref}^A=630\text{ MeV}/c$, kein Kohlenstoff-Analysator).

darstellt. Der Datenanalyse werden diese Offsets in der Datei `HDC.config` übergeben, die für jede Driftzelle eine Zeile mit 4 Einträgen enthält: die Bezeichnung der Driftzelle, der TDC-Offset, der ADC-Offset und ein weiterer Wert, der 0 oder 1 sein kann und aussagt, ob ein im Rechts-Links-Spektrum positiver Meßwert einen Teilchendurchgang rechts oder links vom Signaldraht bedeutet, was z.B. in einem Odd-Even-Sektor von Driftzelle zu Driftzelle wechselt.

HDC-OK Klassifizierung

In Abbildung 4.23.c ist das Multiplizitätsspektrum der U1-Ebene der FPP-HDCs bei einer Inbetriebnahme-Messung dargestellt, aus dem man ersehen kann, wieviele Signaldrähte einer Drahtebene bei welchem Prozentsatz der Ereignisse angesprochen haben²². Bei der Analyse der Prototyp-HDC-Daten wurden nur Ereignisse ausgewertet, bei denen in einer Drahtebene ein einzelner oder zwei benachbarte Signaldrähte angesprochen hatten.

Bei den FPP-HDCs werden „höhere Multiplizitäten“ etwas komplexer gehandhabt. Schon in [Ham96] wurde gezeigt, daß es sich bei einem großen Anteil der Ereignisse, bei denen zwei benachbarte Signaldrähte angesprochen haben, nicht um einen Teilchendurchgang an der Grenze zwischen den beiden Driftzellen handeln kann, da die gemessenen Driftzeiten dafür viel zu kurz sind und außerdem in den meisten Fällen eine feste Differenz von 7-8 nsec zueinander aufweisen. Vielmehr deuten diese Tatsachen darauf hin, das es sich dabei um elektronische Übersprecher („Cross talk“) in Kabeln oder in der Auslese-Elektronik handelt. Zur Unterscheidung dieser Ereignis-

²²Das gezeigte Multiplizitätsspektrum wurde bei einer Single-Rate von 1.5 kHz in Spektrometer A gemessen, bei höheren Raten steigt der Anteil der Mehrfachtreffer.

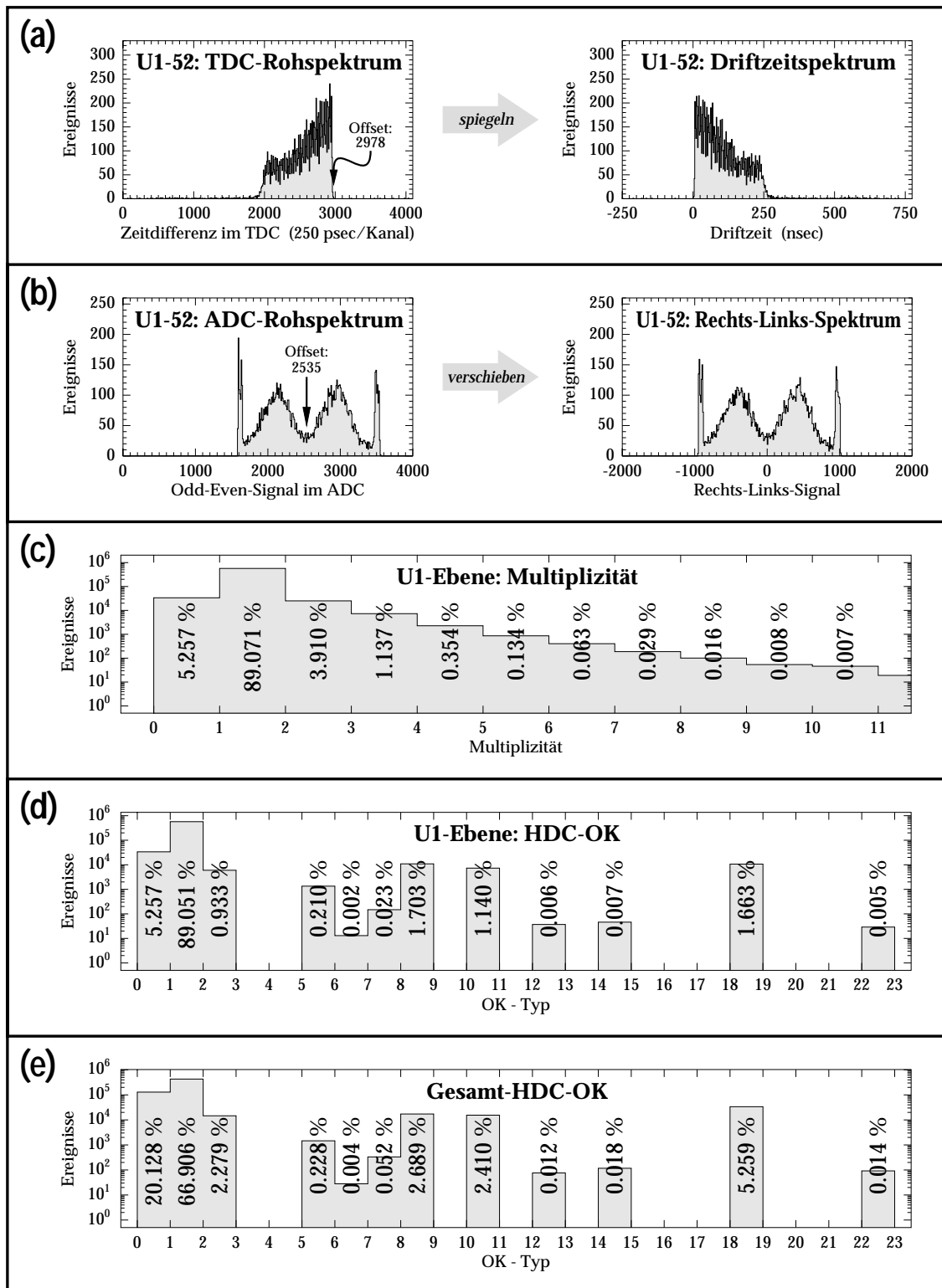


Abb. 4.23: FPP-HDC-Spektren bei einer Inbetriebnahme-Messung. (a) und (b) beschreiben die Entstehung der Driftzeit- bzw. Rechts-Links-Spektren durch Offset-Korrektur der Rohspektren am Beispiel der Driftzelle U1-52. (c) und (d) zeigen auf logarithmischen Skalen die Häufigkeitsverteilungen von Multiplizität und „OK“-Werten (siehe Tab. 4.1) in der U1-Drahtebene und (e) die Häufigkeitsverteilung des „OK“-Wertes für das gesamte HDC-Paket. Die Single-Rate in Spektrometer A lag bei dieser Messung bei etwa 1.5 kHz.

Den HDC-OK-Werten zugrunde liegendes Bitmuster		
Bit Nr.	Wert	Bedeutung
0	1	einzelne positive Driftzeit,
1	2	zwei benachbarte positive Driftzeiten,
2	4	negative Driftzeiten vorhanden,
3	8	nicht benachbarte oder mehr als 2 positive Driftzeiten,
4	16	„Cross talk“: die Summe zweier benachbarter positiver Driftzeiten ist kleiner als 375 nsec.

Bedeutung möglicher HDC-OK-Werte	
HDC-OK	Ereignistyp
0	Kein Draht der Ebene hat angesprochen, d.h. Ortsbestimmung ist unmöglich.
1	Genau ein Draht der Ebene angesprochen und dieser hat eine positive Driftzeit.
2	Zwei benachbarte Drähte der Ebene haben angesprochen und beide haben positive Driftzeiten, deren Summe mit mindestens 375 nsec groß genug ist, um eine Spur an der Grenze zwischen den beiden Driftzellen realistisch erscheinen zu lassen. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzeren Driftzeit.
(4)	siehe 7 (Ausschließlich negative Driftzeiten).
5	Genau ein Draht der Ebene hat eine positive Driftzeit, außerdem gibt es noch weitere Drähte mit negativen Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der positiven Driftzeit.
6	Zwei benachbarte Drähte der Ebene haben positive Driftzeiten, deren Summe größer ist als 375 nsec. Außerdem gibt es noch weitere Drähte mit negativen Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzeren positiven Driftzeit.
7	Alle angesprochenen Drähte haben negative Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der betragsmäßig größten negativen Driftzeit. Dem oben angegebenen Bitmuster nach hätte dieser Fall den Ok-Wert 4 bekommen müssen, doch da die Fehlerträchtigkeit wesentlich größer als bei 5 und 6 ist, bekommt dieser Fall im Hinblick auf die Bestimmung des Gesamt-OK-Wertes eine Sonderbehandlung.
8	Es gibt 3 oder mehr Drähte in der Drahtebene mit positiven Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzesten Driftzeit.
10	Zwei nicht benachbarte Drähte der Drahtebene haben positive Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzesten Driftzeit.
12	3 oder mehr Drähte der Drahtebene haben positive Driftzeiten. Außerdem gibt es noch weitere Drähte mit negativen Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzesten positiven Driftzeit.
14	Zwei nicht benachbarte Drähte haben positive Driftzeiten. Außerdem gibt es noch weitere Drähte mit negativen Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzesten positiven Driftzeit.
18	„Cross talk“: Zwei benachbarte Drähte der Ebene haben positive Driftzeiten. Die Summe der beiden Driftzeiten ist mit maximal 375 nsec jedoch zu klein, um die Annahme einer Spur an der Grenze zwischen den beiden Driftzellen als realistisch erscheinen zu lassen. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzeren Driftzeit.
22	„Cross talk“ (siehe 18). Außerdem gibt es weitere Drähte mit negativen Driftzeiten. Die Ortsbestimmung erfolgt für den Draht mit der kürzesten positiven Driftzeit.

Das Gesamt-OK für das HDC-Paket wird gleich 0, sobald eine oder mehrere der 4 Drahtebenen ein OK = 0 haben. Ansonsten bekommt das Gesamt-OK den größten der 4 einzelnen Drahtebenen-OK-Werte zugewiesen.
--

Tab. 4.1: HDC-OK Klassifikationen der Ereignistypen in einer Drahtebene mit Erklärung des zugrundeliegenden Bitmusters (oben) und Vorschrift zur Bestimmung des Gesamt-OK-Wertes für das ganze FPP-HDC-Paket (unten).

nisse von den wirklichen Grenzspuren wird in der Analyse geprüft, ob die Summe der beiden gemessenen Driftzeiten über 375 nsec²³ liegt.

Sprechen zwei nichtbenachbarte Signaldrähte einer Drahtebene an, so besteht das Problem darin, das Triggersignal dem richtigen Signaldraht zuzuordnen, d.h. eine der beiden gemessenen Driftzeiten ist falsch. Da nicht geklärt werden kann, welche Driftzeit falsch ist, wird ein solches Ereignis im Normalfall verworfen. Besonders bei Messungen mit sehr hohen Single-Raten (z.B. 100 kHz) treten in den Driftzeitspektren jedoch vermehrt Ereignisse mit „negativen“ Driftzeiten auf, was wegen der festen Verzögerungszeit des TDC-Stopps zum Triggersignal nur dadurch zustande kommen kann, daß das Drahtsignal in der HDC und das Triggersignal von zwei verschiedenen Teilchen ausgelöst werden. Das bedeutet, daß bei Doppeltreffern mit einer positiven und einer negativen Driftzeit nur die positive Driftzeit richtig sein und daher der richtige Signaldraht bestimmt werden kann.

Bei der Analyse der FPP-HDC-Daten wird immer, wenn in einer Drahtebene auf irgendeine Weise mindestens ein Draht angesprochen hat, daraus eine Position berechnet, selbst in Fällen, bei denen wenig Aussicht besteht, daß diese Position richtig ist, wie z.B. bei Vorliegen einer einzelnen negativen Driftzeit oder beim gleichzeitigen Ansprechen von 10 Signaldrähten. Zusätzlich gibt ein „OK“-Wert darüber Auskunft, um welchen Ereignistyp es sich handelt. Die in einer Drahtebene möglichen „OK“-Werte sind mit Erklärung der zugehörigen Ereignistypen in Tabelle 4.1 angegeben.

Aus den „OK“-Werten der 4 Drahtebenen wird nach der am Ende von Tabelle 4.1 angegebenen Vorschrift ein für das ganze HDC-Paket gültiger Gesamt-OK-Wert gebildet, über den bei der Datenanalyse „gute“ und „schlechte“ Ereignisse selektiert werden können. Eine Bewertung der Fehlerträchtigkeit der den OK-Werten zugeordneten Ereignistypen befindet sich in Anhang F.5. Das dabei zugrundeliegende „ z_{scat} -Kriterium“ wird in Abschnitt 5.2 erläutert. In der Regel werden nur Ereignisse mit den HDC-OK-Werten 1,2,5 und 6 für eine Polarisationsbestimmung verwendet, die restlichen werden verworfen.

Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Histogramme in Abbildung 4.23.c–e lassen keine exakten Aussagen über die Nachweiswahrscheinlichkeit der HDCs zu, da bei der zugrundeliegenden Datenanalyse nicht sichergestellt wurde, daß wirklich alle Protonen die HDCs durchquert haben. Die sicherste Möglichkeit dazu wäre die Installation eines weiteren Detektors oberhalb der HDCs mit dem man zusammen mit den VDCs die Nachweiswahrscheinlichkeit der dazwischenliegenden HDCs nach der „Sandwich“-Methode bestimmen könnte.

Man kommt jedoch auch ohne zusätzlichen Detektor aus, indem man die oberste HDC-Drahtebene, die V2-Ebene, als oberen „Sandwich“-Detektor verwendet. Hat diese Drahtebene zusammen mit dem VDC-Paket angesprochen, muß das betreffende Teilchen auch die anderen 3 HDC-Drahtebenen durchquert haben. Die so be-

²³Dieser Wert wurde experimentell mit dem z_{scat} -Kriterium (s.u.) ermittelt.

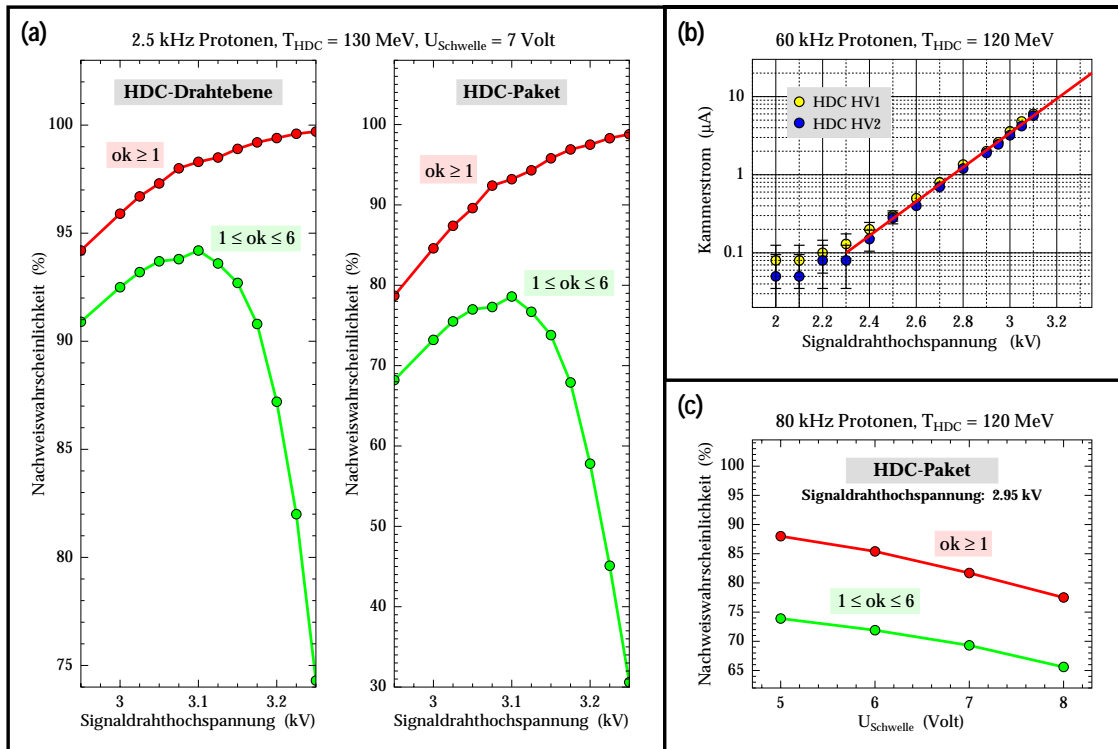


Abb. 4.24: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit ($ok \geq 1$) und Anteil der „guten“ Ereignisse ($1 \leq ok \leq 6$) als Funktion der Signaldrahthochspannung für eine einzelne FPP-HDC-Drahtebene und für das gesamte FPP-HDC-Paket, (b) Kammerströme der beiden FPP-HDC-Doppelkammern als Funktion der Signaldrahthochspannung und (c) Nachweiswahrscheinlichkeiten wie in (a) für das FPP-HDC-Paket als Funktion der angelegten Schwellenspannung ($1V \Leftrightarrow 2\mu\text{A}$) an den Vorverstärker-Diskriminator-Karten. Die 3 Abbildungen entstammen verschiedenen Messungen, wie die verschiedenen Werte der Single-Rate in Spektrometer A und der kinetischen Protonenergie in der HDC (T_{HDC}) anzeigen.

stimmte Nachweiswahrscheinlichkeit, zum einen gemittelt über die 3 unteren HDC-Drahtebenen und zum anderen extrapoliert auf das gesamte HDC-Paket, ist als Funktion der Signaldrahthochspannung in Abbildung 4.24.a aufgetragen.

Die gezeigten Kurven wurden bei Messungen mit 7 cm dickem Kohlenstoffanalysator im FPP bestimmt. Deshalb betrug trotz nahezu maximaler Erregung der Spektromettermagnete ($p_{\text{cent}}=650 \text{ MeV}/c$) die kinetische Energie der Protonen in der HDC nur etwa 130 MeV, da diese etwa 10 MeV in den Szintillatoren und etwa 60 MeV im Kohlenstoff-Analysator verlieren. Im Vergleich mit den Messungen an der Prototyp-HDC (Abbildung 4.11) liegt daher das Maximum der unteren Kurven bei einer niedrigeren Signaldrahthochspannung (3.1 kV), wofür die bei langsameren Protonen stärkere Primärionisation des Kammergases verantwortlich ist.

Der Strom, der durch die beiden HDC-Doppelkammern fließt, steigt linear mit der Primärionisation und exponentiell mit der angelegten Signaldrahthochspannung (Abbildung 4.24.b) an. Oft beträgt bei physikalischen Experimenten die Single-Ratenbelastung in Spektrometer A mehr als 100 kHz, was für die HDCs bei einer Signaldrahthochspannung von 3.1 kV Kammerströme von über 10 μA bedeuten würde.

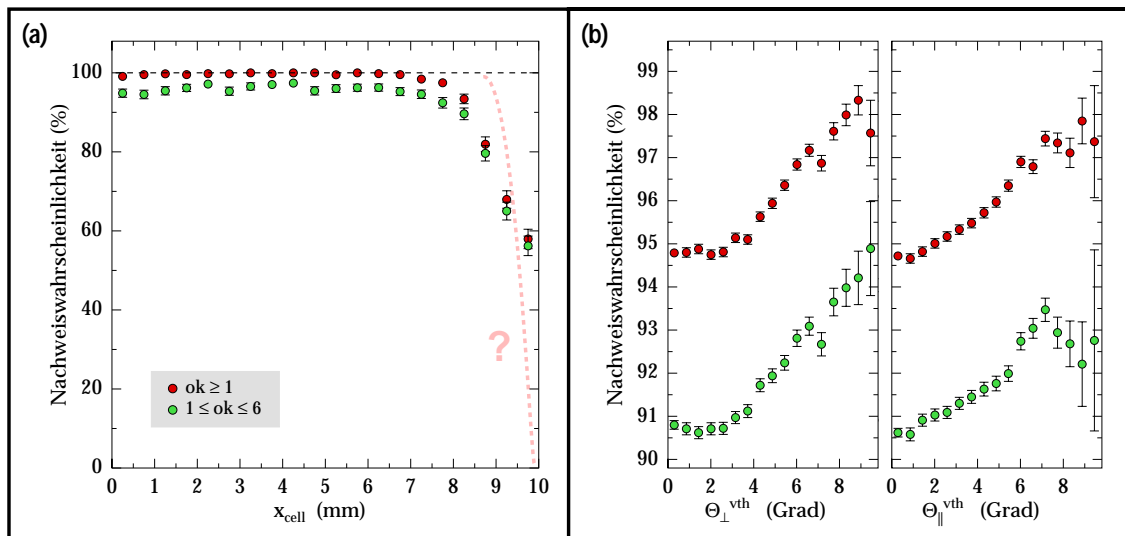


Abb. 4.25: Nachweiswahrscheinlichkeit einer FPP-HDC-Drahtebene ($HV = 3 \text{ kV}$, $U_{\text{Schwelle}} = 6 \text{ V}$), gemessen mit 1.5 kHz Protonen ($T_{\text{HDC}} = 140 \text{ MeV}$), (a) als Funktion von x_{cell} , dem Abstand des Teilchendurchgangs vom Signaldraht (wobei die experimentelle Auflösung von etwa 1 mm die Form des Einbruchs in Potentialdrahtnähe dominiert, ein realistischerer Verlauf ist mit der hellen gestrichelten Linie angedeutet) und (b) als Funktion der aus der VDC-Messung berechneten Teilchendurchtrittswinkel durch die HDC-Drahtebene relativ zur Ebenen-Normale senkrecht zur Drahtrichtung $\theta_{\perp}^{\text{vth}}$ und in Drahtrichtung $\theta_{\parallel}^{\text{vth}}$.

Hohe Kammerströme bewirken jedoch ein schnelles „altern“ (siehe z.B. [Blu93]) der Driftkammern. Außerdem müßte die zum Schutz der HDCs empfindlich eingestellte Strombegrenzungsschwelle erhöht werden, um einen stabilen Betrieb bei solchen Kammerströmen zu gewährleisten, was wiederum das Schadensrisiko erhöhen würde.

Deshalb wird das HDC-Paket in der Regel mit Signaldrahthochspannungen unterhalb des Arbeitspunktes von 3.1 kV betrieben. Die dadurch entstehenden Einbußen in der Nachweiswahrscheinlichkeit können zum Teil durch Erniedrigung der Diskriminatorschwelle ausgeglichen werden. Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeiten von der Diskriminatorschwelle bei einer niedrigen Signaldrahthochspannung von 2.95 kV ist in Abbildung 4.24.c dargestellt. Da unterhalb von 4.5 V einzelne Vorverstärker-Diskriminator-Karten anfangen zu schwingen, lassen sich diese Kurven nicht zu kleineren Schwellen extrapolieren. Bei den „Spintrace“- und „N- Δ “-Messungen (siehe Kapitel 7 und 8) wurden die HDCs mit Signaldrahthochspannungen von 3.0 kV und Diskriminatorschwellen von 6 V betrieben.

In Abbildung 4.25.a ist die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Ort des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle aufgetragen. Die Datenpunkte zeigen, daß die reine Nachweiswahrscheinlichkeit ($ok \geq 1$) über einen Großteil der Driftzelle sehr hoch (99.7%) ist. Der Anteil der „guten“ Ereignisse ($1 \leq ok \leq 6$) liegt in diesem Bereich etwa 4% niedriger. Beide brechen in der Nähe des Potentialdrahtes ein. Die Form der Driftzeitspektren (z.B. Abbildung 4.26) legt allerdings nahe, daß dieser Einbruch in Wirklichkeit erst näher am Potentialdraht beginnt, dafür aber tiefer ist, was durch die gestrichelte Linie in Abbildung 4.25.a angedeutet wird. Eine genauere

Vermessung der Form dieses vermutlich schärferen Abfalls ist aufgrund der begrenzten Ortsauflösung ($\sigma \approx 1$ mm) bei dieser Messung, die im folgenden Absatz näher erläutert wird, nicht möglich.

Die für diese Messung notwendige Kenntnis über den Teilchendurchgangsort durch die HDC-Driftzellen läßt sich nicht allein aus den VDC-Koordinaten berechnen. Selbst bei ausgebautem Kohlenstoffanalysator ist mit den Szintillatoren noch so viel Material zwischen den Kammerpaketen, daß die Protonen so stark aufstreuen, daß in der HDC-U1-Ebene nur noch ungefähr die richtige Driftzelle vorhergesagt werden kann ($\sigma \approx 10$ mm). Deshalb wurde für diese Messung zusätzlich die Ortsinformation der oberen HDC-Doppelkammer verwendet. Stimmen die Koordinaten dort innerhalb einer kleinen Toleranz mit der Vorhersage der VDCs überein, so kann man davon ausgehen, daß auch die Ortsvorhersage für die untere Doppelkammer innerhalb dieser Toleranz zutrifft und damit für sie die Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmen. Auflösungen im Submillimeterbereich sind mit dieser Methode aber nicht erreichbar.

Abbildung 4.25.b zeigt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit einer HDC-Drahtebene mit steigendem Durchtrittswinkel des Protons zur Ebenennormalen zunimmt, wobei der Verlauf dieser Zunahme davon abhängt, ob die Proton-Spur in Drahtrichtung oder senkrecht dazu geneigt ist. Als Folge davon können beim FPP-Betrieb falsche Asymmetrien entstehen, die abhängig vom Einfallswinkel der Protonbahnen auf den Kohlenstoffanalysator korrigiert werden müssen (siehe Abschnitt 7.5).

Driftzeit-Driftweg Zusammenhang

Die Variation der elektrischen Feldstärke über die Driftzelle (Abb. 4.3.a) ist bei der FPP-HDC viel stärker als bei der VDC. Trotz des Plateaus in der Feldstärkeabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit (Abb. 4.3.b) ist deshalb die Annahme einer konstanten Elektronendriftgeschwindigkeit v_D über die gesamte Driftzelle nur eine sehr grobe Näherung. Eine höhere Genauigkeit erreicht man, indem man zu gegebenen Bedingungen (Hochspannung, Diskriminatorschwelle, Gasmischung, Außendruck) einer Messung den Zusammenhang zwischen Driftzeit t_D und Driftweg x_{cell} aus dem Driftzeitspektrum der betreffenden Messung selbst bestimmt.

Jedem Zeitintervall $[t_D, t_D + \Delta t_D]$ eines Driftzeitspektrums (Abb. 4.26) kann ein Driftwegintervall $[x_{cell}, x_{cell} + \Delta x_{cell}]$ zugeordnet werden. Die Anzahl der Ereignisse ΔN in diesem Zeitintervall ist proportional zu der Anzahl der im zugeordneten Driftwegintervall durchgehenden Teilchenspuren und der Driftgeschwindigkeit dort:

$$\frac{\Delta N(t_D)}{\Delta t_D} = \frac{\Delta N(x_{cell})}{\Delta x_{cell}} \cdot v_D(x_{cell}) = \frac{\Delta N(x_{cell})}{\Delta x_{cell}} \cdot \frac{\Delta x_{cell}(t_D)}{\Delta t_D} .$$

Da in der Regel die HDC-Driftzellen bei allen Messungen gleichmäßig ausgeleuchtet werden, d.h. $\Delta N(x_{cell})/\Delta x_{cell}$ konstant ist, kann in dem Bereich von x_{cell} , in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Driftzelle ebenfalls praktisch konstant ist (bis $x_{cell} \approx 9$ mm, siehe Abb. 4.25.a), der Zusammenhang zwischen x_{cell} und t_D durch Integration des Driftzeitspektrums bestimmt werden. Die untere Integrationsgrenze

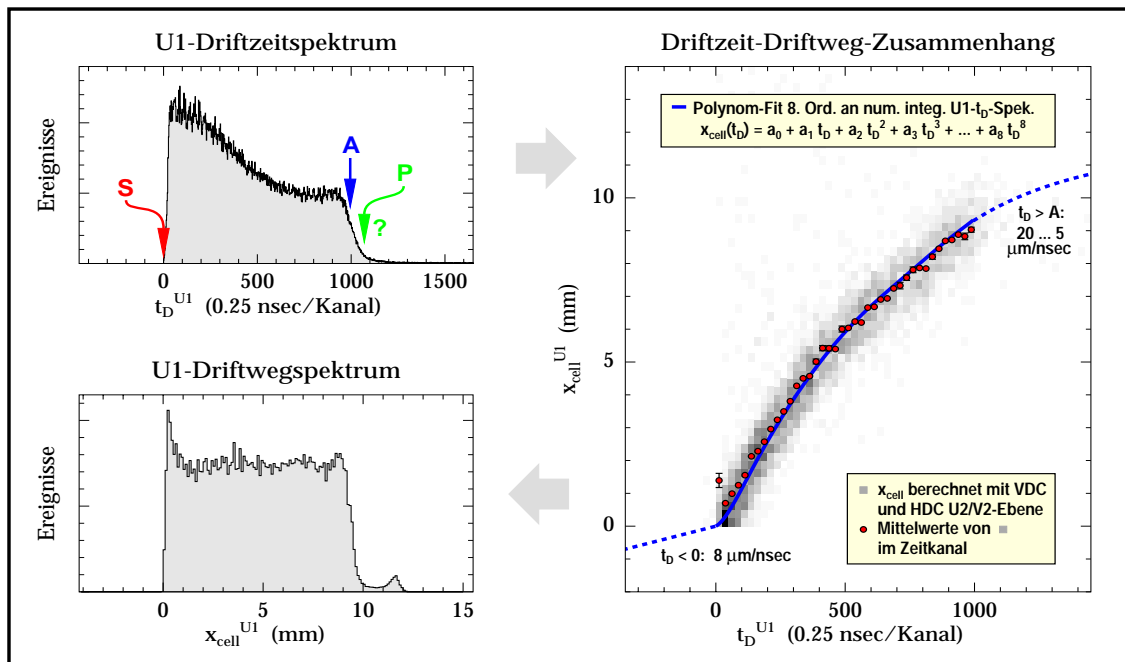


Abb. 4.26: Bestimmung des Driftzeit-Driftweg Zusammenhangs in den Driftzellen der HDC U1-Ebene durch numerische Integration des Driftzeitspektrums zwischen den Punkten *S* und *A*, an dessen Ergebnis ein Polynom 8. Ordnung angepaßt ist (durchgezogene Kurve im rechten Diagramm). Zum Vergleich sind die aus der Messung mit den VDCs (mit Schnitt auf Übereinstimmung in der oberen HDC-Doppelkammer innerhalb von 1 mm) berechneten Werte für x_{cell}^{U1} als Graustufenplot in Abhängigkeit der in der U1-Ebene gemessenen Driftzeiten eingetragen, wobei die Mittelwerte spaltenweise mit Datenpunkten gekennzeichnet sind.

(Punkt *S* in Abb. 4.26) ist dabei vorgegeben: Spuren mit Driftzeit 0 sind direkt am Signaldraht durch die Driftzelle gegangen²⁴. Die obere Integrationsgrenze ist kritischer, da nur bis zum Rand des Nachweiswahrscheinlichkeitseinbruchs, dessen wirkliche Lage nicht genau bekannt ist, integriert werden darf. Die „Lage“ des Potentialdrahtes (Punkt *P*) im Driftzeitspektrum ist deshalb ebenfalls nicht genau zu bestimmen. Stattdessen wird die Kante des Abfalls, Punkt *A* in Abbildung 4.26, verwendet:

$$x_{cell}(t_D) = x_{cell}(A) \cdot \frac{\int_0^{t_D} N(t) dt}{\int_0^{t_D(A)} N(t) dt} . \quad (4.3)$$

Zur Benutzung in Datenanalyseprogrammen wird an den so bestimmten Driftzeit-Driftweg-Zusammenhang ein Polynom 8. Ordnung angepaßt, das im rechten Teil von Abbildung 4.26 als durchgezogene Linie eingezeichnet ist. Um eine stetige monotone Funktion zu erhalten, setzen Kurven mit angepaßten Steigungsverläufen (gestrichelte Linien in Abb. 4.26) das Polynom nach beiden Richtungen fort, was aber besonders für negative Driftzeiten recht willkürlich ist.

Da die gezeigte Messung ohne Kohlenstoffanalysator stattfand, können die Driftwege in der U1-Ebene auch von außen (wie für Abb. 4.25) aus den Informationen der VDCs und der oberen HDC-Doppelkammer mit einer Auflösung von etwa 1 mm

²⁴Voraussetzung ist eine korrekte Offset-Korrektur.

berechnet werden. Die so berechneten Driftwege sind in Abhängigkeit der in der U1-Ebene gemessenen Driftzeiten ebenfalls im rechten Diagramm von Abbildung 4.26 aufgetragen. Das Ergebnis der numerischen Integration nach Gleichung (4.3) stimmt mit dem Verlauf dieses von außen bestimmten Driftzeit-Driftweg-Zusammenhangs am besten überein, wenn $x_{cell}(A)$, die Position der Kante des Nachweiswahrscheinlichkeitseinbruchs, mit 9.3 mm angesetzt wird²⁵.

Nach Anwendung des bestimmten Driftzeit-Driftweg-Zusammenhangs erhält man ein über den Großteil der Driftzelle konstantes Driftwegspektrum (Abb. 4.26), das den Nachweiswahrscheinlichkeitseinbruch in Potentialdrahtnähe realistischer wiedergibt als Abbildung 4.25. Die Einträge bei Driftwegen größer 11 mm werden verursacht durch sehr große Driftzeiten (> 400 nsec), die durch die immer flacher werdende Steigung der oberen Fortsetzung von $x_{cell}(t_D)$ in einem kleinen Driftwegbereich versammelt werden. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um Ereignisse, die durch eine Ecke der Driftzelle gegangen sind, die Drahtebene dann in der Nachbarzelle durchquert haben, dort aber nicht registriert wurden. Da in den Driftzellenecken die elektrische Feldstärke niedrig ist, driften die Elektronen von dort zunächst nur sehr langsam zum Signaldraht.

Bei kleinen Driftwegen zwischen 200 und 500 μm ist eine Überhöhung im Driftwegspektrum zu erkennen, Ereignisse, die bei noch kleineren Driftwegen fehlen. Die Ursache dafür ist, daß auch bei direkt am Signaldraht durchgehenden Protonen erst nach kurzer Verzögerung ausreichend Lawinen für ein Drahtsignal erzeugt werden²⁶. Dieser Effekt führt jedoch im Mittel nicht zu Fehlern in x_{cell} von mehr als 300 μm .

²⁵Die Lage von $x_{cell}(A)$ variiert mit den äußeren Bedingungen; 9.3 mm gilt für $U_{\text{HV}}^{\text{HDC}} = 3.0$ kV, $U_{\text{Schwelle}}^{\text{HDC}} = 6$ V und Protonen mit $T_{\text{HDC}} = 140$ MeV.

²⁶Diese Umverteilung wird durch das gewählte Verfahren zur $x_{cell}(t_D)$ -Bestimmung ausgeweitet, da das angepaßte Polynom die starke Steigungsänderung am Anfang des numerisch integrierten Driftzeitspektrums nur begrenzt imitieren kann.

Kapitel 5

Messung der Proton-Polarisation

Dieses Kapitel beschreibt, wie aus den gemessenen Einzelkoordinaten in den Driftkammerpaketen zunächst die Protonbahnen vor und nach der Streuung im Kohlenstoffanalysator (Abschnitt 5.1), daraus die Koordinaten des Streupunktes und die Streuwinkel (Abschnitt 5.2) und daraus wiederum die transversalen Polarisationskomponenten im FPP (Abschnitte 5.3 und 5.4) berechnet werden. Die dafür benötigte inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke wird nach der McNaughton-Parametrisierung [McN85] aus der kinetischen Energie der Protonen in der Mitte des Kohlenstoffanalysators (Abschnitt 5.5) berechnet, die aus eigenen Messungen auf Streuwinkel größer 20 Grad erweitert wurde (Abschnitt 5.6). In Abschnitt 5.7 wird beschrieben, wie durch einen Akzeptanztest falsche Asymmetrien an den HDC-Rändern oder im Bereich „toter Drähte“ vermieden werden. Die Korrektur der durch die Winkelabhängigkeit der HDC-Nachweiswahrscheinlichkeit entstehenden falschen Asymmetrien wird in Abschnitt 5.8 behandelt.

5.1 Messung der Proton-Spur vor und nach der Kohlenstoffstreuung

Die x-y-Ebene des *Fokalebene-* oder *VDC-Koordinatensystems* wird definiert durch die unterste VDC-Drahtebene, die x_1 -Ebene. Seine z-Achse steht senkrecht darauf nach oben. Die x-Achse zeigt entlang der von der x_1 -Ebene gemessenen Koordinate in dispersiver Richtung des Spektrometers (siehe Abbildung 5.1), die y-Achse seitlich in Spannrichtung der x_1 -Drähte. Der Ursprung liegt im unteren Teil der Drahtebene¹. Das VDC-Paket mißt die Position von Protonen mit Impulsen um 660 MeV/c in der x-y-Ebene des VDC-Koordinatensystems mit einem wahrscheinlichsten Fehler von 70 μm in x-Richtung und 150 μm in y-Richtung. Die kartesischen Durchtrittswinkel relativ zur z-Achse in x- und y-Richtung, Θ_{VDC} und Φ_{VDC} , werden mit Genauigkeiten von $\Delta\Theta_{\text{VDC}} = 0.17$ mrad und $\Delta\Phi_{\text{VDC}} = 0.74$ mrad bestimmt. Nähere Informationen zur Berechnung der VDC-Koordinaten finden sich z.B. in [Dis90].

Analog liegt die x-y-Ebene des *HDC-Koordinatensystems* in der untersten HDC-Drahtebene, der U1-Ebene. Auch hier zeigt die z-Achse senkrecht dazu nach oben. Allerdings zeigt die x-Achse nicht wie bei der VDC in Richtung der u_1 -Koordinate, die unter einem Winkel von 45 Grad zur Längsseite der HDC verläuft, sondern entlang der Kammerlängsseite, also ebenfalls ungefähr in dispersiver Richtung des

¹Der Ursprung des VDC-Koordinatensystems liegt etwa bei der Kreuzung der Drähte $n_{x_1} = 285$ und $n_{s_1} = 233$, in der Nähe des Punktes, in dem der Referenzstrahl durch die Fokalebene tritt.

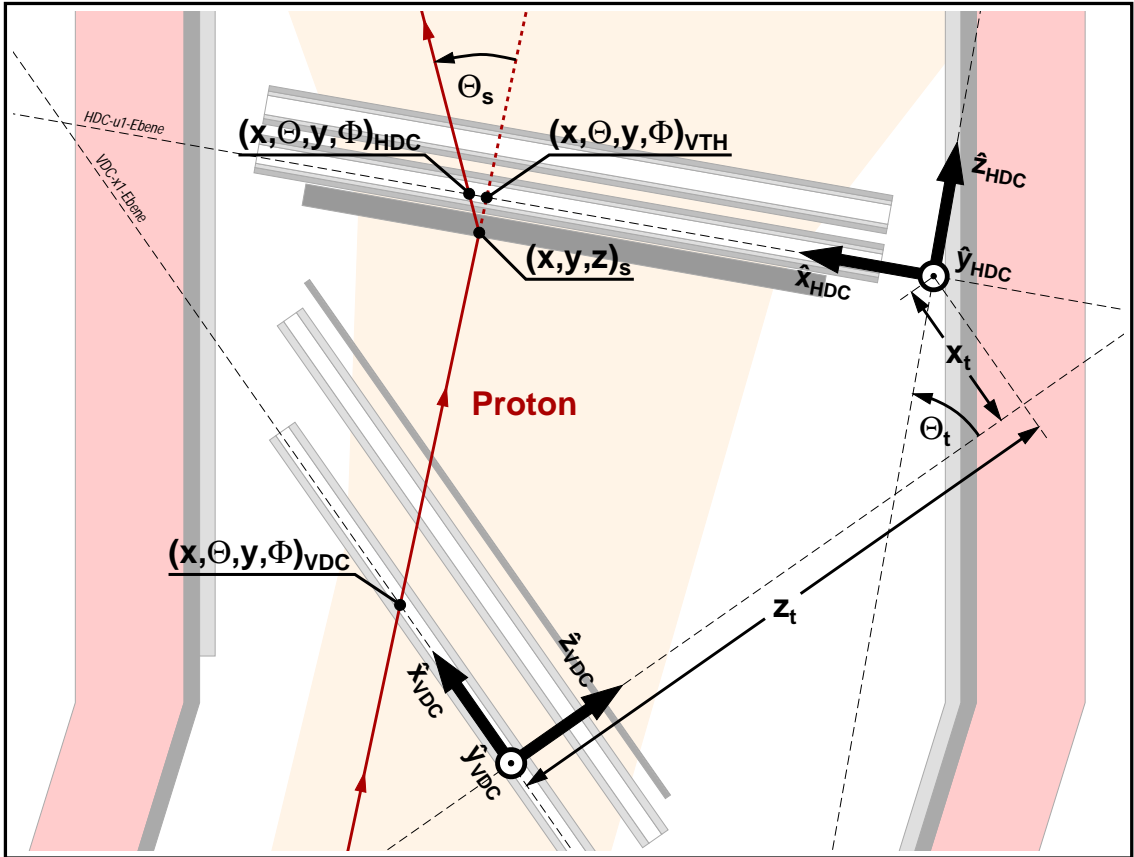


Abb. 5.1: Koordinatensysteme im Abschirmhaus von Spektrometer A.

Spektrometers. Der Ursprung des HDC-Koordinatensystems liegt außerhalb der HDCs an der Stelle, wo sich die äußeren Potentialdrähte der 0. Driftzellen aller 4 Ebenen projiziert auf die x-y-Ebene kreuzen würden, wenn man sie dorthin fortsetzte.

Die Koordinaten w_i senkrecht zur Drahtspanrichtung in jeder der 4 HDC-Ebenen werden bestimmt nach der Vorschrift

$$w_i = 20\text{mm} \cdot n_{w_i} + 10\text{mm} \pm x_{\text{cell}}^{w_i} \quad , w_i = u_1, v_1, u_2, v_2 \quad ,$$

wobei n_{w_i} die Drahtnummer und $x_{\text{cell}}^{w_i}$ der aus der Driftzeit berechnete Abstand (siehe Abschnitt 4.6) des Teilchendurchgangs von diesem Draht ist, der je nach Ergebnis der Rechts-Links-Entscheidung addiert oder subtrahiert wird. Die Koordinaten des Teilchendurchgangs durch die x-y-Ebene des HDC-Koordinatensystems berechnen sich daraus folgendermaßen:

$$\begin{aligned} x_{\text{HDC}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_1 + u_1 - \frac{d_{\text{WP}}}{d_{\text{dc}}} (v_2 - v_1) \right) , & \Theta_{\text{HDC}} &= \arctan \left(\frac{v_2 - v_1 + u_2 - u_1}{d_{\text{dc}} \sqrt{2}} \right) , \\ y_{\text{HDC}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_1 - u_1 - \frac{d_{\text{WP}}}{d_{\text{dc}}} (v_2 - v_1) \right) , & \Phi_{\text{HDC}} &= \arctan \left(\frac{v_2 - v_1 - u_2 + u_1}{d_{\text{dc}} \sqrt{2}} \right) . \end{aligned}$$

Dabei ist $d_{\text{WP}} = 2 \text{ cm}$ der Abstand zwischen den beiden Drahtebenen einer Doppelkammer, z.B. der U1- und der V1-Ebene, und $d_{\text{dc}} = 22 \text{ cm}$ der Abstand zwischen zwei gleichen Drahtebenen der beiden Doppelkammern, z.B. der U1- und der U2-Ebene.

Da die Festlegung einer Spur aus 4 gemessenen Koordinaten nicht redundant ist, lassen sich bei den HDCs im Gegensatz zu den VDCs keine Koordinatenfehler aus der Messung selbst bestimmen. Aufgrund der Experimente mit der Prototyp-HDC (siehe Abschnitt 4.4) und der im Vergleich zur Prototyp-HDC bei den FPP-HDCs verbesserten Drahtpositionierungsgenauigkeit läßt sich die Ortsauflösung der FPP-HDCs mit $\sigma_{x,y}^{\text{HDC}} \approx 300 \mu\text{m}$ abschätzen, was zu einer Winkelauflösung von $\sigma_{\Theta,\Phi}^{\text{HDC}} \approx 2 \text{ mrad}$ führt.

Die Spur eines Teilchens läßt sich aus Durchtrittspunkt \vec{x}_{HDC} und (nicht normiertem) Richtungsvektor \vec{v}_{HDC} folgendermaßen parametrisieren:

$$\vec{r}_{\text{HDC}} = \vec{x}_{\text{HDC}} + s\vec{v}_{\text{HDC}} = \begin{pmatrix} x_{\text{HDC}} \\ y_{\text{HDC}} \\ 0 \end{pmatrix} + s \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{HDC}} \\ \tan \Phi_{\text{HDC}} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad s \in \mathbb{R}, \quad (5.1)$$

VTH-Transformation

Um einen Vergleich der von den VDCs gemessenen Spur

$$\vec{r}_{\text{VDC}} = \vec{x}_{\text{VDC}} + \lambda\vec{v}_{\text{VDC}} = \begin{pmatrix} x_{\text{VDC}} \\ y_{\text{VDC}} \\ 0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{VDC}} \\ \tan \Phi_{\text{VDC}} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \lambda \in \mathbb{R}, \quad (5.2)$$

mit \vec{r}_{HDC} zu ermöglichen, wird \vec{r}_{VDC} in das HDC-Koordinatensystem transformiert. Diese Transformation besteht aus einer Ursprungsverschiebung um den Vektor $\vec{x}_t = (x_t, y_t, z_t)$ und 3 Drehungen, die mit Hilfe von Eulerschen Drehmatrizen durchgeführt werden:

$$\vec{r}_{\text{VTH}} = M_z(\Psi_t) \cdot M_x(\Phi_t) \cdot M_y(\Theta_t) \cdot (\vec{r}_{\text{VDC}} - \vec{x}_t).$$

Nach der Verschiebung dreht zuerst $M_y(\Theta_t)$ mit einem Winkel Θ_t von etwa 45 Grad (siehe Abbildung 5.1) um die y-Achse des VDC-Koordinatensystems. Bei den anderen beiden Drehungen, $M_x(\Phi_t)$ und $M_z(\Psi_t)$, handelt es sich um kleine Korrekturen im Bereich von wenigen mrad², mit denen eine nicht exakte Ausrichtung der beiden Driftkammerpakete aufeinander ausgeglichen werden kann.

Die transformierte VDC-Spur wird, versehen mit dem Index „VTH“ (VDC To HDC), im HDC-Koordinatensystem in gleicher Weise wie (5.1) parametrisiert:

$$\vec{r}_{\text{VTH}} = \vec{x}_{\text{VTH}} + t\vec{v}_{\text{VTH}} = \begin{pmatrix} x_{\text{VTH}} \\ y_{\text{VTH}} \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{VTH}} \\ \tan \Phi_{\text{VTH}} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad t \in \mathbb{R}, \quad (5.3)$$

wobei \vec{x}_{VTH} nun der Durchtrittspunkt der Spur durch die x-y-Ebene des HDC-Koordinatensystems ist. Die expliziten Formeln zur Berechnung der Komponenten von \vec{x}_{VTH} und \vec{v}_{VTH} sind in Anhang B.1 angegeben. Dort wird auch darauf eingegangen, wie die Transformationsparameter $x_t, y_t, z_t, \Theta_t, \Phi_t$ und Ψ_t mit einer Eichmessung ohne Kohlenstoffanalysator ermittelt werden. Diese Parameter müssen *immer*

²Wegen der kleinen Winkel dieser Drehungen kann man sich als Drehachsen dafür näherungsweise die z- und die x-Achse des HDC-Koordinatensystems vorstellen.

nach einer mechanischen Veränderung am FPP (z.B. dem vorübergehenden Ausbau eines der Kammerpakete) neu bestimmt werden, da falsche Transformationsparameter in der Datenanalyse zu falschen Asymmetrien führen.

5.2 Berechnung und Verteilungen der Streukoordinaten bei der Messung

Eine Streuung im FPP wird charakterisiert durch die Polar- und Azimutalwinkel der Streuung, Θ_s und Φ_s , sowie die Lage des Streupunktes $\vec{x}_s = (x_s, y_s, z_s)$. Der Polarwinkel Θ_s berechnet sich aus dem Skalarprodukt der Richtungsvektoren des Protons vor und nach der Kohlenstoffstreuung:

$$\begin{aligned} \Theta_s &= \arccos \left(\frac{\vec{v}_{\text{VTH}} \cdot \vec{v}_{\text{HDC}}}{|\vec{v}_{\text{VTH}}| |\vec{v}_{\text{HDC}}|} \right) \\ &= \arccos \left(\frac{\tan \Theta_{\text{VTH}} \Theta_{\text{HDC}} + \tan \Phi_{\text{VTH}} \Phi_{\text{HDC}} + 1}{\sqrt{\tan^2 \Theta_{\text{VTH}} + \tan^2 \Phi_{\text{VTH}} + 1} \sqrt{\tan^2 \Theta_{\text{HDC}} + \tan^2 \Phi_{\text{HDC}} + 1}} \right). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Berechnung der Lage des Streupunktes \vec{x}_s ist aufwendiger. Bedingt durch die Ungenauigkeiten der beiden Driftkammerpakete und die Kleinwinkel-Vielfachstreuung, der das Proton im gesamten FPP vor und nach der Streuung unterliegt, werden sich \vec{r}_{VTH} und \vec{r}_{HDC} in der Regel nicht exakt in einem Punkt schneiden. Daher kann der Streupunkt nicht einfach durch Gleichsetzen von Gleichung (5.1) mit (5.3) bestimmt werden. Stattdessen wird der kleinste Abstand d_{min} zwischen den beiden Spuren ermittelt und der Punkt, der dort in der Mitte der kürzesten Verbindungsstrecke liegt, als Streupunkt definiert. Details seiner Koordinatenberechnung finden sich in Anhang B.2.

Der zur Bestimmung der transversalen Polarisationskomponenten (siehe Abbildung 3.2) zu verwendende Azimutalwinkel Φ_s ist in einem Koordinatensystem definiert, dessen z-Achse in Richtung von \vec{v}_{VTH} , der Flugrichtung des einlaufenden Protons, zeigt. Dieses *Teilchen-Koordinatensystem* ist für $\Theta_{\text{VTH}} = 0$ und $\Phi_{\text{VTH}} = 0$ mit dem HDC-Koordinatensystem identisch. In der Regel sind jedoch Θ_{VTH} und Φ_{VTH} endlich und nehmen bei jedem Ereignis andere Werte an, so daß Φ_s bei jedem Ereignis in einem anderen Teilchen-Koordinatensystem bestimmt werden muß. Dazu wird \vec{v}_{HDC} , der Richtungsvektor des gestreuten Protons, von dem HDC- in das jeweilige Teilchen-Koordinatensystem gedreht, wo sich Φ_s aus seinen x- und y-Komponenten ergibt. Drehachse und Drehwinkel dieser direkten Drehung (siehe auch Anhang B.3) werden aus dem Vektor- und Skalarprodukt zwischen \hat{z}_{HDC} und \vec{v}_{VTH} berechnet. Auf diese Weise orientieren sich die aus der Verteilung von Φ_s bestimmten Polarisationskomponenten indirekt an den Achsen des HDC-Koordinatensystems.

x-z-Verteilung der Streupunkte

Für eine FPP-Messung, bei der sich die Protonen über die gesamte Spektrometer-Akzeptanz verteilen, ist die Häufigkeitsverteilung der berechneten Streupunkte in der x-z-Ebene des HDC-Koordinatensystems für alle Großwinkelstreuungen

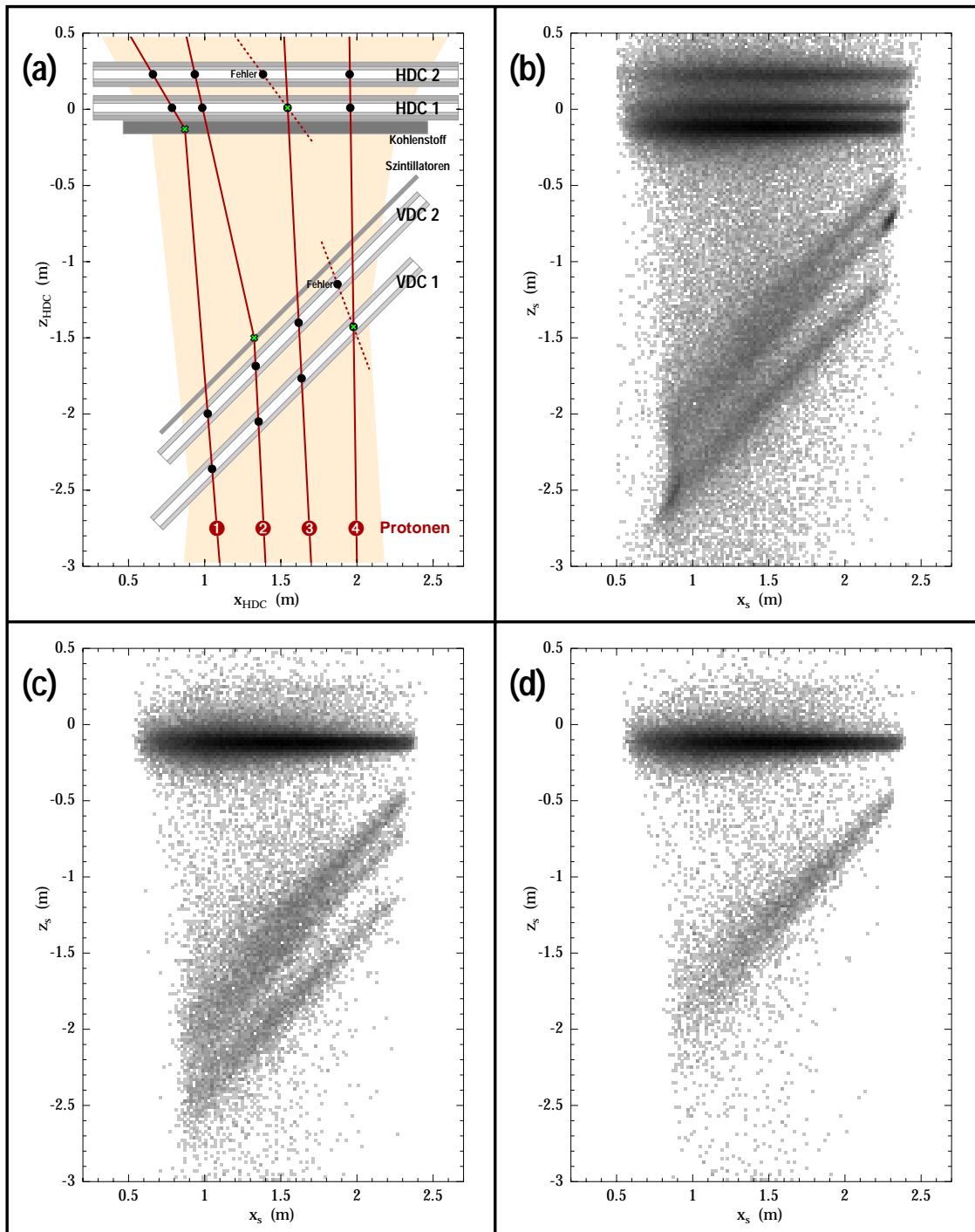


Abb. 5.2: (a) Skizze des FPPs in der x - z -Ebene des HDC-Koordinatensystems. Von den vier eingezeichneten Protonbahnen beschreiben die ersten beiden echte Großwinkelstreueignisse in Kohlenstoffanalysator (1) und Szintillator (2), die anderen beiden sind durch Fehler bei der Positionsmessung in einer der HDCs (3) oder VDCs (4) vorgetäuschte Großwinkelstreueignisse. (b) Mit 7 cm dickem Kohlenstoffanalysator und Protonen ($T_{VDC} = 170 - 260$ MeV) gemessene Häufigkeitsverteilung (Graustufen logarithmisch) der Streupunkte von „Großwinkelstreueignissen“ ($\Theta_s \geq 7^\circ$) in der x - z -Ebene des HDC-Koordinatensystems bei Mitnahme aller Ereignisse, (c) wie (b), jedoch nur Ereignisse mit $1 \leq \text{HDC-OK} \leq 6$ und $\text{VDC-OK} = 3$, (d) wie (c), jedoch nur Ereignisse mit $\Delta\Theta \leq 0.4$ mrad und $\Delta\Phi \leq 2$ mrad bei der VDC-Koordinatenberechnung.

($\Theta_s \geq 7^\circ$) in Abbildung 5.2.b dargestellt. Trotz der logarithmischen Graustufenskalerung ist es zunächst überraschend, daß neben dem 7 cm dicken Kohlenstoffanalytator und den zusammen etwa 2 cm dicken Plastik-Szintillatoren³ auch in den HDCs und VDCs viele Streupunkte liegen, da deren wenige μm dicke Drähte und Folien nur eine vergleichsweise kleine Massenbelegung darstellen.

Anhand der Protonspuren (3) und (4) in Abbildung 5.2.a wird jedoch veranschaulicht, daß es sich bei diesen Ereignissen nicht um echte Großwinkelstreuungen handeln muß: eine fehlerhaft bestimmte Durchgangsposition in einer der 4 Doppelkammern führt dazu, das eine ansonsten korrekt vermessene, gerade durch das FPP gehende Teilchenspür aussieht wie eine Großwinkelstreuung, deren Streupunkt in der jeweils anderen Doppelkammer desselben Driftkammerpaketes liegt. Diese Tatsache macht die x-z-Verteilung der Streupunkte im FPP zu einem geeigneten Instrument zur Untersuchung von Detektorfehlern.

Abbildung 5.2.c zeigt dieselbe Messung wie Abbildung 5.2.b, wobei jedoch nur Ereignisse mitgenommen wurden, die in dem HDC-Paket eine OK-Einstufung zwischen 1 und 6 und in dem VDC-Paket die OK-Einstufung 3 bekommen haben. Die HDC-OK-Typen wurden bereits in Abschnitt 4.6 ausführlich besprochen. Die VDC-OK-Einstufung ist einfacher, sie ergibt sich ausschließlich aus der Anzahl der Signaldrähte, die bei einem Teilchendurchgang in den 4 VDC-Drahtebenen angesprochen haben:

VDC-OK	Beschreibung
3	mindestens jeweils 3 Signaldrähte in x_1 -, s_1 -, x_2 - und s_2 -Ebene
2	mindestens jeweils 2 Signaldrähte in x_1 -, s_1 -, x_2 - und s_2 -Ebene
1	in x_1 - und x_2 -Ebene zusammen mindestens 3 Signaldrähte und in s_1 - und s_2 -Ebene zusammen mindestens 3 Signaldrähte
0	keine der oben genannten Bedingungen wird erfüllt

Unter normalen Betriebsbedingungen sprechen in den VDC- x -Ebenen 5 bis 6 und den VDC- s -Ebenen 4 bis 5 Signaldrähte an, deshalb erfüllt ein Großteil der Ereignisse die Bedingung für VDC-OK = 3.

Allerdings reicht diese Forderung nicht zur Eliminierung aller VDC-Fehler aus; in Abbildung 5.2.c bleiben die VDCs deutlich erkennbar. Im Gegensatz zu den HDCs ist die Messung der Spur in den VDCs jedoch redundant, d.h. bei jedem Ereignis können aus der Messung selbst zu allen Koordinaten Fehler berechnet werden. Die Häufigkeitsverteilungen dieser Fehler haben ihre Maxima bei den am Anfang von Abschnitt 5.1 angegebenen Werten, ihre Ausläufer reichen jedoch bis zu vielen cm bzw. Grad hinauf, was auf große Inkonsistenzen bei den betreffenden Ereignissen schließen läßt. Zusätzlich zur Auswahl der OK-Einstufungen in beiden Kammerpaketen sind daher in Abbildung 5.2.d nur Ereignisse dargestellt, bei denen die Winkelfehler

³Die beiden Szintillatorebenen sind nur 1.0 und 0.3 mm dick, die effektive Gesamtdicke von etwa 2 cm ist bedingt durch die schrägen Durchtrittswinkel (36 – 57°) der Protonen.

in den VDCs die Bedingungen $\Delta\Theta \leq 0.4$ mrad und $\Delta\Phi \leq 2$ mrad erfüllen⁴. Dadurch werden nun auch die vorgetäuschten Großwinkelstreueignisse in den VDCs unterdrückt.

Für die Polarisationsbestimmung im FPP werden nur die Streuungen im Kohlenstoffanalysator verwendet, die von den Streuungen in den Szintillatoren über die Lage des Streupunktes klar getrennt werden können (siehe Abbildung 5.2.d). Die Selektion erfolgt z.B. durch die Bedingung, daß z_s zwischen -20 cm und -4 cm liegen muß⁵, was zudem eventuell noch vorhandene Ereignisse mit Detektorfehlern unterdrückt, die, wie oben gezeigt, zumeist Streupunkte außerhalb dieses z_s -Bereiches vortäuschen.

Die Auswahl der Ereignisse zur Polarisationsbestimmung über Schnitte auf die genannten Bereiche der Variablen z_s , HDC-OK, VDC-OK, $\Delta\Theta_{\text{VDC}}$ und $\Delta\Phi_{\text{VDC}}$ wird, zusammen mit der Bedingung für das Vorliegen einer Großwinkelstreuung, $\Theta_s \geq 7^\circ$, im folgenden als „Anwendung der FPP-Standard-Cuts“ bezeichnet.

Gemessene Häufigkeitsverteilung von Θ_s

In Abbildung 5.3.a ist die Häufigkeitsverteilung der im FPP auftretenden Streuwinkel bei einer Messung mit 7 cm dickem Kohlenstoffanalysator in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Die kinetische Energie der einlaufenden Protonen betrug dabei $T_p = 170 - 260$ MeV (in der Fokalebene). Bis zu Streuwinkeln von etwa 7° dominieren unter diesen Bedingungen die elektromagnetischen Vielfachstreuereignisse. Nur die oberhalb davon liegenden Großwinkelstreueren haben wegen der zugrundeliegenden starken Streuprozesse eine ausreichend große Analysierstärke, um zur Polarisationsmessung beizutragen. (vgl. Abschnitt 3.2).

Die Θ_s -Verteilung unter den Cut-Bedingungen (4) in Abbildung 5.3.a kommt der wirklichen Streuwinkelverteilung im Kohlenstoff wahrscheinlich am nächsten. Der Anteil der Großwinkelstreueren beträgt hier etwa 9%. Bei den weniger strengen Cut-Bedingungen (1)–(3) täuschen die noch in den Daten enthaltenen Detektorfehler einen größeren Anteil vor. Die 5. Bedingung, der Schnitt auf die z-Koordinate des Streupunktes, unterdrückt neben den Streuungen in den Szintillatoren auch die meisten der Vielfach-Streueignisse, und dies umso stärker, je kleiner der Streuwinkel ist, da die z_s -Auflösung des FPP aus geometrischen Gründen gegen kleinere Θ_s immer schlechter wird. Leider setzt sich dieser Effekt auch in den unteren Bereich der Großwinkelstreueignisse fort, so daß dadurch auch Ereignisse für die Polarisationsbestimmung verloren gehen.

Aus Abbildung 5.3.a läßt sich der Anteil der Streueignisse ersehen, der nach Anwendung der FPP-Standard-Cuts zur Bestimmung der Protonpolarisation übrig bleibt. Dies ist besonders für die Abschätzung des statistischen Fehlers bei der

⁴Durch diese Forderungen verschwinden auch die großen Ortsfehler in den VDCs mit $\Delta x \geq 0.3$ mm und $\Delta y \geq 0.45$ mm.

⁵Diese Bedingung ist abhängig von der Dicke d_C des Kohlenstoffanalysators beim jeweiligen Experiment. Der selektierte Bereich sollte jedoch wegen der begrenzten Auflösung bei der Bestimmung von z_s größer sein als d_C .

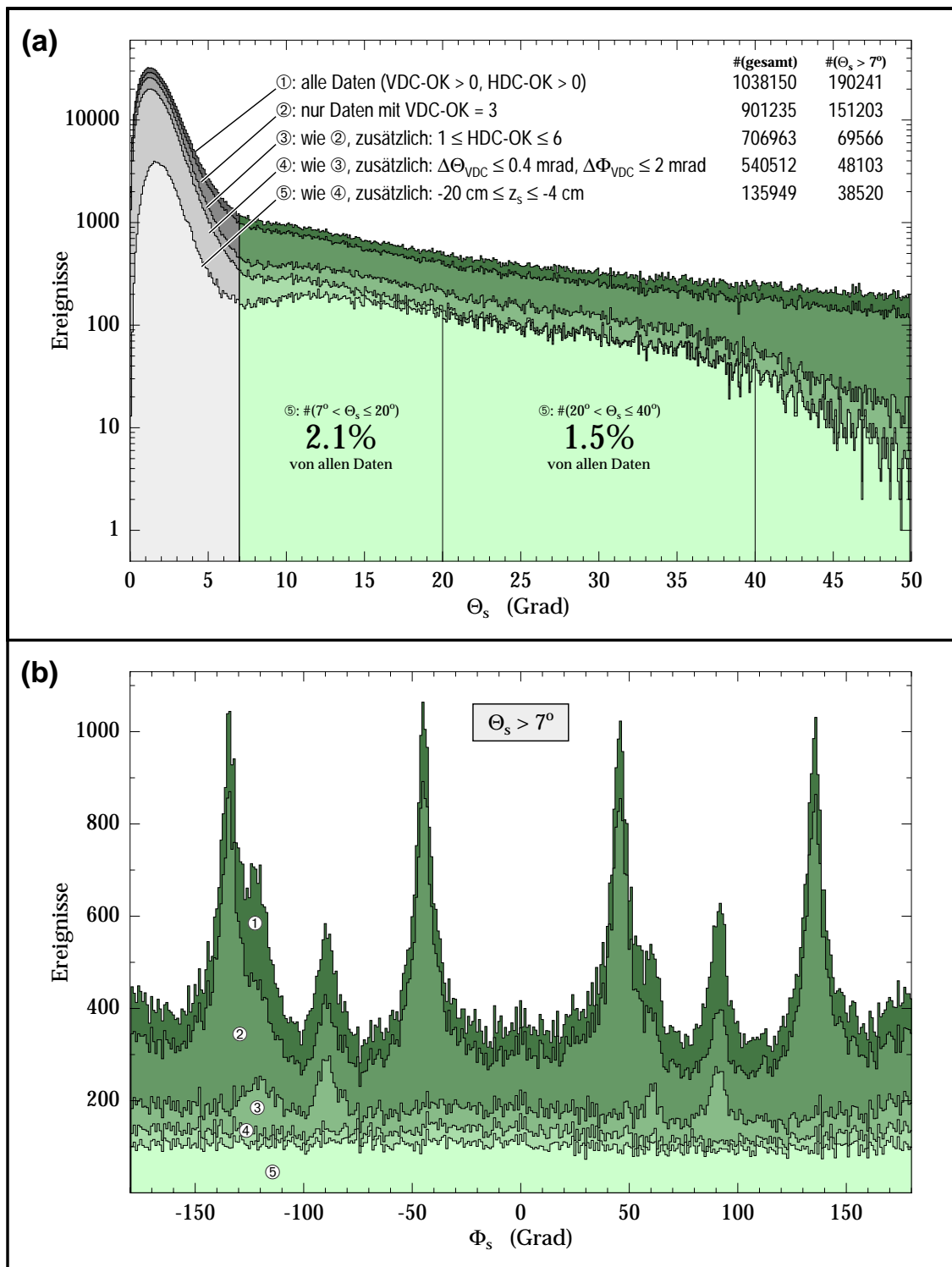


Abb. 5.3: (a) Wirkung der „FPP-Standard-Cuts“ auf die Häufigkeitsverteilung der im FPP gemessenen Streuwinkel Θ_s bei der Messung von Protonen ($T_{\text{VDC}} = 170 - 260$ MeV) mit 7 cm dickem Kohlenstoffanalysator. Mit angegeben ist jeweils die Gesamtzahl der Ereignisse und die Anzahl der Großwinkelstreueignisse ($\Theta_s \geq 7^\circ$). (b) Häufigkeitsverteilung des Azimutalwinkels Φ_s von Großwinkelstreueignissen unter den Bedingungen wie in (a).

Planung einer Messung wichtig. Im gezeigten Beispiel verbleiben von 1038150 im Spektrometer gemessenen Protonen⁶ nach Anwendung der FPP-Standard-Cuts nur 38520 Großwinkelstreuungen. Davon liegt etwas mehr als die Hälfte, etwa 2.1% aller Daten, im Bereich von 7 bis 20 Grad, wo die inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke groß und gut bekannt ist (vgl. Abschnitt 3.2). In Abschnitt 5.6 wird beschrieben, wie durch eigene Messungen die Analysierstärke für Streuungen größer 20 Grad bestimmt werden konnte, so daß weitere etwa 1.5% der Rohdaten zur Polarisationsbestimmung mit herangezogen werden können. In dem Bereich zwischen 20 und 40 Grad wird die Analysierstärke jedoch immer kleiner, so daß diese Daten die Aussage der Daten im Streuwinkelbereich zwischen 7 und 20 Grad nur unwesentlich verbessern. Für $\Theta_s \geq 40$ Grad verschwindet die Analysierstärke.

An den Zahlen der jeweils nach den Cut-Bedingungen verbleibenden Ereignisse (Abbildung 5.3.a) ist zu erkennen, daß mit idealen Detektoren, die alle Spuren fehlerfrei vermessen würden, ein etwa doppelt so großer Anteil der Ereignisse für die Polarisationsbestimmung übrig bliebe.

Verteilung von Φ_s für Großwinkelstreuereignisse

Die Wirkung der sukzessiven Anwendung der FPP-Standard-Cuts auf die Φ_s -Verteilung der Großwinkelstreuereignisse, die schließlich bei der Bestimmung der Proton-Polarisation maßgeblich ist, ist in Abbildung 5.3.b dargestellt. Fehlerhaft bestimmte Positionen in einer der HDCs erzeugen bei $\Phi_s = \pm 135^\circ$ und $\pm 45^\circ$ charakteristische Überhöhungen, was den Koordinatenrichtungen der HDC-Drahtebenen entspricht. Fehler in einer der VDCs erzeugen, bedingt durch den geometrischen Aufbau des VDC-Paketes, Überhöhungen um $\Phi_s = 60^\circ, 120^\circ$ und $\pm 90^\circ$.

Wurden alle Fehler erfolgreich eliminiert, so muß bei unpolarisierten Protonen eine innerhalb der statistischen Fehler konstante Verteilung übrig bleiben. Bei der Messung polarisierter Protonen überlagert sich die sinusförmige Modulation, aus der die Polarisationskomponenten bestimmt werden. Abbildung 5.3.b wurde zwar mit polarisierten Protonen gemessen, die Modulation ist auf dem gezeigten Maßstab jedoch kaum erkennbar.

5.3 Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten

In Abbildung 5.4.c sind dieselben Daten wie in Abbildung 5.3.b nach Anwendung aller FPP-Standard-Cuts und mit nochmals eingeschränktem Θ_s -Bereich (7–20°) dargestellt. In dem hier verwendeten Maßstab ist die von der Proton-Polarisation verursachte Asymmetrie nun deutlich zu erkennen. Durch χ^2 -Minimierung nach den Parametern p_0 , p_1 und p_2 läßt sich die Funktion

$$f(\Phi_s) = p_0 + p_1 \cos \Phi_s + p_2 \sin \Phi_s \quad (5.5)$$

⁶Streng genommen müßte man hier noch die Ereignisse hinzuaddieren, die HDC-OK = 0 (ca. 15%) und VDC-OK = 0 (ca. 3%) hatten.

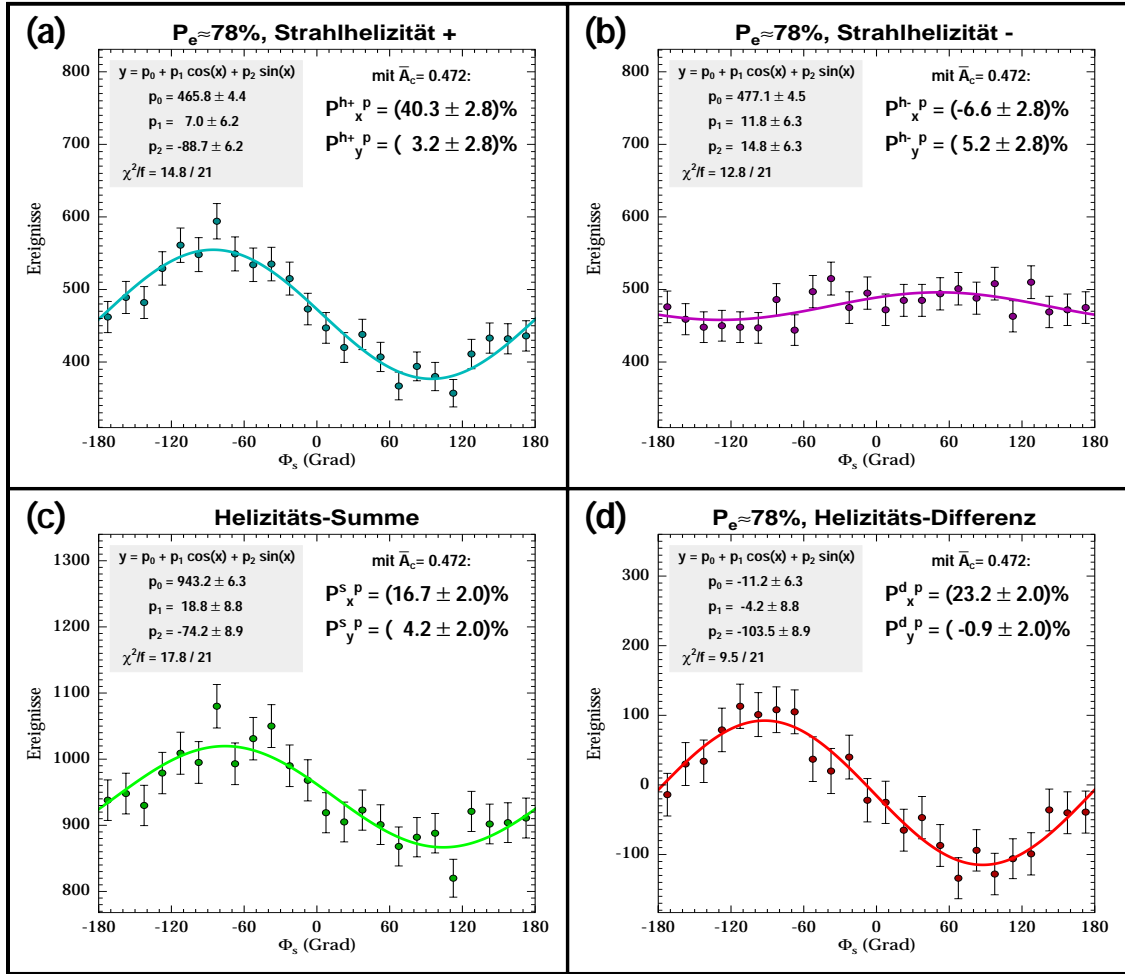


Abb. 5.4: Bestimmung der transversalen Proton-Polarisationskomponenten im FPP durch Anpassung der Funktion (5.5) an die gemessene Φ_s -Häufigkeitsverteilung (a) von Ereignissen mit vorwiegend positiver Elektronenstrahlhelizität, (b) von Ereignissen mit vorwiegend negativer Elektronenstrahlhelizität, (c) der Summe aller Ereignisse und (d) der Differenz von (a) und (b). In den Verteilungen wurde über alle Ereignisse im FPP mit $\Theta_s = 7\text{--}20^\circ$ aufsummiert, die die FPP-Standard-Cuts erfüllen. Die kinetischen Energien der Protonen in der Mitte des 7 cm dicken Kohlenstoffanalysators liegen im Bereich von $T_{CC} = 120\text{--}230$ MeV.

an die gemessene Verteilung anpassen, woraus sich die transversalen Polarisationskomponenten gemäß

$$P_x^p = \frac{-p_2}{A_C p_0} \quad \text{und} \quad P_y^p = \frac{p_1}{A_C p_0} \quad (5.6)$$

(vgl. Gleichung 3.5) ergeben. Die dabei verwendete Analysierstärke $A_C(\Theta_s, T_{CC})$ wird für jedes Ereignis einzeln berechnet und dann über alle Ereignisse der Verteilung gemittelt.

Die Protonen, deren Φ_s -Verteilung im FPP in Abbildung 5.4 dargestellt ist, wurden im Target über Streuprozesse vom Typ $H(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ freigesetzt. Dabei war der einlaufende Elektronenstrahl zu etwa 78% longitudinal polarisiert. Durch Umpolen der Pockelszelle in der Quelle der polarisierten Strahlelektronen [Ste98] wurde

das Vorzeichen der Strahlpolarisation im Sekundenrhythmus umgekehrt⁷. Somit war für eine Hälfte der Zeit die Helizität h der einlaufenden Strahlelektronen, d.h. ihre Spinprojektion auf ihren Impuls, bei 89% aller Streuungen im Target positiv und für die andere Hälfte der Zeit bei 89% aller Streuungen negativ. Da die Information über das Spannungsvorzeichen an der Pockelszelle bei der Datennahme mitprotokolliert wird, können die Daten für die beiden Strahlhelizitäten getrennt analysiert und damit Proton-Polarisationskomponenten gemessen werden, die proportional zur Polarisation des Elektronenstrahls sind.

Die Abbildungen 5.4.a und 5.4.b zeigen die Φ_s -Verteilung im FPP für die beiden Ereignisgruppen mit vorwiegend positiver und vorwiegend negativer Strahlhelizität. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen zeigt deutlich, daß hier sowohl helizitätsabhängige als auch helizitätsunabhängige Proton-Polarisationskomponenten vorhanden sind.

Ist sichergestellt, daß für beide Strahlhelizität-Vorzugsrichtungen gleich viel Ereignisse gemessen wurden, d.h. der Elektronenstrahl im zeitlichen Mittel unpolarisiert war, so können zur Trennung von helizitätsunabhängigen und helizitätsabhängigen Proton-Polarisationskomponenten die beiden Verteilungen aufsummiert (Abbildung 5.4.c) bzw. voneinander subtrahiert (Abbildung 5.4.d) und die Funktion (5.5) an die resultierenden Spektren angepaßt werden. Bei Berechnung der helizitätsabhängigen Proton-Polarisationskomponenten mit den Gleichungen (5.6) muß der Parameter p_0 dann allerdings aus der Anpassung von (5.5) an das Summenspektrum übernommen werden. Eventuell in den Φ_s -Verteilungen vorhandene falsche Asymmetrien (siehe Abschnitt 5.7 und 5.8) sind für beide Helizitätsrichtungen gleich und heben sich deshalb bei der Subtraktion exakt gegeneinander weg. Bei der Summation bleiben sie dagegen voll erhalten. Daher ist die Bestimmung helizitätsabhängiger Polarisationskomponenten auf systematische Fehler sehr viel unempfindlicher als die von helizitätsunabhängigen.

Bestehen Zweifel daran, daß die Luminosität von der Umkehrung der Elektronenstrahlpolarisation unbeeinflusst bleibt, so wird besser zuerst die Funktion (5.5) getrennt nach Strahlhelizität-Vorzugsrichtungen an die Φ_s -Verteilung angepaßt und dann die resultierenden Proton-Polarisationen gemittelt (nicht fehlergewichtet!) bzw. subtrahiert und halbiert. Auch diese Methode unterdrückt in erster Näherung den Einfluß falscher Asymmetrien auf die helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten, allerdings nicht so exakt wie bei der direkten Subtraktion der Φ_s -Verteilungen.

Die Proton-Polarisationen, die aus den in Abbildung 5.4 gezeigten Daten nach den beiden angegebenen Verfahren berechnet werden, stimmen innerhalb der statistischen Fehler miteinander überein. Dies läßt sich mit Hilfe der angegebenen Zahlen leicht nachvollziehen.

⁷In der Mitte jeder 2-Sekunden-Periode wird die Spannung an der Pockelszelle einmal umgepolt, wobei zu Beginn der 2-Sekunden-Periode ein Zufallsgenerator entscheidet, mit welchem Vorzeichen begonnen wird. Dieses Verfahren eliminiert den Einfluß periodischer Effekte.

5.4 Polarisationsberechnung mit Summen

Da die Teilchenkoordinatensysteme der Protonen über die Akzeptanz des FPPs stark variieren und die Protonen auf den unterschiedlichen Bahnen im Spektrometer sehr verschiedenen Spinpräzessionen unterliegen (siehe Kapitel 6), ist es für eine genaue Datenanalyse in der Regel nicht sinnvoll, ihre Polarisation gemittelt über die gesamte Akzeptanz zu bestimmen, wie es im letzten Abschnitt beschrieben wurde.

Bei einer mehrdimensionalen Unterteilung wird es sehr aufwendig, für jeden Teilbereich Φ_s -Verteilungen wie in Abbildung 5.4 anzulegen. Außerdem wird eine Anpassung der Funktion (5.5) durch χ^2 -Minimierung problematisch, sobald die Ereigniszahlen der Verteilungen in solchen Teilbereichen zu klein werden. Deshalb greift man für die Polarisationsberechnung in solchen Fällen auf einfache rechts-links- bzw. oben-unten-Asymmetriebildung zurück.

Die Summe N^u der Ereignisse, die im Kohlenstoffanalysator in ihrem Teilchenkoordinatensystem in positive y-Richtung gestreut werden, und die Summe N^d der Ereignisse, die in negative y-Richtung gestreut werden, entsprechen den Integralen der Intensitätsverteilung (3.5) über Φ_s von 0 bis π , bzw. von $-\pi$ bis 0:

$$N^u = \int_0^\pi I(\Theta_s, \Phi_s, T) d\Phi_s = I_0(\Theta_s, T) (\pi - 2P_x A_C(\Theta_s, T)) , \quad (5.7)$$

$$N^d = \int_{-\pi}^0 I(\Theta_s, \Phi_s, T) d\Phi_s = I_0(\Theta_s, T) (\pi + 2P_x A_C(\Theta_s, T)) . \quad (5.8)$$

Hieraus ergibt sich P_x zu

$$P_x = \frac{\pi}{2A_C} \frac{N^d - N^u}{N^d + N^u} . \quad (5.9)$$

Analog berechnet sich die y-Komponente der Proton-Polarisation aus der Asymmetrie zwischen N^r und N^l , den Summen der Ereignisse, die in positive bzw. negative x-Richtung gestreut werden:

$$P_y = \frac{\pi}{2A_C} \frac{N^r - N^l}{N^r + N^l} . \quad (5.10)$$

A_C steht dabei für die über alle Ereignisse gemittelte Analysierstärke:

$$A_C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_C^i ,$$

mit $N = N^d + N^u = N^r + N^l$ als Gesamtzahl aller Ereignisse. Der statistische Fehler der Polarisationskomponenten wird in der Datenanalyse mit dem Ausdruck

$$\sigma_P = \frac{\pi}{2\sqrt{\sum_{i=1}^N A_C^i{}^2}} \quad (5.11)$$

berechnet (vgl. Anhang B.5).

p_{VDC} (MeV/c)	T_{VDC} (MeV)	ΔT_{Scint} (MeV)	ΔT_{Air} (MeV)	$T_{\text{CC}}^{3\text{cm}}$ (MeV)	$T_{\text{CC}}^{5\text{cm}}$ (MeV)	$T_{\text{CC}}^{7\text{cm}}$ (MeV)
630	191.9	8.9	1.1	170.4	162.5	154.4
600	175.4	9.5	1.2	152.5	144.0	135.0
570	159.6	10.1	1.3	134.9	125.5	115.6
540	144.3	10.9	1.4	117.5	107.1	95.8
510	129.6	11.8	1.5	100.2	88.3	75.1
480	115.7	12.9	1.7	82.8	68.9	52.2
450	102.3	14.3	1.9	65.0	47.3	20.9

Tab. 5.1: Energieverlust von Protonen im FPP auf der Spektrometer-Referenzbahn. p_{VDC} und T_{VDC} sind Impuls und kinetische Energie der Protonen in den VDCs, ΔT_{Scint} und ΔT_{Air} ihre Energieverluste in den Szintillatoren bzw. in der Luft im FPP vor dem Kohlenstoff und $T_{\text{CC}}^{3\text{cm}}$, $T_{\text{CC}}^{5\text{cm}}$ bzw. $T_{\text{CC}}^{7\text{cm}}$ ihre kinetische Energie in der Mitte eines 3 cm, 5 cm bzw. 7 cm dicken Kohlenstoffanalysators.

5.5 Energieverlust der Protonen im FPP

Zur Berechnung der Analysierstärke wird neben dem Streuwinkel Θ_s auch T_{CC} , die kinetische Energie des Protons in der Mitte des Kohlenstoffanalysators (vgl. 3.2), benötigt. Direkt bekannt ist durch den gemessenen Impuls im Spektrometer nur T_{VDC} , die kinetische Energie in der Fokalebene. Mit Hilfe der in den VDCs gemessenen Durchtrittswinkel wird daher zunächst die effektive Bahnlänge des Protons in den Szintillatoren und der Energieverlust dort nach Gleichung (4.1) bestimmt. Analog wird danach der Energieverlust in der Luft zwischen Szintillator und Kohlenstoff berechnet, wofür als Bahnlänge die bei der VTH-Transformation berechnete Strecke r (siehe Gleichung (B.4)) verwendet wird⁸. Am meisten Energie verliert das Proton in der ersten Hälfte des Kohlenstoffanalysators, was ebenfalls nach Gleichung (4.1) mit einer aus den Winkeln des VTH-Koordinatensatzes bestimmten effektiven Bahnlänge im Kohlenstoff berechnet wird.

In Tabelle 5.1 ist die auf diese Weise berechnete kinetische Energie in der Mitte des Kohlenstoffanalysators für einige Protonimpulse im Arbeitsbereich des FPP bei jeweils 3 Analysatordicken aufgeführt.

Der Energieverlust der Protonen ist umso größer, je langsamer sie sind. Deshalb müssen die Energieverlustrechnungen in kleinen Schritten erfolgen, um eine ausreichende Genauigkeit zu gewährleisten, da die Analysierstärke bei diesen kleinen Energien empfindlich von T_{CC} abhängt (ca. 0.004/MeV, vgl. Abb. 3.3). Auf der anderen Seite würde eine kleinschrittige Anwendung der Bethe-Bloch-Formel bei jedem Ereignis das Analyseprogramm sehr verlangsamen.

Deshalb wurden im Vorfeld durch kleinschrittige Anwendung der Bethe-Bloch-Formel drei zweidimensionale Datensätze erzeugt, die die Energieverluste von Protonen

⁸Als Strecke zwischen den Durchtrittspunkten durch VDC-x1-Ebene und HDC-U1-Ebene ist r länger als die Flugbahn zwischen Szintillator und Kohlenstoffanalysator, womit näherungsweise das Weglassen der Energieverlustrechnung in den VDCs ausgeglichen wird.

mit kinetische Einfallenergien T zwischen 75 und 275 MeV im Szintillatormaterial NE 102 für Bahnlängen d zwischen 1.3 und 3.3 cm, in Luft für d zwischen 100 und 250 cm und in Kohlenstoff für d zwischen 0.5 und 10 cm enthalten. An diese Datensätze wurde jeweils ein zweidimensionales Polynom (4. Ordnung in T , 5. Ordnung in d , max. 5. Mischordnung, d.h. 21 Parameter) angepaßt. Diese Polynome gestatten es dem Analyseprogramm, den Energieverlust im FPP bis zur Kohlenstoffmitte mit ausreichender Genauigkeit⁹ ereignisweise ohne großen Zeitaufwand (38 Multiplikationen und 20 Additionen pro Material) zu berechnen.

5.6 Analysierstärke für Streuungen grösser 20 Grad

Wie in Abschnitt 3.2 vorgestellt wurde, ist die inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke im Energiebereich des FPPs ($T_{CC} \leq 250$ MeV) für Streuwinkel bis 20° mit einer Genauigkeit von etwa ± 0.02 bekannt, hauptsächlich durch die Messungen von [Apr83]. Die ebenfalls in den McNaughton-Fit [McN85] eingegangene Messung von [Wat78] enthält zwar auch einige Datenpunkte zwischen $\Theta_s = 20^\circ$ und 28° , diese sind für $T_{CC} \leq 200$ MeV jedoch mit großen Fehlern (etwa ± 0.05 – 0.2) behaftet und legen daher den McNaughton-Fit in diesem Bereich nicht gut fest.

Abbildung 5.3 zeigt, daß unser FPP Großwinkelstreuungen bis über 50° hinaus akzeptiert, von denen fast die Hälfte im Bereich über 20° liegen. Daher stellt sich die Frage, ab welchem Θ_s die Kenntnis der Analysierstärke so unsicher ist, daß die Mitnahme der betreffenden Streueignisse zu einem so großen systematischen Fehler in den berechneten Polarisierungen führt, daß dieser den Gewinn an statistischer Genauigkeit kompensiert. Ohne weitere Informationen würde man die Grenze sicherheitshalber bei $\Theta_s = 20^\circ$ oder nicht weit darüber wählen.

Information über den Verlauf der Analysierstärke für größere Θ_s ist jedoch in den Daten selbst enthalten: Bestimmt man aus den Daten im Θ_s -Bereich zwischen 7° und 20° mit der dort genau bekannten Analysierstärke die transversalen Proton-Polarisationskomponenten $P_{x,y}$ gemäß den Gleichungen (5.9) und (5.10), so läßt sich daraus dann umgekehrt durch differentielle Betrachtung der Asymmetrien in Θ_s die Θ_s -Abhängigkeit der Analysierstärke gewinnen:

$$A_C(\Theta_s, \Theta_s + \Delta\Theta_s) = \frac{\pi}{2P_{x,y}} \frac{N^{d,r}(\Theta_s, \Theta_s + \Delta\Theta_s) - N^{u,l}(\Theta_s, \Theta_s + \Delta\Theta_s)}{N^{d,r}(\Theta_s, \Theta_s + \Delta\Theta_s) + N^{u,l}(\Theta_s, \Theta_s + \Delta\Theta_s)}. \quad (5.12)$$

Dieses Verfahren wurde angewendet auf FPP-Messungen von Rückstoßprotonen, an denen polarisierte Elektronen elastisch gestreut wurden (siehe Kapitel 7). Sie zeichnen sich aus durch große transversale helizitätsabhängige Proton-Polarisationskomponenten im FPP, die mit hoher statistischer Genauigkeit gemessen wurden. Die ausschließliche Verwendung helizitätsabhängiger Polarisationskomponenten und Asymmetrien minimiert den Einfluß systematischer Fehler auf die gewonnene Analysierstärke.

⁹Durch Verwendung der Polynome anstelle von drei 10000-schrittigen Anwendungen der Bethe-Bloch-Formel entsteht im Mittel eine Gesamtabweichung von weniger als 250 keV.

Θ_s	$T_{CC} = 160 \text{ MeV}$ A_C	$T_{CC} = 178 \text{ MeV}$ A_C	$T_{CC} = 200 \text{ MeV}$ A_C
8.3°	0.396 ± 0.013	0.454 ± 0.013	0.500 ± 0.018
10.7°	0.451 ± 0.012	0.530 ± 0.013	0.589 ± 0.017
13.2°	0.486 ± 0.012	0.566 ± 0.014	0.623 ± 0.018
15.7°	0.531 ± 0.013	0.566 ± 0.015	0.550 ± 0.020
18.2°	0.518 ± 0.015	0.499 ± 0.016	0.478 ± 0.022
20.7°	0.427 ± 0.016	0.414 ± 0.017	0.366 ± 0.022
23.2°	0.374 ± 0.017	0.328 ± 0.018	0.234 ± 0.023
25.7°	0.276 ± 0.018	0.231 ± 0.019	0.210 ± 0.023
28.2°	0.212 ± 0.019	0.186 ± 0.020	0.128 ± 0.024
30.7°	0.145 ± 0.021	0.120 ± 0.020	0.124 ± 0.025
33.2°	0.048 ± 0.022	0.106 ± 0.021	-0.011 ± 0.027
35.7°	0.087 ± 0.024	0.010 ± 0.023	-0.008 ± 0.030
38.2°	0.021 ± 0.028	0.052 ± 0.025	0.008 ± 0.034
40.7°	0.004 ± 0.033	0.012 ± 0.029	0.004 ± 0.040
43.1°	-0.041 ± 0.042	-0.053 ± 0.036	-0.027 ± 0.050
45.6°	0.080 ± 0.056	-0.081 ± 0.050	0.017 ± 0.070

Tab. 5.2: Inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ_s , bestimmt aus FPP-Messungen von Rückstoßprotonen aus elastischer $H(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung relativ zur Analysierstärke nach der McNaughton-Parametrisierung [McN85] zwischen $\Theta_s = 7^\circ$ und 20° bei 3 verschiedenen kinetischen Energien.

Durchgeführt wurden die Messungen bei mittleren kinetischen Energien in der Kohlenstoffmitte von $T_{CC} = 160, 178$ und 200 MeV mit einer Akzeptanz von jeweils $\Delta T_{CC} \approx \pm 10 \text{ MeV}$ um die Mittelwerte. Die aus den gemessenen Asymmetrien in 16 Θ_s -Bins ermittelten Analysierstärken sind zusammen mit ihren statistischen Fehlern in Tabelle 5.2 angegeben und als Datenpunkte in Abbildung 5.5 aufgetragen. Es zeigt sich, daß die McNaughton-Parametrisierung A_C bei großen Θ_s , besonders bei $T_{CC} = 160 \text{ MeV}$, stark überschätzt. Oberhalb von $\Theta_s \approx 35\text{--}40^\circ$ sind die Datenpunkte mit Null verträglich. Im Θ_s -Bereich zwischen 7° und 20° stimmen die Datenpunkte nicht nur im Mittel mit dem Mittelwert der McNaughton-Parametrisierung überein, was durch das Verfahren der Relativeichung auf diesen Bereich vorgegeben ist, sondern auch der Verlauf der Parametrisierung wird innerhalb der statistischen Fehler im wesentlichen bestätigt.

Um die gewonnene Zusatzinformation über den Verlauf der Analysierstärke bei größeren Θ_s für die Datenanalyse nutzbar zu machen, wurde durch χ^2 -Minimierung ein zweidimensionales Polynom der Form

$$A_C(\Theta_s, T_{CC}) = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^4 a_{ij} (T_{CC}/\text{MeV})^i (\Theta_s/^\circ)^j \quad (5.13)$$

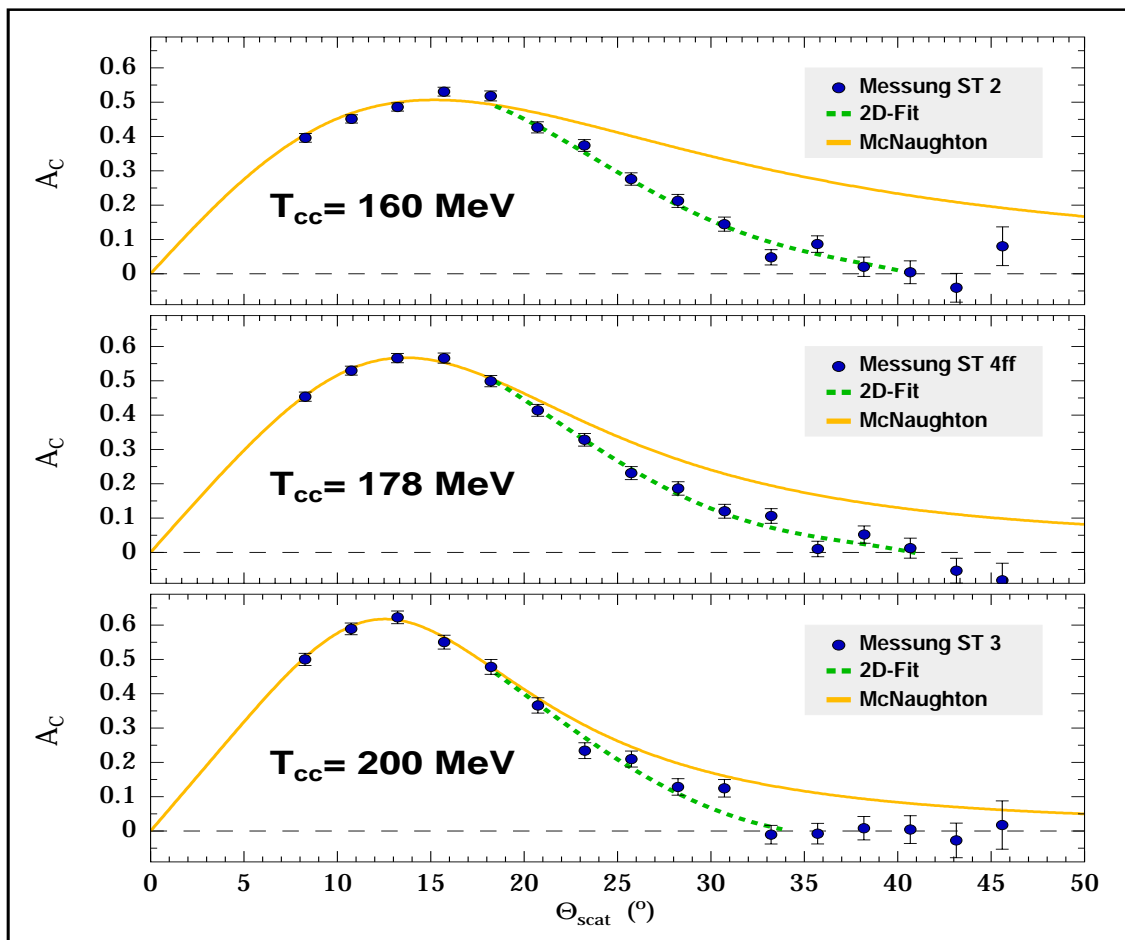


Abb. 5.5: Inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ_s bei 3 verschiedenen kinetischen Energien. Die Datenpunkte stellen die in Tab.5.2 angegebenen Meßwerte dar, bei denen A_C nach Gleichung (5.12) durch FPP-Messungen von Rückstoßprotonen aus elastischer $H(\vec{e},e'\vec{p})$ -Streuung relativ zur McNaughton-Parametrisierung [McN85] (durchgezogene Kurve) zwischen $\Theta_s = 7^\circ$ und 20° bestimmt wurde. Die gestrichelte Kurve beschreibt den Verlauf des zweidimensionalen Polynoms (5.13), das an die Datenpunkte zwischen $\Theta_s = 18^\circ$ und 40° angepaßt wurde.

an die Datenpunkte zwischen $\Theta_s = 15.7^\circ$ und 43.1° angepaßt. Seine Parameter sind in Tabelle 5.3 angegeben. Das Datenanalyseprogramm verwendet dieses Polynom anstelle der McNaughton-Parametrisierung, falls T_{CC} kleiner als 210 MeV ist und Θ_s zwischen 18.5° und 43° liegt. Ist die berechnete Analysierstärke negativ oder liegt Θ_s oberhalb von 43° , so wird A_C bei dem betreffenden Ereignis auf 0 gesetzt.

Auf diese Weise kann der Anteil der für die Polarisationsanalyse nutzbaren Ereignisse bei Experimenten mit dem FPP vergrößert werden. Wegen der zu großen Θ_s hin schnell abfallenden Analysierstärke ist der damit erzielbare Gewinn an Genauigkeit allerdings klein. Bei der „N- Δ -Messung“ (siehe Kapitel 8) erhöht z.B. die Mitnahme des Θ_s -Bereiches zwischen 20° und 35° zwar die Anzahl der nutzbaren Großwinkelstreuereignisse um mehr als 60%, verringert die statistischen Fehler der berechneten Polarisationskomponenten jedoch nur um weniger als 10%.

a_{ij}	j=0	j=1	j=2	j=3	j=4
i=0	-18.5902	1.47447	-0.0184451	-0.00084808	1.66656e-05
i=1	0.162901	-0.00897434	-0.000186479	1.81209e-05	-2.56371e-07
i=2	-0.00034948	1.18913e-05	1.10527e-06	-6.23088e-08	8.07095e-10

Tab. 5.3: Koeffizienten des Polynoms (5.13) nach einer Anpassung durch χ^2 -Minimierung ($\chi^2/f = 33.4/40$) an die in Tabelle 5.2 angegebenen Meßwerte für die inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke bei $T_{CC} = 160, 178$ und 200 MeV im Θ_s -Bereich von 15.7° bis 43.1° .

5.7 Akzeptanz-Test

In der Mitte des FPPs werden die Spuren der auslaufenden Protonen auch nach Streuungen im Kohlenstoff um relativ große Winkeln für alle Azimutalwinkel von den HDCs gemessen. Liegen die Streupunkte dagegen weiter außen, kann es vorkommen, daß Bahnen von mit großen Θ_s nach außen gestreuten Protonen nicht mehr durch die aktive Fläche der oberen HDC-Doppelkammer verlaufen und daher nicht vermessen werden können.

Dadurch gehen an den Akzeptanzrändern mit steigendem Θ_s immer größer werdende Φ_s -Bereiche verloren, was unkorrigiert zu falschen Asymmetrien in den Φ_s -Verteilungen und damit zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten führen kann¹⁰. Diese falschen Asymmetrien können jedoch vermieden werden, indem bei jedem Ereignis ein Akzeptanztest durchgeführt wird.

Die strengste Form dieses Akzeptanztestes ist der „Konus-Test“. Hier wird ein Ereignis nur dann in die Polarisationsanalyse aufgenommen, wenn die Rear-Detektoren, bei unserem FPP die HDCs, in der Lage gewesen wären, das auslaufende Proton zu dem gemessenen Θ_s unter allen möglichen Φ_s nachzuweisen. Dazu muß, vom Streupunkt aus gesehen, der vollständige Konus mit dem halben Öffnungswinkel Θ_s um die Richtung des einfallenden Protons \vec{v}_{TH} innerhalb der aktiven Fläche der 4 HDC-Drahtebenen liegen.

Eine weniger strikte Form des Akzeptanztestes reicht jedoch zur Vermeidung von falschen Asymmetrien aus: der „180°-Test“. Hier wird zu jedem Streueignis die Bahn \vec{r}'_{HDC} eines virtuellen „180°-Protons“ berechnet (gestrichelte Vektoren in Abbildung 5.6), das im selben Streupunkt mit dem gleichen Streuwinkel Θ_s wie das nachgewiesene Proton, aber mit einem um 180° verschiedenen Azimutalwinkel Φ_s gestreut würde. Durchstößt die Bahn des 180°-Protons alle HDC-Ebenen innerhalb ihrer aktiven Fläche, so wird das betreffende Ereignis in die Polarisationsanalyse aufgenommen (Fall (a) in Abbildung 5.6). Verläuft \vec{r}'_{HDC} dagegen z.B. durch den Rahmen einer der HDCs (Fall (b) in Abbildung 5.6) oder noch weiter außerhalb, so wird das Ereignis verworfen. Die Berechnung der Spur \vec{r}'_{HDC} und ihrer Durchstoßpunkte durch die 4 HDCs ist in Anhang B.4 beschrieben.

¹⁰Der einseitige Verlust von 1% aller Ereignisse hat bei einer typischen Analysierstärke von $A_C = 0.5$ schon eine „falsche“ Polarisation von ca. 3.1% (absolut) zur Folge.

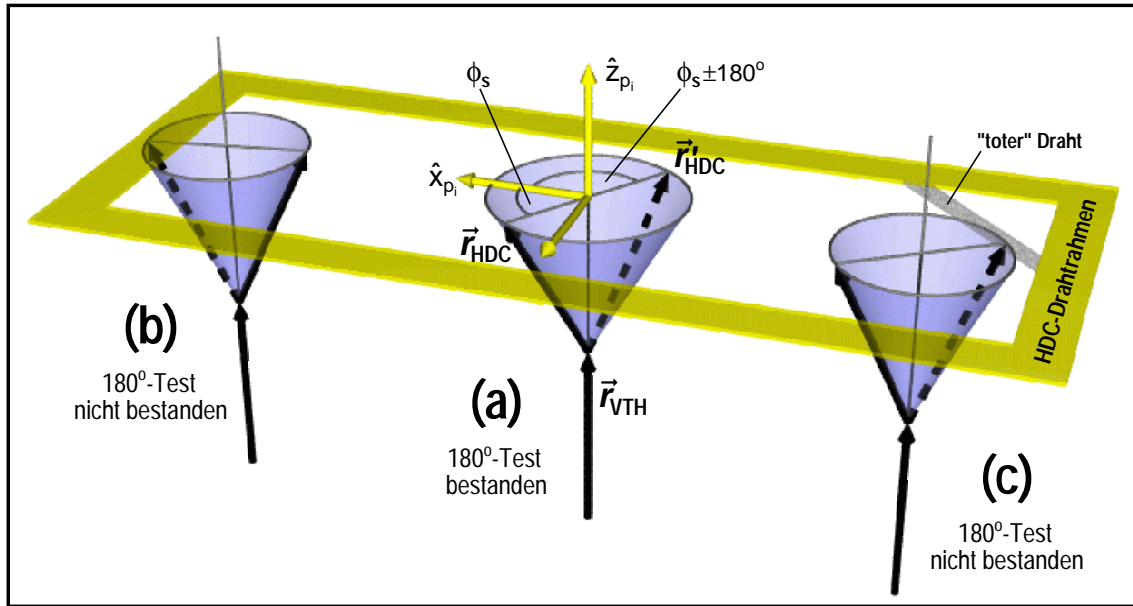


Abb. 5.6: Schematische Darstellung des „180°-Akzeptanztestes“ im FPP. Ein Streuereignis besteht den 180°-Test nur dann, wenn auch die Bahn \vec{r}'_{HDC} von den HDCs nachgewiesen werden könnte, die sich für das auslaufende Proton bei einer Kohlenstoffstreuung im selben Streupunkt mit dem gleichen Streuwinkel aber mit einem um 180° verschiedenen Azimutalwinkel ergeben hätte.

Es reicht aus, zu testen, ob \vec{r}'_{HDC} innerhalb der Akzeptanzränder der untersten HDC, der U1-Ebene, und der obersten HDC, der V2-Ebene, liegt, da eine gerade Spur aus geometrischen Gründen dann auch innerhalb der beiden dazwischenliegenden, gleich großen HDC-Drahtrahmen gelegen haben muß. Dennoch werden die Durchstoßpunkte von \vec{r}'_{HDC} durch alle 4 HDCs bestimmt, da mit dem 180°-Test nicht nur die äußeren Akzeptanzgrenzen, sondern auch innere Akzeptanzlöcher wie z.B. „tote Drähte“ (vgl. Abbildung 4.22) behandelt werden (Fall (c) in Abbildung 5.6), die in allen 4 HDC-Drahtebenen vorkommen können. Dazu müssen bei dem 180°-Test die Driftzellenbereiche der „toten Drähte“ in den betroffenen Drahtebenen, wie die Bereiche außerhalb der Akzeptanzgrenzen, als „verbotene Zonen“ definiert werden.

In der Datenanalyse wird im Zuge des 180°-Testes außerdem mit dem gleichen Formalismus überprüft, ob nicht die berechnete Spur des gemessenen Protons selbst in einer der HDC-Drahtebenen durch eine „verbotene Zone“ führt, was durch eine fehlerhaft bestimmte Drahtnummer verursacht werden könnte. Trifft dies zu, so wird das betreffende Ereignis ebenfalls verworfen.

Da die aktive Fläche der HDCs die darauf projizierte Spektrometer-Akzeptanz in allen Richtungen ein gutes Stück überragt (vgl. Abbildung 4.22), werden Großwinkelstreuungen bis $\Theta_s = 20^\circ$ in der Praxis meist nur in Regionen mit „toten Drähten“ von dem Akzeptanztest aussortiert. Z.B. werden bei den „N- Δ -Messungen“ (siehe Kapitel 8) nur etwa 0.02% der Großwinkelstreuungen mit $\Theta_s \leq 20^\circ$ durch den 180°-Test verworfen. Allerdings liegen hier die physikalisch relevanten Ereignisse nur in der mittleren Hälfte der HDCs (in dispersive Richtung gesehen), wo alle

Drähte funktionieren. Im Θ_s -Bereich zwischen 20° und 35° werden bei der N- Δ -Datenanalyse immerhin schon etwa 2.3% der Großwinkelstreuereignisse durch den 180° -Test aussortiert.

5.8 Falsche Asymmetrien

Verschwinden bei der Messung unpolarisierter Protonen mit dem FPP die Werte der helizitätsunabhängigen Asymmetriekomponenten

$$A_x = \frac{N^d - N^u}{N^d + N^u} \quad \text{und} \quad A_y = \frac{N^r - N^l}{N^r + N^l} \quad (5.14)$$

(vgl. Gleichungen (5.9) und (5.10)) auch nach Anwendung des im letzten Abschnitt beschriebenen Akzeptanz-Testes nicht, so spricht man von apparativ bedingten „falschen Asymmetrien“, die im folgenden mit A^f bezeichnet werden.

Bei den elastischen Elektron-Proton-Streuexperimenten, die in Kapitel 7 besprochenen werden, sind in der Helizitätssumme sowohl der Elektronenstrahl als auch die Rückstoßprotonen unpolarisiert. Die helizitätsunabhängigen und damit falschen Asymmetrien bei diesen Messungen sind in Abbildung 5.7 dargestellt, und zwar als Funktion der kartesischen Einfallswinkel auf den Kohlenstoffanalysator. Es zeigt sich, daß A_x^f von Φ_{VTH} abhängt und A_y^f von Θ_{VTH} , beide näherungsweise linear. Diese Abhängigkeiten sind ihrerseits eine Funktion des Kohlenstoffstreuwinkels Θ_s : Bei „kleinen“ Θ_s ab 7° sind sie deutlich ausgeprägt, für mittelgroße Θ_s um 18° verschwinden sie, und treten bei größeren Θ_s mit umgekehrten Vorzeichen wieder verstärkt auf.

Dieses Verhaltens läßt Rückschlüsse auf die möglichen Ursachen der falschen Asymmetrien zu: Nach Abbildung 5.7 ist bei kleinen Θ_s für positive Θ_{VTH} auch A_y^f positiv, was nach Gleichung (5.14) bedeutet, das N^r systematisch größer ist als N^l . Bei positiven Θ_{VTH} durchlaufen die Protonen, die in N^r aufsummiert werden, d.h. die im Kohlenstoffanalysator in positive x-Richtung gestreut wurden, den verbleibenden Teil des Kohlenstoffanalysators und die HDCs bei gleichem Θ_s unter einem größeren Winkel zur Normalen als die in negative x-Richtung gestreuten, die in N^l aufsummiert werden.

Eine systematische Überhöhung von N^r gegenüber N^l ließe sich daher durch die in Abbildung 4.25 dargestellte Winkelabhängigkeit der HDC-Nachweiswahrscheinlichkeit erklären. Wird z.B. ein mit $\Theta_{\text{VTH}} = +3^\circ$ einfallendes Proton um $\Theta_s = 7^\circ$ in positive x-Richtung gestreut, so durchquert es die HDCs unter einem Winkel von 10° zur Senkrechten. Dabei ist die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit (mit $\eta_{res}^{\text{HDC}} \approx 76\%$) höher ist als in dem Fall, in dem es mit $\Theta_s = 7^\circ$ in negative x-Richtung gestreut wird und die HDCs unter einem Winkel von 4° zur Senkrechten durchquert ($\eta_{res}^{\text{HDC}} \approx 70\%$). Diese zweidimensionale Betrachtung ist zwar eine starke Vereinfachung, liefert aber mit $A_y^f \approx 4\%$ eine falsche Asymmetrie in der richtigen Größen-

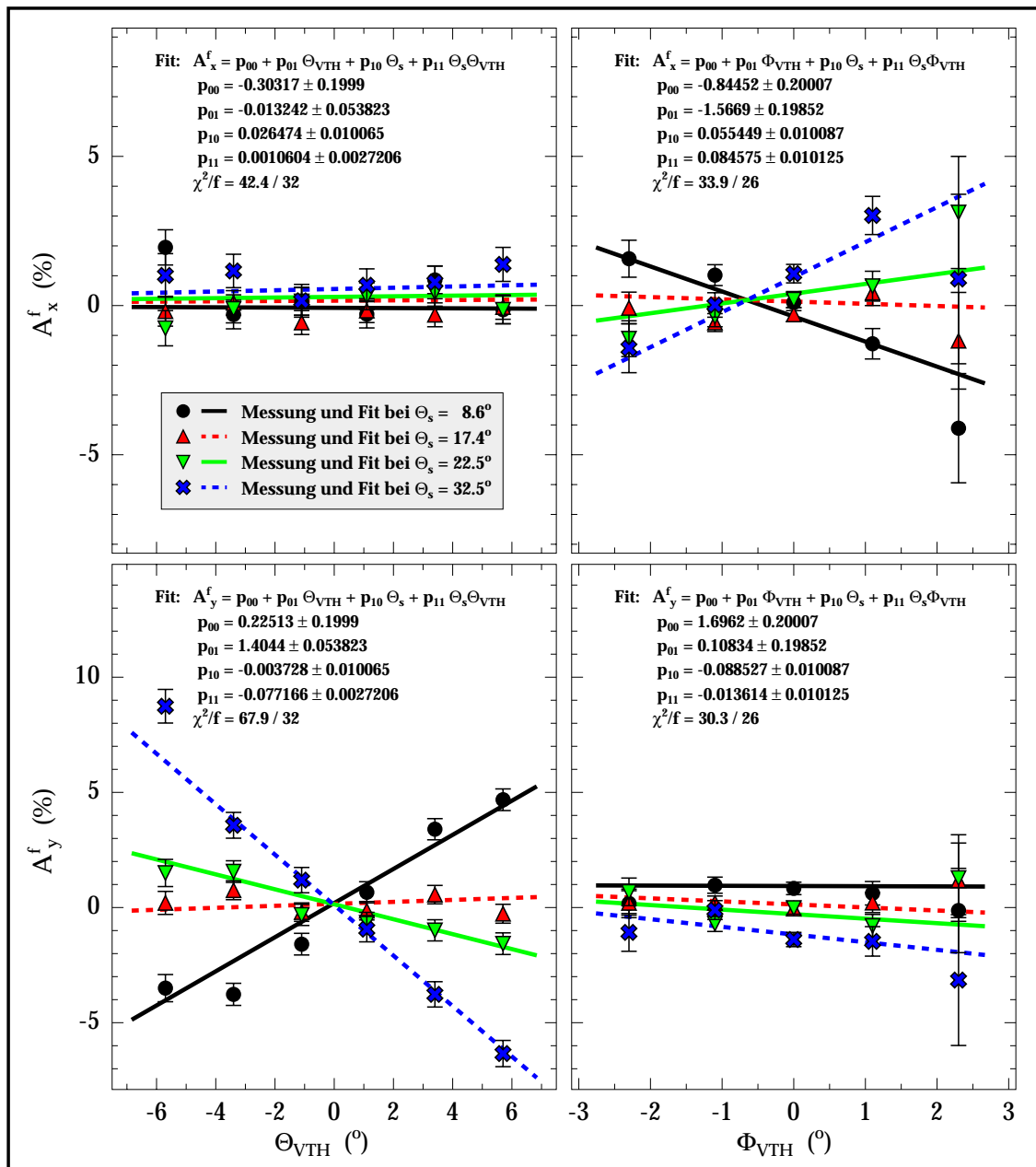


Abb. 5.7: „Falsche Asymmetrien“ bei Großwinkelstreueignissen im FPP als Funktion der Protonen-Einfallswinkel Θ_{VTH} und Φ_{VTH} auf den Kohlenstoffanalysator für verschiedene Bereiche im Streuwinkel Θ_s . Die Meßpunkte stellen die helizitätsunabhängigen Asymmetrien von Rückstoßprotonen aus elastischer Elektron-Proton-Streuung (Messungen ST2-4, ST7-9 und N- Δ -II-e11+2; siehe Kapitel 7) dar. Der Anpassung der linearen 2-dimensionalen Polynome liegen zusätzlich Meßpunkte bei $\Theta_s = 12.4^\circ$ und 27.5° zugrunde, auf deren Darstellung jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet wurde.

ordnung¹¹. Eine quantitative Simulation dieses Effektes für größere Θ_s würde die Kenntnis der Winkelabhängigkeit der HDC-Nachweiswahrscheinlichkeit über einen größeren Winkelbereich erfordern, wofür spezielle Experimente mit Modifikationen im Aufbau des FPPs durchgeführt werden müßten.

Oberhalb von $\Theta_s \approx 18^\circ$ kehrt sich der Sachverhalt um. Hier werden systematisch mehr der steiler durch Kohlenstoffanalysator und HDCs laufenden Protonen nachgewiesen. Die Ursache dafür ist vermutlich, daß die nur für Durchtrittswinkel bis etwa 10° vermessene Nachweiswahrscheinlichkeit der HDCs (Abbildung 4.25) zu größeren Durchtrittswinkeln hin wieder abfällt.

Eine wohl eher untergeordnete Rolle spielt die Absorption der Protonen im Kohlenstoff. Bei schrägem Einfall der Protonen mit z.B. $\Theta_{\text{VTH}} = 5^\circ$ und einer Streuung in der Mitte des 7 cm dicken Analysators mit $\Theta_s = 35^\circ$ hätte ein in positive x-Richtung gestreutes Proton einen um etwa 0.5 cm längeren Restweg im Kohlenstoff als ein in negative x-Richtung gestreutes Proton. Bei angenommenen Absorptionsverlusten von ca. 2%/cm ergäbe sich daraus eine nach oben abgeschätzte Asymmetrie von etwa 0.5%, was eine Größenordnung unter der unter diesen Umständen gemessenen falschen Asymmetrie liegt.

An die gemessenen falschen Asymmetrien wurden 2-dimensionale Polynome (jeweils linear in Θ_s und Θ_{VTH} bzw. Φ_{VTH}) angepaßt, deren Koeffizienten in Abbildung 5.7 angegeben sind. Mit ihrer Hilfe lassen sich die von dem FPP gemessenen Polarisationskomponenten gemäß

$$P_x = \frac{\pi}{2A_C} \left(\frac{N^d - N^u}{N^d + N^u} - A_x^f(\Phi_{\text{VTH}}, \Theta_s) \right) \quad (5.15)$$

und

$$P_y = \frac{\pi}{2A_C} \left(\frac{N^r - N^l}{N^r + N^l} - A_y^f(\Theta_{\text{VTH}}, \Theta_s) \right) \quad (5.16)$$

korrigieren, wobei $A_x^f(\Phi_{\text{VTH}}, \Theta_s)$ und $A_y^f(\Theta_{\text{VTH}}, \Theta_s)$ wie die Analysierstärke für jedes Ereignis einzeln berechnet und dann über alle Ereignisse gemittelt werden.

Da die HDC-Nachweiswahrscheinlichkeiten wie geschildert vermutlich die dominante Ursache der gemessenen falschen Asymmetrien darstellen, ist zu erwarten, daß diese ebenfalls empfindlich von den HDC-Betriebsparametern und der kinetischen Protonenergie abhängen. Daher darf ihre Korrektur mit den angegebenen Funktionen nur auf Polarisationskomponenten angewendet werden, die unter vergleichbaren Umständen wie die falschen Asymmetrien selbst gemessen wurden.

¹¹Eine komplette dreidimensionale Betrachtung der beiden Streukonushälften senkt diesen Wert nicht auf weniger als die Hälfte ab.

Kapitel 6

Spin-Präzession in den Spektrometer-Magneten

Im letzten Kapitel wurde beschrieben, wie mit dem FPP die transversalen Polarisationskomponenten der Protonen im Abschirmhaus von Spektrometer A gemessen werden können. Bei einem Streuexperiment gilt jedoch das eigentliche Interesse den Polarisationskomponenten der Protonen in einem bei der physikalischen Reaktion relevanten Koordinatensystem, z.B. dem der Streu- oder der Reaktionsebene (siehe Abbildung A.2 in Anhang A).

Die Lage dieser physikalischen Koordinatensysteme bezüglich der Spektrometerhalle ist im Experiment bei jedem Streuereignis verschieden, da sie von den Winkeln und Impulsen abhängt, unter denen die Teilchen nach der Streuung auslaufen (vgl. Anhang A). Von den physikalischen Koordinatensystemen können die Komponenten der Proton-Rückstoßpolarisation über eine einfache Projektion in das am Spektrometer-Eingang feste *Spektrometer-A-Target-Koordinatensystem* (siehe Abbildung A.1.a) transformiert werden.

Zwischen dem Spektrometer-Eingang und dem Abschirmhaus, wo die Polarisationskomponenten mit dem FPP vermessen werden, durchlaufen die Protonen jedoch die Magnetfelder des Spektrometers, in denen ihre Spins präzedieren, wodurch sich die Polarisationskomponenten vermischen. Um eine genaue Rückrechnung der Polarisationskomponenten vom jeweiligen Teilchenkoordinatensystem im FPP zum physikalisch relevanten Koordinatensystem durchführen zu können, ist ein detailliertes Verständnis dieser Spin-Präzession notwendig.

In Abschnitt 6.1 wird zunächst auf die theoretischen Grundlagen der Spin-Präzession von Teilchen in Magnetfeldern eingegangen. In Abschnitt 6.2 wird ein Überblick über den Verlauf der in Spektrometer A möglichen Teilchenbahnen gegeben. Das Verfahren zur Koordinatenrückrechnung im Spektrometer wird in Abschnitt 6.3 vorgestellt. Abschnitt 6.4 behandelt die Berechnung der Proton-Spin-Präzession in Spektrometer A mit dem Programm QSPIN und ihre formale Beschreibung durch eine 5-dimensionale Spintransfermatrix. In Abschnitt 6.5 wird eine Fitprozedur beschrieben, die durch Benutzung dieser Spintransfermatrix die Polarisationskomponenten in der Streuebene aus den Meßgrößen im FPP bestimmt.

6.1 Bewegungsgleichung des Spins im elektromagnetischen Feld

Die relativistische Formulierung der Bewegungsgleichung für den Vierer-Spin S^α eines Teilchens in homogenen oder langsam veränderlichen¹ elektromagnetischen Feldern (Feldstärketensor $F^{\alpha\beta}$) ist bekannt als *BMT-Gleichung* [BMT59]:

$$\frac{dS^\alpha}{d\tau} = \frac{e}{m} \left[\frac{g}{2} F^{\alpha\beta} S_\beta + \left(\frac{g}{2} - 1 \right) U^\alpha (S_\lambda F^{\lambda\mu} U_\mu) \right], \quad (6.1)$$

wobei e die Ladung, m die Masse, g der g-Faktor, τ die Eigenzeit und U^α die Vierergeschwindigkeit des Teilchens sind. Die daraus ableitbare Form (siehe z.B. [Jac83]) für den Spin-Vektor \vec{S} existierte jedoch schon früher unter dem Namen *Thomas-Gleichung* [Tho27]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{m} \vec{S} \times \left[\left(\frac{g-2}{2} + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - \left(\frac{g-2}{2} \right) \frac{\gamma(\vec{v} \cdot \vec{B})\vec{v}}{c^2(\gamma+1)} - \left(\frac{g}{2} - \frac{\gamma}{\gamma+1} \right) \frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c} \right].$$

Dabei stehen \vec{B} und \vec{E} für das magnetische und elektrische Feld, c für die Lichtgeschwindigkeit und \vec{v} für den Geschwindigkeitsvektor des Teilchens.

In Spektrometer A, einem reinen Magnetspektrometer, gilt $\vec{E} = 0$. Spaltet man außerdem das magnetische Feld auf in einen zu \vec{v} parallelen Anteil $\vec{B}^\parallel = |\vec{v}|^{-2}(\vec{v} \cdot \vec{B})\vec{v}$ und einen senkrecht auf \vec{v} stehenden Anteil $\vec{B}^\perp = \vec{B} - \vec{B}^\parallel$, so vereinfacht sich die Thomas-Gleichung zu

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{m\gamma} \vec{S} \times \left[\frac{g}{2} \vec{B}^\parallel + \left(1 + \frac{g-2}{2}\gamma \right) \vec{B}^\perp \right]. \quad (6.2)$$

Das Kreuzprodukt sorgt in diesen Gleichungen dafür, daß die Änderung immer senkrecht auf dem Spin-Vektor steht; dieser wird nur im Raum gedreht, aber nicht im Betrag geändert.

Kreisbahn im magnetischen Dipolfeld

Als einfaches Beispiel zur Anwendung von Gleichung (6.2) betrachten wir zunächst ein sich in z -Richtung bewegendes Teilchen, das in ein in y -Richtung zeigendes, homogenes magnetisches Dipolfeld \vec{B}_y eintritt. Das Teilchen selbst wird durch die Lorentzkraft gemäß $\dot{\vec{v}} = e(\vec{v} \times \vec{B})/(m\gamma)$ auf einer Kreisbahn abgelenkt. Da dabei das \vec{B} -Feld immer senkrecht auf \vec{v} bleibt, spielt hier der erste Term in der eckigen Klammer von Gleichung (6.2) für die Spin-Bewegung keine Rolle.

Bei einem „Dirac-Teilchen“ ($g = 2$) bliebe von dem Ausdruck in dem runden Klammerpaar nur die 1 übrig. Damit hätte die Bewegungsgleichung für den Spin-Vektor genau dieselbe Form wie die für den Geschwindigkeitsvektor. Bei einem Ensemble

¹Der Einfluß von Gradientenkräften wie $\vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B})$ auf die translatorische Teilchenbewegung wurde bei der Herleitung vernachlässigt.

aus „Dirac-Teilchen“ würde sich somit der Polarisationsvektor im Magnetfeld unseres Beispiels genauso bewegen wie das Teilchen selbst; seine Orientierung relativ zu \vec{v} bliebe erhalten.

Bei Elektronen und Protonen ist durch das anomale magnetische Moment der Ausdruck in dem runden Klammerpaar in Gleichung (6.2) größer als 1, d.h. der Spin-Vektor \vec{S} dreht in dieselbe Richtung wie \vec{v} , jedoch *schneller*. Wird das Teilchen durch die Kreisbahn in dem Dipolfeld insgesamt um den Winkel ϕ_{bend} abgelenkt, so dreht sich der Spin-Vektor dort zusätzlich um den Winkel

$$\chi = \gamma \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \phi_{bend} . \quad (6.3)$$

Bei Elektronen ist der g-Faktor mit $g_e = 2.0023193$ nur wenig von dem eines „Dirac-Teilchens“ verschieden, daher weicht hier die Spin-Bewegung erst bei hochrelativistischen kinetischen Energien, wie z.B. der MAMI-Strahlenergie von 855 MeV ($\gamma = 1673$, $\chi = 1.94 \phi_{bend}$), stark von der des Geschwindigkeitsvektors ab.

Bei den Protonen, die in Spektrometer A mit dem FPP gemessen werden, ist γ mit ca. 1.1 .. 1.27 recht klein. Der große g-Faktor des Protons, $g_p = 5.5857$, sorgt jedoch dafür, daß \vec{S} trotzdem weitaus stärker abgelenkt wird als \vec{v} ($\chi = 2.0 .. 2.28 \phi_{bend}$). Bei einer mittleren Ablenkung im Spektrometer um $\phi_{bend} = 100^\circ$ wird der Spin-Vektor zusätzlich um mehr als 200° in dieselbe Richtung gedreht. Eine solche Drehung vermischt die transversal in der Ebene der Drehung liegende Polarisationskomponente der Protonen mit der longitudinalen. Die parallel zur Drehachse liegende transversale Polarisationskomponente bleibt dagegen unverändert.

Mit der im letzten Absatz gemachten Vereinfachung, die das Magnetfeld von Spektrometer A als homogenes Dipolfeld annähert, in das die Protonen senkrecht zur Richtung der Feldlinien eintreten, erhält man einen ersten Eindruck von der Proton-Spin-Präzession im Spektrometer, die von der in dieser Näherung beschriebenen Drehung dominiert wird. Für eine Abschätzung darüber, wie stark sich im Mittel die beim Eintritt in das Spektrometer vorhandenen Polarisationskomponenten in den beiden im FPP meßbaren transversalen Polarisationskomponenten wiederfinden, ist diese Näherung durchaus ausreichend. Für eine genauere Betrachtung sind jedoch folgende Punkte zu beachten:

1. Bei Anwesenheit von longitudinalen Magnetfeldkomponenten gibt es keine feste Beziehung mehr zwischen dem Teilchenablenkwinkel und dem Spin-Präzessionswinkel, da longitudinale Feldkomponenten durch den ersten Ausdruck in der eckigen Klammer von Gleichung (6.2) zur Spin-Präzession beitragen, auf die Teilchenbahn selbst jedoch keinen Einfluß haben.
2. Auch ohne longitudinale Feldkomponenten kann die Spin-Präzession nur dann aus dem Gesamt-Ablenkwinkel berechnet werden, wenn die Bewegung des Teilchens in einer Ebene verläuft. Auf einer Teilchenbahn, die nicht in einer Ebene verläuft, unterliegt der Spin-Vektor aufeinanderfolgenden Drehungen um *verschiedene* Drehachsen, die nicht miteinander kommutieren. Somit hängt die

Spinstellung am Ende einer solchen Bahn ab von der Reihenfolge dieser Drehungen, also dem tatsächlich genommenen Weg, und nicht nur von den Flugrichtungen des Teilchens an Anfang und Ende dieser Flugbahn.

In den Abschnitten 6.2 und 6.4 wird gezeigt, daß die Protonen auf ihrem Weg durch Spektrometer A auf den meisten Bahnen nicht vernachlässigbaren longitudinalen Magnetfeldkomponenten ausgesetzt sind, und daß diese Flugbahnen in der Regel auch nicht in einer Ebene verlaufen, so daß die Spin-Präzession zum Teil erheblich von der oben beschriebenen „Dipolfeld-Näherung“ abweicht.

6.2 Teilchenbahnen in Spektrometer A

Die Funktionsweise von Spektrometer A wurde in allgemeiner Form bereits in Kapitel 2 beschrieben. Das Magnetsystem, ein Quadrupol, ein Sextupol und zwei Dipole, lenkt ein geladenes Teilchen, das nach einem Streuprozeß in Richtung des Spektrometereingangs aus dem Target austritt, in die Fokalebene ab, wo die Detektoren die Teilchenart identifizieren und seinen Durchgangsort und seine kartesischen Durchtrittswinkel durch die x - y -Ebene des VDC-Koordinatensystems messen (vgl. auch Abschnitt 5.1).

Die Magneto-optik des Spektrometers ([Blo98, Kor95, Sch95]) wurde um eine sogenannte *Referenzbahn* herum entworfen, der ein Teilchen mit dem *Referenzimpuls* p_{ref} folgt, das am Targetort startet, durch die feldfreie Mitte von Quadrupol und Sextupol fliegt und dann von Dipol 1 um 55° und von Dipol 2 um weitere 45° nach oben abgelenkt wird (siehe Abbildung 6.1).

Das *Spektrometer-Target-Koordinatensystem* hat seinen Ursprung am Targetort. Seine Orientierung ist jedoch fest an das Spektrometer gebunden: die z -Achse zeigt entlang der Referenzbahn in Richtung der Quadrupolmitte, die x -Achse senkrecht dazu (in der Ablenkebene der Dipole) nach unten. Zusammen mit diesen beiden Achsen bildet die y -Achse ein rechtshändiges Koordinatensystem. Bezüglich der x - z -Ebene dieses Koordinatensystems ist der mechanische Aufbau aller Magnete symmetrisch, daher wird sie als *Spektrometer-Mittelebene* bezeichnet.

Bewegung in dispersiver Richtung

Die Größe der Dipole und Fokalebenen-detektoren wurde so ausgelegt, daß einfach geladene Teilchen mit Impulsen p bis zu 5% kleiner und bis zu 15% größer als p_{ref} gleichzeitig mit dem Spektrometer gemessen werden können. Die Impulsablage eines Teilchens bezüglich der Referenzbahn wird im folgenden mit $\Delta p = (p - p_{\text{ref}})/p_{\text{ref}}$ bezeichnet. Die Ströme durch die Spulen der 4 Magnete stehen in einem festen Verhältnis zueinander und skalieren linear mit dem Referenzimpuls. Daher wird die Erregung des Spektrometers gewöhnlich nicht durch Angabe der magnetischen Feldstärken, sondern durch Angabe von p_{ref} charakterisiert². Spektrometer A ist

²Alternativ wird in der A1-Kollaboration oft der „Zentralimpuls“ p_{cent} verwendet, der mit einem festen Faktor bezüglich p_{ref} definiert ist ($p_{\text{cent}}^{\text{A}} = 1.0476203 \cdot p_{\text{ref}}^{\text{A}}$)

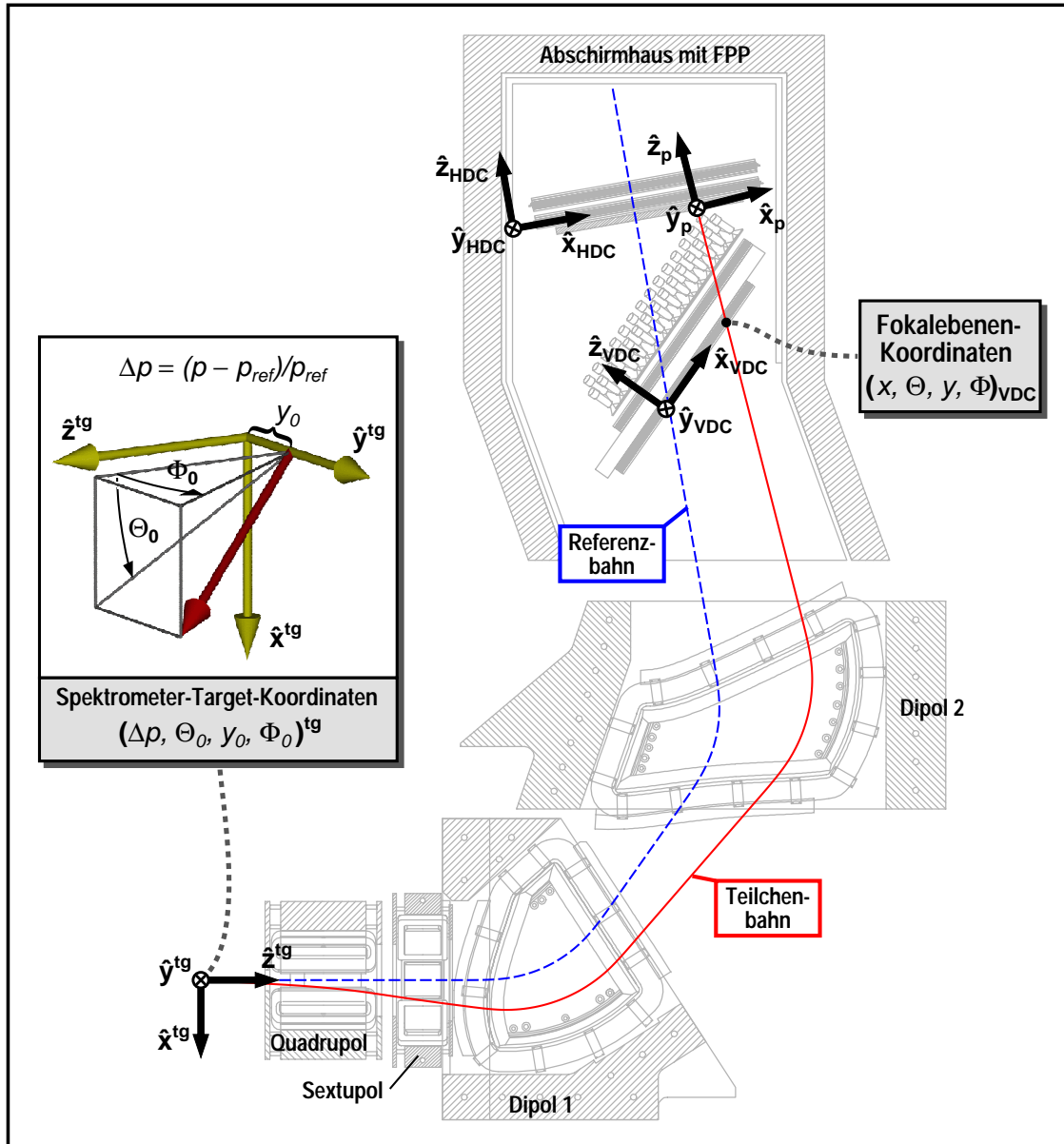


Abb. 6.1: Skizze eines Schnittes durch Spektrometer A entlang der Mittelebene mit Lage und Orientierung des *Spektrometer-Target-Koordinatensystems* (Index tg), des *Fokalebene- oder VDC-Koordinatensystems* (Index VDC) und des *HDC-Koordinatensystems* (Index HDC). Außerdem dargestellt ist eine willkürlich ausgewählte Teilchenbahn ($\Delta\rho = 14\%$, $\Theta_0^{tg} = 55$ mrad, $y_0^{tg} = 25$ mm, $\Phi_0^{tg} = 70$ mrad) mit dem daran festen *Teilchen-Koordinatensystem* (Index p) vor der Kohlenstoffstreuung und die Referenzbahn, der ein einfach geladenes Teilchen folgt, wenn alle seine Target-Koordinaten gleich Null sind.

auf einen maximalen Referenzimpuls von 630 MeV/c ausgelegt. Dabei herrschen im Inneren der beiden Dipole Magnetfelder von knapp über 1.5 Tesla.

Direkt vor dem Quadrupol ist ein bewegbarer Schwermetallkollimator angebracht, der mit verschiedenen großen rechteckigen Ausschnitten die Winkelakzeptanz des Spektrometers definiert. Bei Benutzung des größten Kollimatorausschnittes (28 msr) akzeptiert Spektrometer A Teilchenbahnen, deren Startwinkel nach oben oder unten um bis zu 75 mrad von der Referenzbahn abweichen. Dieser kartesische Startwinkel der Teilchenbahn in x -Richtung des Spektrometer-Target-Koordinatensystems wird mit Θ_0 bezeichnet. Da das Spektrometer in dispersiver Richtung Punkt-zu-Punkt abbildet, durchstoßen Teilchenbahnen mit gleichem Δp unabhängig von Θ_0 die Fokalebene bei derselben x -Koordinate x_{VDC} . Θ_0 beeinflusst Θ_{VDC} , den kartesischen Durchstoßwinkel in dispersiver Fokalebene-Richtung. In Abbildung C.6 (siehe Anhang C.4) ist der Verlauf von Teilchenbahnen in der dispersiven Ebene des Spektrometers für 15 verschiedene Kombinationen von Δp und Θ_0 dargestellt.

Die in Abbildung C.6 betrachteten Teilchenbahnen verlaufen vollständig in der Spektrometer-Mittelebene, auf der wegen der Spiegelsymmetrie des Magnetsystems alle Magnetfelder senkrecht stehen. Für diese Bahnen kann daher die Proton-Spin-Präzession im Rahmen der im letzten Abschnitt eingeführten „Dipolfeld-Näherung“ exakt berechnet werden. Bedingt durch die Fokussierung in der Fokalebene ergibt sich eine starke Θ_0 -Abhängigkeit des Spektrometer-Gesamtablenkwinkels ϕ_{bend} , was nach Gleichung (6.3) zu einer großen Variation des Spin-Präzessions-Winkels χ führt. Z.B. werden bei $\Delta p = 0$ Teilchenbahnen mit $\Theta_0 = -75$ mrad nur um $\phi_{\text{bend}} = 88^\circ$ im Spektrometer abgelenkt, bei $\Theta_0 = 75$ mrad sind es dagegen 112° . Damit variiert für Protonen mit $p = 630$ MeV/c der Spin-Präzessions-Winkel χ zwischen 191° und 242° .

Diese große Variation von χ ist sehr wichtig für die Funktion des FPP. Läge χ z.B. mit nur kleiner Variation im Bereich um 180° , so wäre es nicht möglich, mit dem FPP eine am Target longitudinal zur Teilchenbahn stehende Polarisationskomponente zu messen, da diese nach dem Weg durch das Spektrometer (nur mit gedrehtem Vorzeichen) wieder longitudinal stünde, und damit bei der Kohlenstoffstreuung keine Asymmetrie erzeugen würde. Bei $\chi = 270^\circ$ ergäbe sich dasselbe Problem mit der in der Ablenkebene liegenden transversalen Proton-Polarisationskomponente am Target. Variiert χ jedoch zwischen 191° und 242° , so trägt die am Target longitudinale Polarisationskomponente je nach Θ_0 zwischen 19% und 88% zu der im Teilchensystem im FPP meßbaren transversalen Komponente bei und die am Target in der Ablenkebene liegende transversale Polarisationskomponente zwischen 98% und 47%. Sofern die beiden Polarisationskomponenten nicht selbst von Θ_0 abhängen³, können sie über diese Abhängigkeit separiert werden.

Es ist somit die starke Variation der Spin-Präzession auf den verschiedenen Teilchenbahnen im Magnetsystem des Spektrometers, die dem Experimentator Zugang zu allen 3 Polarisationskomponenten des Protons am Target verschafft, obwohl im FPP immer nur die beiden transversalen gemessen werden können.

³Dies gilt z.B. bei der elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{e})$ -Streuung.

Bewegung in nichtdispersiver Richtung

Die bisherigen Aussagen über die Spin-Präzession gelten nur in der „Dipolfeld-Näherung“, die umso schlechter wird, je weiter sich ein Proton auf seiner Bahn von der Spektrometer-Mittelebene entfernt.

Dies passiert zum einen dann, wenn das Proton mit einer nichtverschwindenden Winkelablage zur Mittelebene in das Spektrometer eintritt. Dieser kartesische Startwinkel der Teilchenbahn in y -Richtung des Spektrometer-Target-Koordinatensystems wird mit Φ_0 bezeichnet (siehe Abbildung 6.1). Der aktuelle 28-msr-Kollimator akzeptiert Teilchenbahnen mit $\Phi_0 = \pm 95$ mrad (ursprünglich wurde das Spektrometer jedoch für eine Φ_0 -Akzeptanz von ± 100 mrad konzipiert).

Zum anderen starten die Teilchenbahnen in der Regel nicht genau im Ursprung des Spektrometer-Target-Koordinatensystems. Der Weg des Elektronenstrahls durch das Targetmaterial, auf dem die Streuprozesse stattfinden, kann durchaus eine Länge von mehreren Zentimetern haben. Dies führt im wesentlichen zu einer Verschiebung der Startposition der Teilchenbahn in y -Richtung des Spektrometer-Target-Koordinatensystems, die im folgenden mit y_0 bezeichnet wird. Die y_0 -Akzeptanz des Spektrometers beträgt ± 25 mm.

Anhand von jeweils 2 Beispielen wird in Abbildung 6.2 demonstriert, wie sich Φ_0 - oder y_0 -Ablagen auf den Verlauf der Bahnen im Spektrometer auswirken. Die Bahnen (1) und (2), die mit $\Phi_0 = 50$ bzw. 100 mrad starten, werden durch den Quadrupol zurück in Richtung der Mittelebene gelenkt, die sie im Bereich der Dipole durchstoßen, so daß sie auf der anderen Seite zur Fokalebene zu gelangen. Die Bahnen (3) und (4) starten parallel zur Referenzbahn mit y_0 -Ablagen von 12.5 und 25 mm. Sie durchstoßen die Mittelebene durch die im Quadrupol erfahrene Ablenkung bereits im Bereich des Sextupols, werden jedoch auf ihrem weiteren Weg, hauptsächlich von dem Eingangsrandfeld des 2. Dipols, nochmals zurück zur Mittelebene gelenkt, die sie kurz vor der Fokalebene⁴ ein zweites Mal durchstoßen.

Im Experiment treten Bahnen mit allen Kombinationen von Ablagen in y_0 und Φ_0 auf, die eine entsprechende Mischung der beschriebenen Verläufe zeigen. Im wesentlichen bewirkt eine Φ_0 -Ablage am Target eine y -Ablage in der Fokalebene (y_{VDC}) und eine y_0 -Ablage spiegelt sich in dem nichtdispersiven Winkel Φ_{VDC} in der Fokalebene wider. Jedoch ist die Parallel-zu-Punkt-Abbildung in nichtdispersiver Richtung bei weitem nicht so sauber wie die Punkt-zu-Punkt-Abbildung in dispersiver Richtung; daher sind die Koordinatenzusammenhänge nicht so klar voneinander getrennt.

Erwartungsgemäß zeigt sich, daß der Quadrupol, dessen Hauptaufgabe gerade darin besteht, die Φ_0 -Akzeptanz des Spektrometers zu vergrößern, einen großen Einfluß auf die nichtdispersive Bewegung der Teilchen hat. Man beachte jedoch, daß auch die Randfelder der beiden Dipole die nichtdispersive Bewegung stark beeinflussen, so daß sich Bahnen mit mehreren aufeinanderfolgenden Ablenkungen um verschiedene Drehachsen ergeben. Die Spin-Präzession der Protonen auf solchen Bahnen, auf denen auch longitudinale Feldkomponenten auftreten, wird in Abschnitt 6.4 diskutiert.

⁴Der zweite Durchstoßpunkt kann, abhängig von Θ_0 , auch in oder hinter der Fokalebene liegen.

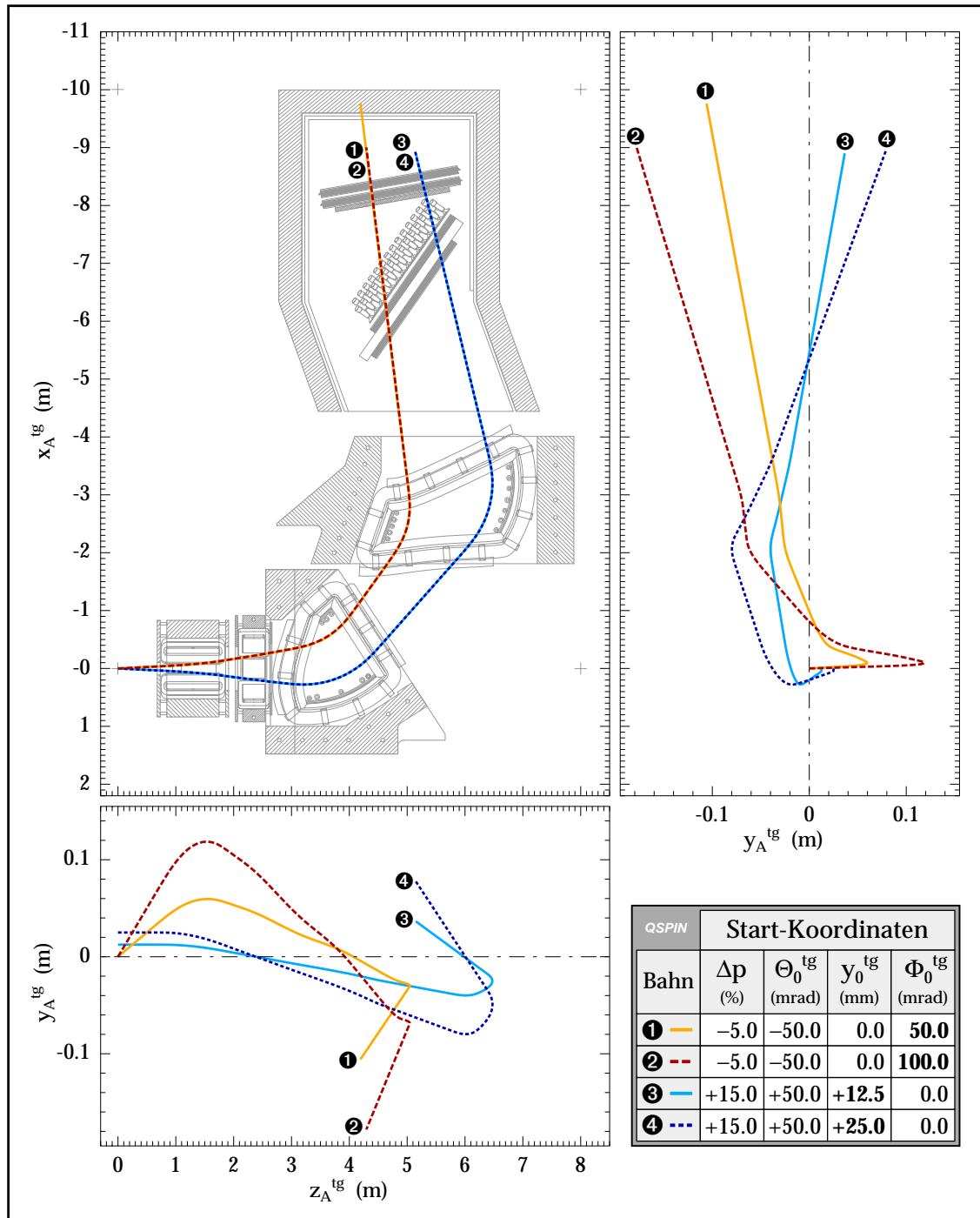


Abb. 6.2: Verlauf von Teilchenbahnen in Spektrometer A außerhalb der Mittelebene (strichpunktierte Linie) anhand von 4 Beispielen. Die y -Koordinate ist gegenüber den x - und z -Koordinaten zur Verdeutlichung der Abweichungen stark vergrößert dargestellt. Die unterschiedliche Wahl von Δp und Θ_0^{tg} , die sich nur sekundär auf die y -Bewegung der Teilchen auswirkt, trennt zur besseren Übersicht die Bahnen mit $\Phi_0^{\text{tg}} \neq 0$ von denen mit $y_0^{\text{tg}} \neq 0$ in dispersiver Richtung. Berechnet wurden die Bahnverläufe mit dem Programm QSPIN (siehe Anhang C).

6.3 Koordinatenrückrechnung

Zunächst betrachten wir die Koordinatenrückrechnung im Spektrometer, deren Funktionalität in der Datenanalyse mit dem Namen *TraceMachine* (TMA) bezeichnet wird. Die Abhängigkeit der Spektrometer-Target-Koordinaten⁵ $(\Delta p, \Theta_0, y_0, \Phi_0)^{\text{tg}}$ von den in der Fokalebene gemessenen Koordinaten $(x, \Theta, y, \Phi)_{\text{VDC}}$ läßt sich in Polynome entwickeln (vgl. [Sch95]):

$$Q_0 = \sum_{ijkl} \langle Q_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle (x - x_{ref})^i (\Theta - \Theta_{ref})^j (y - y_{ref})^k (\Phi - \Phi_{ref})^l, \quad (6.4)$$

mit $i, j, k, l \in \mathbb{N}_0$ und $Q_0 \in \{\Delta p, \Theta_0, y_0, \Phi_0\}$. Dabei sind $(x_{ref}, \Theta_{ref}, y_{ref}, \Phi_{ref})_{\text{VDC}}$ die Koordinaten des Referenzstrahls in der Fokalebene.

Die Koeffizienten $\langle Q_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$ ließen sich theoretisch aus der Spektrometergeometrie und den Magnetfeldern berechnen, was jedoch nicht genau genug mit der Realität übereinstimmt. Deshalb werden sie durch Eichmessungen experimentell bestimmt („Experimental Raytracing“), bei denen man zu festgelegten Target-Koordinaten die Fokalebene-Koordinaten mißt und dann die Koeffizienten durch χ^2 -Minimierung an die gemessenen Zusammenhänge anpaßt [Kor95]. Θ_0 und Φ_0 werden bei solchen Messungen durch Lochkollimatoren festgelegt, y_0 z.B. durch ein bewegliches Dünnschichttarget und Δp z.B. dadurch, daß elastisch gestreute Elektronen gemessen werden, deren Impuls aus der Strahlenergie und dem Streuwinkel berechnet werden kann.

Die Ordnungen i, j, k, l sind zumeist ≤ 5 und bei den gemischten Koeffizienten wird die Entwicklung noch früher abgebrochen, so daß in der Regel um die 100 Koeffizienten für die Berechnung einer Target-Koordinate verwendet werden. In Analogie zur linearen Magneto-optik werden die Transferkoeffizienten zur Berechnung aller Target-Koordinaten zusammengenommen als *Rückrechnungsmatrix* bezeichnet.

Durch die Eisenjoche skalieren die Magnetfelder in der Realität nicht exakt mit den Strömen in den Magnetspulen, daher wurden die Eichmessungen im Rahmen von [Kor95] bei verschiedenen Spektrometereinstellungen durchgeführt. Für Spektrometer A existieren u.a. Matrizen mit den Namen `qsdda180.mx14`, `qsdda495.mx4`, `qsdda495.mx12` oder `qsdda600.mx9`, die durch Messung von Elektronen mit Impulsen von 180, 495 und 600 MeV/c bestimmt wurden. Die Zahl am Ende des Matrixnamens ist eine laufende Versionsnummer; steht davor `.mx` statt `.mx1`, ist die betreffende Matrix nur aus Messungen mit einem Punkttarget bestimmt worden und enthält statt experimentell bestimmten nur theoretisch berechnete Koeffizienten zur Rückrechnung von y_0 .

Abweichungen von den theoretisch berechneten Abbildungseigenschaften ergaben sich bei diesen Eichmessungen vor allem bei $p_{ref} \geq 600$ MeV/c. Die Ursache dafür ist, daß dann in den Dipolen die magnetische Induktion mit etwa 1.5 Tesla in den Bereich

⁵ Δp wird aus Gründen der Einfachheit den Spektrometer-Target-Koordinaten zugeordnet, obwohl es unabhängig von der Wahl des Koordinatensystems ist.

qsdda665.mxl				qsdda495.mxl2			
$\langle \Delta p / x \rangle$	$\langle \Theta_0 / x \rangle$	$\langle y_0 / x \rangle$	$\langle \Phi_0 / x \rangle$	$\langle \Delta p / x \rangle$	$\langle \Theta_0 / x \rangle$	$\langle y_0 / x \rangle$	$\langle \Phi_0 / x \rangle$
0.121 $\frac{\%}{\text{cm}}$	0.311 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	0.001 $\frac{\text{cm}}{\text{cm}}$	-0.018 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	0.120 $\frac{\%}{\text{cm}}$	0.313 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	0.000 $\frac{\text{cm}}{\text{cm}}$	0.000 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$
$\langle \Delta p / \Theta \rangle$	$\langle \Theta_0 / \Theta \rangle$	$\langle y_0 / \Theta \rangle$	$\langle \Phi_0 / \Theta \rangle$	$\langle \Delta p / \Theta \rangle$	$\langle \Theta_0 / \Theta \rangle$	$\langle y_0 / \Theta \rangle$	$\langle \Phi_0 / \Theta \rangle$
-0.001 $\frac{\%}{\text{mrad}}$	-0.569 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.001 $\frac{\text{cm}}{\text{mrad}}$	0.012 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.000 $\frac{\%}{\text{mrad}}$	-0.580 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.000 $\frac{\text{cm}}{\text{mrad}}$	0.000 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$
$\langle \Delta p / y \rangle$	$\langle \Theta_0 / y \rangle$	$\langle y_0 / y \rangle$	$\langle \Phi_0 / y \rangle$	$\langle \Delta p / y \rangle$	$\langle \Theta_0 / y \rangle$	$\langle y_0 / y \rangle$	$\langle \Phi_0 / y \rangle$
0.003 $\frac{\%}{\text{cm}}$	0.044 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	-0.331 $\frac{\text{cm}}{\text{cm}}$	-7.495 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	0.000 $\frac{\%}{\text{cm}}$	0.000 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$	-0.370 $\frac{\text{cm}}{\text{cm}}$	-7.379 $\frac{\text{mrad}}{\text{cm}}$
$\langle \Delta p / \Phi \rangle$	$\langle \Theta_0 / \Phi \rangle$	$\langle y_0 / \Phi \rangle$	$\langle \Phi_0 / \Phi \rangle$	$\langle \Delta p / \Phi \rangle$	$\langle \Theta_0 / \Phi \rangle$	$\langle y_0 / \Phi \rangle$	$\langle \Phi_0 / \Phi \rangle$
0.000 $\frac{\%}{\text{mrad}}$	-0.009 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.102 $\frac{\text{cm}}{\text{mrad}}$	0.135 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.000 $\frac{\%}{\text{mrad}}$	0.000 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$	0.103 $\frac{\text{cm}}{\text{mrad}}$	0.145 $\frac{\text{mrad}}{\text{mrad}}$

Tab. 6.1: Koeffizienten erster Ordnung für Spektrometer A aus den Rückrechnungsmatrizen `qsdda665.mxl` und `qsdda495.mxl2`. Da bei der Bestimmung der `qsdda665.mxl` im Gegensatz zur `qsdda495.mxl2` weder nichtsignifikante Koeffizienten eliminiert noch x -abhängige Offsets verwendet wurden, müssen die Unterschiede nicht unbedingt von Sättigungseffekten herrühren.

der Sättigungsmagnetisierung der Eisenjoche kommt, wodurch sich hauptsächlich die Form der Dipolrandfelder ändert. Zur Korrektur der Abbildung wird deshalb der Quadrupol bei $p_{ref} \geq 600$ MeV/c mit 101% statt 98.5% seines Designfeldes betrieben [Sch95]. Bei diesen hohen Referenzimpulsen, wo mit veränderten Abbildungseigenschaften zu rechnen ist, wurde 1992 allerdings keine Eichmessung mit Variation von y_0 durchgeführt, d.h. aus dieser Zeit existieren nur `qsdda600.mx`-Matrizen.

Die bisherigen Messungen mit dem FPP fanden jedoch fast ausschließlich bei $p_{ref} = 630$ MeV/c unter Benutzung langer Targets statt. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine vorläufige Analyse von Eichdaten durchgeführt, die im November 1998 bei $p_{ref} = 635$ MeV/c mit einem verschiebbaren Wasserfilmtarget [Ber00] gewonnen wurden. Trotz der Probleme, die bei den neueren Messungen durch die gegenüber den alten Eichmessungen geänderte Vorgehensweise entstanden sind und trotz der unvollständigen Datenanalyse (siehe [Pos98]), beschreibt die dabei erzeugte vorläufige Matrix `qsdda665.mxl` die Abbildungseigenschaften von Spektrometer A bei $p_{ref} = 630$ MeV/c und Benutzung langer Targets besser als die älteren Rückrechnungsmatrizen. Deshalb wurde bei den in den folgenden Kapiteln beschriebenen Datenanalysen die Matrix `qsdda665.mxl` zur Koordinatenrückrechnung verwendet.

6.4 Die Spin-Transfer-Matrix

Zur Berechnung der Proton-Spin-Präzession auf beliebigen Bahnen in Spektrometer A wurde im Rahmen dieser Arbeit das C++-Programm `QSPIN` (siehe Anhang C) erstellt. Zu vorgegebenen Startkoordinaten $(\Delta p, \Theta_0, y_0, \Phi_0)^{tg}$, einer durch p_{ref} charakterisierten Spektrometereinstellung und einem im Spektrometer-Target-Koordinatensystem vorgegebenen Start-Spin-Vektor \vec{S}^{tg} berechnet dieses Programm in kleinen Schritten iterativ die Entwicklung des Ortsvektors \vec{r} , des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} und des Spin-Vektors \vec{S} durch Integration der sich aus der Lorentzkraft (C.1) und der Thomas-Gleichung (6.2) für die Komponenten dieser Vektoren ergebenden Differential-Gleichungen (C.2-C.10). Die Integration erfolgt numerisch unter Benutzung eines Runge-Kutta-Verfahrens mit variabler Schrittweite nach der Methode von Cash und Karp [Cas90, Pre95]. Die dafür notwendige Berechnung

von Richtung und Stärke der Magnetfeldkomponenten entlang der Teilchenbahn im Spektrometer geschieht in QSPIN auf ähnliche Weise wie in dem Programm RAYTRACE [Kow87], das ursprünglich zum Entwurf der Spektrometeroptik eingesetzt wurde.

In Abbildung 6.3 ist die mit QSPIN berechnete Spin-Präzession von Protonen in Spektrometer A auf drei Beispiel-Bahnen aus drei Perspektiven dargestellt. Die Komponenten des Start-Spins sind für alle Bahnen gleich: $(S_x, S_y, S_z)^{\text{tg}} = (0, 0, 1)$. Auf Bahn (1), der Referenzbahn, geschieht, was man in der „Dipolfeld-Näherung“ erwartet: beim Durchqueren der feldfreien Mitten von Quadrupol und Sextupol bleibt die longitudinale Spin-Stellung unverändert, danach wird der Spin in den Dipolen stärker als die Bahn, aber in derselben Richtung abgelenkt und steht oben im FPP schräg nach hinten. Die Spin-Komponenten vermischen nur in der xz -Ebene, die S_y -Komponente bleibt unberührt.

Auf den Bahnen (2) und (3), die in Θ_0^{tg} , y_0^{tg} und Φ_0^{tg} an den Akzeptanzgrenzen des Spektrometers liegen, wird dagegen schon im Quadrupol ein Großteil der z -Komponente von \vec{S} in y -Richtung gedreht, was sich auf dem weiteren Weg durch die Dipolrandfelder noch fortsetzt. Die Spin-Bewegungen auf diesen beiden Bahnen, auf denen 58 bzw. 72% von S_z^{tg} in S_y^{p} mischen, sind deutliche Beispiele dafür, daß die Spin-Präzession abseits der Spektrometer-Mittelebene massiv von der „Dipolfeld-Näherung“ abweichen kann.

Man beachte, daß QSPIN die Komponenten des Start-Spins im ortsfesten Spektrometer-Target-Koordinatensystem vorgegeben werden, unabhängig von der Startrichtung des Teilchens. Der Start-Spin $(0, 0, 1)^{\text{tg}}$ steht auf den Bahnen (2) und (3) in Abbildung 6.3 nicht longitudinal! Im Gegensatz dazu wird der End-Spin in dem am HDC-Koordinatensystem orientierten Teilchenkoordinatensystem ausgegeben, in dem durch die Kohlenstoffstreuung im FPP die transversalen Polarisationskomponenten gemessen werden (vgl. Abschnitt 5.2).

Um zu zeigen, daß nicht nur die Teilchenbewegung in nichtdispersiver Richtung, sondern auch longitudinale Magnetfeldkomponenten einen großen Anteil an der Abweichung der Spin-Präzession von der „Dipolfeld-Näherung“ haben, wurde der Quellcode von QSPIN vorübergehend so modifiziert, daß nur die transversalen Magnetfeldkomponenten die Berechnung der Spin-Bewegung beeinflussen. Dazu wurde in der reduzierten Thomas-Gleichung (6.2) \vec{B}^{\parallel} explizit auf Null gesetzt. In den Differentialgleichungen für \vec{r} und \vec{v} wurden dagegen weiterhin die vollen Magnetfelder verwendet, damit sich die Bahnverläufe nicht ändern. Bei Verwendung der so modifizierten Version von QSPIN ändert sich der End-Spin im Teilchenkoordinatensystem in Abbildung 6.3

auf Bahn (2) von $(-19.5, 57.8, -79.2)\%$ auf $(2.2, 40.2, -91.5)\%$ und
auf Bahn (3) von $(65.1, -72.2, -23.4)\%$ auf $(83.3, -40.2, -38.1)\%$.

Diese großen Unterschiede verdeutlichen, daß longitudinale Magnetfeldkomponenten bei der Berechnung der Proton-Spin-Präzession in Spektrometer A nicht vernachlässigt werden dürfen, was z.B. in [Boh97] getan wurde.

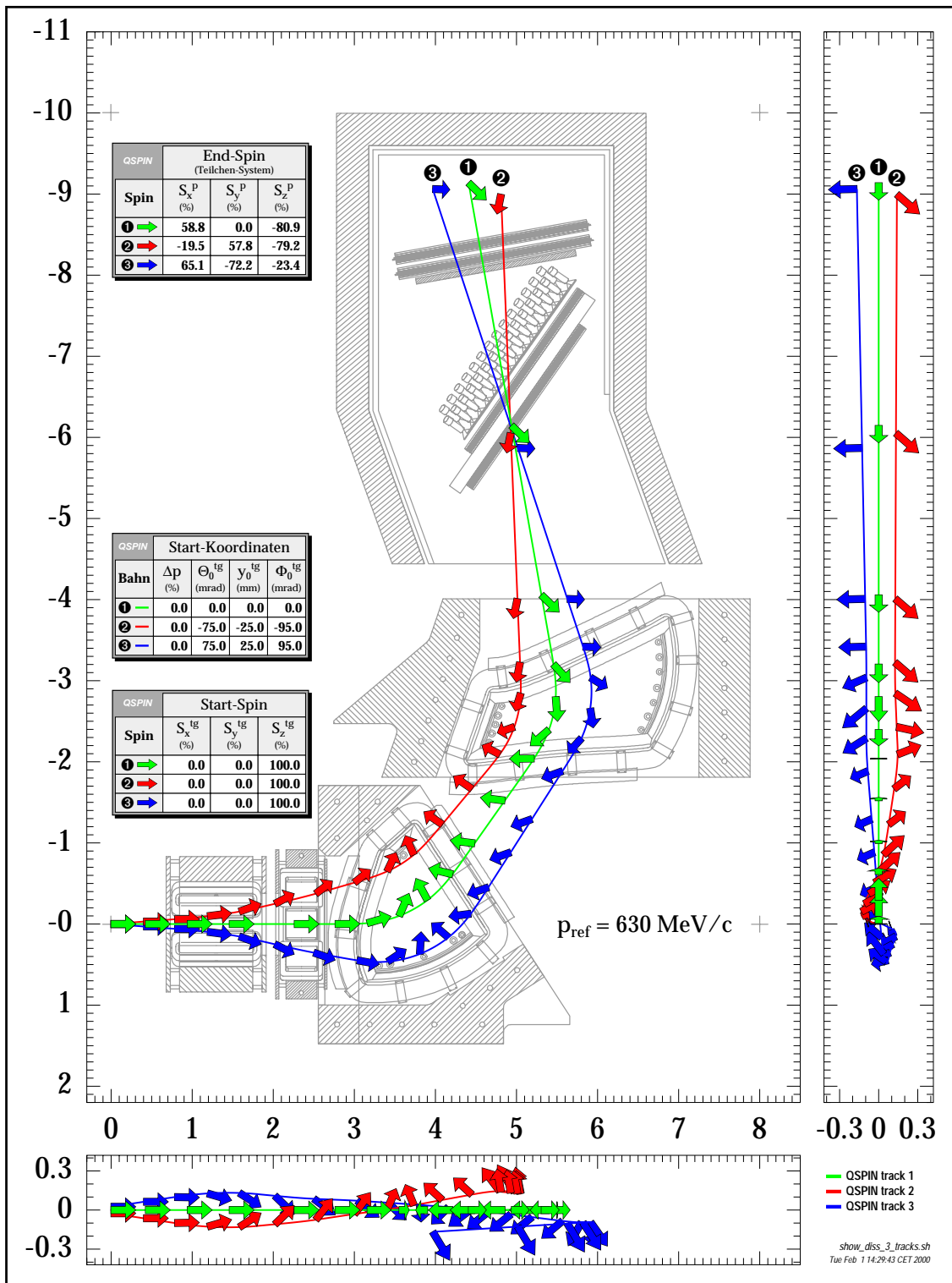


Abb. 6.3: Mit dem Programm QSPIN berechnete Proton-Spin-Präzession auf drei Bahnen in Spektrometer A: der Referenzbahn (1) und den Bahnen (2) und (3), die ebenfalls mit $\Delta p = 0$, aber in Θ_0^{tg} , y_0^{tg} und Φ_0^{tg} von den äußersten Grenzen der Akzeptanz starten. Der Start-Spin ist im Spektrometer-Target-Koordinatensystem in z -Richtung gewählt (und auf den Bahnen (2) und (3) nicht longitudinal!).

In Gegensatz zur Bahn eines Teilchens, die abgesehen von Sättigungseffekten grundsätzlich nur von Δp , Θ_0^{tg} , y_0^{tg} und Φ_0^{tg} abhängt, ist seine Spin-Präzession zusätzlich eine explizite Funktion von p_{ref} . Trotz der komplexen Bewegungsabläufe handelt es sich aber bei der Spin-Präzession immer nur um aufeinanderfolgende Drehungen, d.h. der Zusammenhang zwischen der Spin-Stellung \vec{S}^p im Teilchenkoordinatensystem im FPP und seiner Richtung \vec{S}^{tg} im Spektrometer-Target-Koordinatensystem am Anfang einer Bahn läßt sich durch eine Drehmatrix M ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix}^p = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix}^{\text{tg}}. \quad (6.5)$$

Die Matrix M wird im folgenden als *Spin-Transfer-Matrix* (STM) bezeichnet. Die komplizierte Abhängigkeit ihrer Elemente $M_{\kappa\lambda}$ von Δp , Θ_0^{tg} , y_0^{tg} , Φ_0^{tg} und p_{ref} läßt sich, ähnlich wie bei der Koordinatenrückrechnung (siehe Gleichung (6.4)), in Polynome entwickeln:

$$M_{\kappa\lambda} = \sum_{ijklm} \langle M_{\kappa\lambda} | \Delta p^i \Theta_0^j y_0^k \Phi_0^l p_{ref}^m \rangle \Delta p^i \Theta_0^j y_0^k \Phi_0^l p_{ref}^m, \quad (6.6)$$

mit $i, j, k, l, m \in \mathbb{N}_0$ und $\kappa, \lambda \in \{x, y, z\}$.

Zur Bestimmung der Koeffizienten $\langle M_{\kappa\lambda} | \Delta p^i \Theta_0^j y_0^k \Phi_0^l p_{ref}^m \rangle$ wurde mit QSPIN zu den Start-Spins $(1, 0, 0)^{\text{tg}}$, $(0, 1, 0)^{\text{tg}}$ und $(0, 0, 1)^{\text{tg}}$ auf jeweils 1715 über die Akzeptanz in Δp , Θ_0^{tg} , y_0^{tg} und Φ_0^{tg} verteilten Bahnen (siehe Anhang C.5) bei 6 verschiedenen p_{ref} zwischen 480 und 630 MeV/c die Stellung des End-Spins im Teilchenkoordinatensystem im FPP berechnet. Kleinere Referenzimpulse wurden nicht berücksichtigt, da das FPP dort wegen der kleinen Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke (vgl. Abb. 3.3) wahrscheinlich nicht zum Einsatz kommen wird.

An die so erzeugten Pseudodaten wurden die Koeffizienten $\langle M_{\kappa\lambda} | \Delta p^i \Theta_0^j y_0^k \Phi_0^l p_{ref}^m \rangle$ der neun 5-dimensionalen Polynome $M_{\kappa\lambda}(\Delta p, \Theta_0^{\text{tg}}, y_0^{\text{tg}}, \Phi_0^{\text{tg}}, p_{ref})$ durch χ^2 -Minimierung angepaßt. Wegen der 5 Dimensionen wurden die Polynomentwicklungen auf kleine Ordnungen beschränkt: in Δp auf $i = 2$, in Θ_0^{tg} auf $j = 4$, in y_0^{tg} auf $k = 2$, in Φ_0^{tg} auf $l = 4$ und in p_{ref} auf $m = 2$, sonst würde die Anzahl N der Koeffizienten pro Polynom, die mit den Ordnungen gemäß

$$N = (i + 1)(j + 1)(k + 2)(l + 1)(m + 1)$$

ansteigt, zu groß. Bei den χ^2 -Minimierungen müssen $N \times N$ -Matrizen invertiert werden, was ab etwa $N \geq 1000$ auf den Computern der heutigen Generation wegen zu langer Rechenzeiten und zu großen Arbeitsspeicherbedarfs problematisch wird. Die Auswahl der maximalen Ordnungen in den einzelnen Variablen erfolgte nach dem Kriterium, ob die Hinzunahme der nächsten oder übernächsten Polynomordnung das χ^2 nach der Fitprozedur signifikant verkleinerte oder nicht.

Aus den gewählten maximalen Ordnungen (24242) ergäben sich theoretisch 675 Koeffizienten für jedes Polynom. Wegen der Mittelebenensymmetrie des Spektrometers

können die neun $M_{\kappa\lambda}$ jedoch in zwei Gruppen aufgeteilt werden: die $M_{\kappa\lambda}^{360}$, die nur die 360 Terme mit geraden Mischordnungen von y_0^{tg} und Φ_0^{tg} enthalten ($k+l$ gerade), und die $M_{\kappa\lambda}^{315}$, die nur die 315 Terme mit ungeraden Mischordnungen von y_0^{tg} und Φ_0^{tg} enthalten ($k+l$ ungerade). Diese beiden Polynomtypen verteilen sich folgendermaßen über die STM:

$$M = \begin{pmatrix} M_{xx}^{360} & M_{xy}^{315} & M_{xz}^{360} \\ M_{yx}^{315} & M_{yy}^{360} & M_{yz}^{315} \\ M_{zx}^{360} & M_{zy}^{315} & M_{zz}^{360} \end{pmatrix}, \quad (6.7)$$

bei deren Bestimmung damit insgesamt 3060 Koeffizienten angepaßt werden müssen. Die mit der fertigen STM berechneten End-Spin-Komponenten im FPP weichen im Mittel um weniger als 0.3% (von $|\vec{S}|$) von dem Ergebnis der direkten Berechnung mit QSPIN ab. Selbst auf exotischen Bahnen an den Akzeptanzrändern ergeben sich keine Abweichungen größer als 1%.

Die Abweichung der QSPIN-Rechnung von der wirklichen Proton-Spin-Präzession in Spektrometer A ist wahrscheinlich größer (vgl. Anhang C.4). Eine experimentelle Bestimmung der STM über die volle Spektrometer-Akzeptanz durch Eichmessungen, analog zum „Experimental Raytracing“ für die Koordinatenrückrechnung (vgl. Abschnitt 6.3) ist jedoch innerhalb vertretbarer Meßzeiten nicht mit der nötigen differentiellen Genauigkeit durchführbar. In Kapitel 7 werden wir sehen, daß bei mehrtägigen elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen bei festen Δp und p_{ref} der Verlauf der Proton-Polarisationen gegen Θ_0^{tg} , y_0^{tg} oder Φ_0^{tg} , selbst bei Mittelung über die beiden jeweils übrigen Variablen, nur mit Genauigkeiten im Bereich einiger Prozent gemessen werden kann.

6.5 Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene

Mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Spin-Transfer-Matrix läßt sich die Stellung des Polarisationsvektors \vec{P}^{p} im Teilchenkoordinatensystem im FPP aus seiner Stellung \vec{P}^{tg} im Spektrometer-Target-Koordinatensystem vor der Spin-Präzession berechnen. Im Experiment tritt jedoch das umgekehrte Problem auf: Aus den im FPP gemessenen Polarisationskomponenten muß \vec{P}^{tg} berechnet werden. Rein mathematisch müßte dazu nur die STM invertiert werden: $\vec{P}^{\text{tg}} = M^{-1} \cdot \vec{P}^{\text{p}}$. Da im FPP jedoch nur die beiden transversalen Polarisationskomponenten meßbar sind, übersetzt sich Gleichung (6.5) in der Praxis nur zu

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix}^{\text{p}} = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}^{\text{tg}}. \quad (6.8)$$

Diese Abbildung ist *nicht* invertierbar. Bei der Diskussion der Teilchenbewegung in dispersiver Spektrometerrichtung wurde jedoch in Abschnitt 6.2 bereits im Rahmen

der „Dipolfeld-Näherung“ gezeigt, daß die Beiträge von P_x^{tg} und P_z^{tg} zu P_x^{p} abhängig vom Gesamtablenkwinkel der Bahn im Spektrometer stark variieren, und daher P_x^{tg} und P_z^{tg} über diese Abhängigkeit separiert werden können. In dem Formalismus von Gleichung (6.8) spiegelt sich dieser Sachverhalt in stark verschiedenen Θ_0^{tg} -Abhängigkeiten von M_{xx} und M_{xz} wider. Die Hinzunahme der in „Dipolfeld-Näherung“ verschwindenden Matrixelemente M_{yx} , M_{xy} und M_{yz} und die zusätzliche Abhängigkeit von Δp , y_0^{tg} , Φ_0^{tg} und p_{ref} machen lediglich einen allgemeineren Separationsansatz erforderlich, da nun jeweils alle 3 Komponenten von \vec{P}^{tg} zu P_x^{p} und P_y^{p} beitragen.

Die Bestimmung der Polarisationskomponenten im Spektrometer-Target-Koordinatensystem ist jedoch nicht das endgültige Ziel: Wie bereits am Anfang des Kapitels angesprochen wurde, sind die relevanten Observablen bei einer Streureaktion vom Typ A(\vec{e}, \vec{e}')B die Polarisationskomponenten der Protonen in Koordinatensystemen, die unabhängig vom jeweiligen experimentellen Umfeld durch die Impulse der ein- und auslaufenden Teilchen definiert werden. Wir konzentrieren uns deshalb im folgenden auf die Messung der Proton-Polarisationskomponenten bezüglich des Streuebenen-Koordinatensystems (siehe Anhang A).

Das Streuebenen-Koordinatensystem ist im Gegensatz zu dem Spektrometer-Target-Koordinatensystem oder dem Hallen-Koordinatensystem nicht ortsfest. Seine Lage bezüglich dieser Systeme variiert von Streuereignis zu Streuereignis mit den Winkeln Θ_e^{h} und Φ_e^{h} des nach der Streuung auslaufenden Elektrons (vgl. Abbildung A.1.b) und dem Betrag seines Impulses $|\vec{p}_{e'}|$, deren Variation nur von der Akzeptanz des Elektronenspektrometers (zumeist Spektrometer B) begrenzt wird. Mit Φ_e^{h} und $|\vec{p}_{e'}|$ ändern sich dabei auch direkt kinematische Größen der Streureaktion: der Impulsübertrag \vec{q} und der Elektronstreuwinkel Θ_e . Die Variation in Θ_e^{h} läßt dagegen in erster Näherung die Kinematik der physikalischen Reaktion unbeeinflusst⁶, führt jedoch zur Verkippung des Streuebenen-Koordinatensystems gegenüber dem Hallen-Koordinatensystem. Auch der Impulsbetrag $|\vec{p}_e|$ der einlaufenden Strahlelektronen beeinflußt die Lage des Streuebenen-Koordinatensystems, wenn auch bei konstanter Strahlenergie nur sehr wenig⁷.

Die Polarisationskomponenten lassen sich aus dem Streuebenen- in das Spektrometer-Target-Koordinatensystem mit Hilfe einer Matrix T projizieren, deren Elemente $T_{\lambda\xi}$ aus den Skalarprodukten der Einheitsvektoren in den Achsenrichtungen der beiden Koordinatensysteme (siehe Gleichungen (A.2) und (A.8)) gebildet werden:

$$T_{\lambda\xi} = \hat{\lambda}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{\xi}^{\text{sp}} \quad , \quad \lambda, \xi \in \{x, y, z\} . \quad (6.9)$$

Die Orientierung des Target-Koordinatensystems von Spektrometer A wird dabei nur bestimmt von dem Winkel Φ_A , unter dem das Spektrometer in der Hallenebene zum auslaufenden Strahl aufgestellt ist (vgl. Abb. A.1.a).

⁶Es gilt: $\Theta_e = \arccos(\cos \Theta_e^{\text{h}} \cos \Phi_e^{\text{h}})$, wobei $\Theta_e^{\text{h}} \in [-70, 70]$ mrad in Spektrometer B und C, d.h. $\cos \Theta_e^{\text{h}} \in [0.9975, 1.0]$. Daher dominiert $\Phi_e^{\text{h}} \in [-160, -7]^\circ$ Θ_e in der Regel.

⁷Hier ist nicht nur die wirklich vernachlässigbar kleine Energiebreite des MAMI-Strahls von wenigen keV [Jah98] zu berücksichtigen, sondern auch der Energieverlust in einem langen Target (siehe z.B. Abb. 2.4), der $|\vec{p}_e|$ abhängig vom Reaktionsort um mehr als 1 MeV verringern kann.

Mit Gleichung (6.9) ergibt sich aus Gleichung (6.8) der explizite Zusammenhang zwischen den beiden Polarisationskomponenten, die im FPP meßbar sind, und den eigentlich interessierenden Komponenten des Polarisationsvektors in der Streuebene:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix}^P = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{x}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{x}^{\text{sp}} & \hat{x}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{y}^{\text{sp}} & \hat{x}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{z}^{\text{sp}} \\ \hat{y}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{x}^{\text{sp}} & \hat{y}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{y}^{\text{sp}} & \hat{y}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{z}^{\text{sp}} \\ \hat{z}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{x}^{\text{sp}} & \hat{z}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{y}^{\text{sp}} & \hat{z}_A^{\text{tg}} \cdot \hat{z}^{\text{sp}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}^{\text{sp}}, \quad (6.10)$$

oder, komponentenweise mit Hilfe von Summen ausgedrückt:

$$P_\kappa^P = \sum_{\lambda=x}^z \sum_{\xi=x}^z M_{\kappa\lambda}(\Delta p, \Theta_0^{\text{tg}}, y_0^{\text{tg}}, \Phi_0^{\text{tg}}, p_{ref}) T_{\lambda\xi}(\Theta_e^{\text{h}}, \Phi_e^{\text{h}}, |\vec{p}_{e'}|, |\vec{p}_e|, \Phi_A) P_\xi^{\text{sp}}, \quad (6.11)$$

mit $\kappa = x, y$. Die Multiplikation der beiden Matrizen M und T zur Abbildungsmatrix F mit den Elementen

$$F_{\kappa\xi}(\vec{x}) = \sum_{\lambda=x}^z M_{\kappa\lambda} \cdot T_{\lambda\xi}, \quad (6.12)$$

und $\vec{x} = (\Delta p, \Theta_0^{\text{tg}}, y_0^{\text{tg}}, \Phi_0^{\text{tg}}, p_{ref}, \Theta_e^{\text{h}}, \Phi_e^{\text{h}}, |\vec{p}_{e'}|, |\vec{p}_e|, \Phi_A)$, reduziert Gleichung (6.11) auf

$$P_\kappa^P = \sum_{\xi=x}^z F_{\kappa\xi}(\vec{x}) P_\xi^{\text{sp}}. \quad (6.13)$$

χ^2 -Minimierung

Zur Separation der Komponenten von \vec{P}^{sp} müssen beim Experiment die transversalen Proton-Polarisationskomponenten im FPP für verschiedene Unterbereiche von \vec{x} getrennt bestimmt werden. Liegen aus insgesamt N_D Unterbereichen die Meßwerte $P_{x,i}^P(\vec{x}_i)$ und $P_{y,i}^P(\vec{x}_i)$ mit den Fehlern $\Delta P_{x,i}^P(\vec{x}_i)$ und $\Delta P_{y,i}^P(\vec{x}_i)$ vor, so können unter der Voraussetzung, daß \vec{P}^{sp} selbst keine Funktion von \vec{x} ist⁸, seine Komponenten durch die Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_D} \left(\left[\frac{P_{x,i}^P(\vec{x}_i) - \sum_{\xi=x}^z F_{x\xi}(\vec{x}_i) P_\xi^{\text{sp}}}{\Delta P_{x,i}^P(\vec{x}_i)} \right]^2 + \left[\frac{P_{y,i}^P(\vec{x}_i) - \sum_{\xi=x}^z F_{y\xi}(\vec{x}_i) P_\xi^{\text{sp}}}{\Delta P_{y,i}^P(\vec{x}_i)} \right]^2 \right) \quad (6.14)$$

an die Meßwerte angepaßt werden. Die Bedingung für das Vorliegen eines Minimums in P_ξ^{sp} , $\frac{\partial \chi^2}{\partial P_\xi^{\text{sp}}} = 0$, führt zu einer Matrixgleichung der Form

$$A \cdot \vec{P}^{\text{sp}} = \vec{b}, \quad (6.15)$$

⁸Sind auch die Komponenten von \vec{P}^{sp} Funktionen von Komponenten von \vec{x} , so sollten anstelle der konstanten P_ξ^{sp} in Gleichung (6.14) die linearen Parameter dieser Funktionen durch die χ^2 -Minimierung bestimmt werden. Wird dessen ungeachtet mit dem Ansatz konstanter P_ξ^{sp} gearbeitet, so müssen eventuelle Verfälschungen der Ergebnisse untersucht und gegebenenfalls korrigiert werden (vgl. Kapitel 8, Abschnitt 8.9.2).

wobei die Elemente der 3×3 Matrix A ,

$$A_{\xi\mu} = \sum_{i=1}^{N_D} \left(\frac{F_{x\xi}(\vec{x}_i) F_{x\mu}(\vec{x}_i)}{(\Delta P_{x,i}^p(\vec{x}_i))^2} + \frac{F_{y\xi}(\vec{x}_i) F_{y\mu}(\vec{x}_i)}{(\Delta P_{y,i}^p(\vec{x}_i))^2} \right), \quad (6.16)$$

und die Komponenten des Vektors \vec{b} ,

$$b_\mu = \sum_{i=1}^{N_D} \left(\frac{P_{x,i}^p(\vec{x}_i) F_{x\mu}(\vec{x}_i)}{(\Delta P_{x,i}^p(\vec{x}_i))^2} + \frac{P_{y,i}^p(\vec{x}_i) F_{y\mu}(\vec{x}_i)}{(\Delta P_{y,i}^p(\vec{x}_i))^2} \right), \quad (6.17)$$

aus den Meßwerten $P_{\kappa,i}^p(\vec{x}_i)$, ihren Fehlern $\Delta P_{\kappa,i}^p(\vec{x}_i)$ und den bekannten Abbildungsfunktionen $F_{\kappa\lambda}(\vec{x}_i)$ berechnet werden können.

Das C-Programm `SCF_FitSB`, das im Rahmen dieser Arbeit zur Anpassung der Polarisationskomponenten in der Streuebene an die gemessenen transversalen Polarisationskomponenten im FPP geschrieben wurde, invertiert die Matrix A durch Gauss-Jordan-Elimination [Pre95] und multipliziert die invertierte Matrix A^{-1} von links an Gleichung (6.15). Man erhält

$$\vec{P}^{\text{sp}} = A^{-1} \cdot \vec{b}. \quad (6.18)$$

Die Fehler der so bestimmten Komponenten von \vec{P}^{sp} ergeben sich aus den Diagonalelementen der invertierten Matrix A^{-1} :

$$\Delta P_\mu^{\text{sp}} = \sqrt{(A^{-1})_{\mu\mu}} \quad , \mu \in \{x, y, z\}. \quad (6.19)$$

Binierung in den Komponenten von \vec{x}

Bei konkreten Streuexperimenten ist es normalerweise nicht notwendig, differentiell in allen 10 Komponenten von $\vec{x} = (\Delta p, \Theta_0^{\text{tg}}, y_0^{\text{tg}}, \Phi_0^{\text{tg}}, p_{\text{ref}}, \Theta_e^{\text{h}}, \Phi_e^{\text{h}}, |\vec{p}_{e'}|, |\vec{p}_e|, \Phi_A)$ die Polarisationskomponenten im FPP getrennt in Unterbereichen („Bins“) zu bestimmen. Es sollte hauptsächlich in denjenigen Komponenten biniert werden, von deren Variation im Experiment die Elemente der Abbildungsmatrix F möglichst stark und die Polarisationskomponenten in der Streuebene möglichst wenig abhängen, was z.B. in guter Näherung auf y_0^{tg} und Θ_e^{h} zutrifft.

In Größen, die über eine Messung hinweg konstant bleiben, was z.B. oft für $|\vec{p}_{e'}|$, p_{ref} oder Φ_A gilt, entfällt die Binierung. Bei einer Messung mit Dünnschichttarget wird auch die Binierung in y_0^{tg} überflüssig. Sind zwei Größen stark miteinander korreliert, so ist die Binierung in einer der beiden Größen ausreichend. Es ist also stark von dem jeweiligen Streuexperiment abhängig, in welchen Komponenten von \vec{x} die Binierung sinnvoll ist. Zur Rückrechnung der Polarisierungen bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Streuexperimenten (siehe Kapitel 7 und 8) wurden die Daten im FPP in Δp , Θ_0^{tg} , y_0^{tg} , Φ_0^{tg} und Θ_e^{h} biniert. Dabei wurden die Akzeptanzen jeweils in 5 Bins aufgeteilt, woraus sich eine Gesamtzahl von 3125 Bins ergibt.

Während der ereignisweisen Datenanalyse werden zu jedem der Bins die Größen aller dazugehörigen Großwinkelstreuereignisse im FPP, die zur Berechnung der transversalen Polarisationskomponenten und ihrer Fehler benötigt werden (also die N^i , A_C , A_C^2 , A_x^f und A_y^f , vgl. Abschnitte 5.4 und 5.8), getrennt nach Helizitäten aufsummiert. Darüber hinaus werden zu den Ereignissen in jedem Bin auch die Komponenten von \vec{x} aufsummiert, damit deren Mittelwerte für jedes Bin getrennt berechnet werden können.

Die Berechnung der helizitätsabhängigen und -unabhängigen transversalen Polarisationskomponenten im FPP, ihrer Fehler und der Mittelwerte der Komponenten von \vec{x} aus den Summen zu jedem Bin erfolgt nach Beendigung der ereignisweisen Datenanalyse⁹. Danach werden die helizitätsabhängigen und die helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten in der Streuebene getrennt an diese Daten anpaßt, wobei nur Bins berücksichtigt werden, in die Ereignisse mit positiver *und* negativer Helizität einsortiert wurden, d.h. in denen den Polarisationskomponenten echte Helizitätssummen und -differenzen zugrunde liegen.

Ein alternativer Ansatz mit „ereignisweiser Polarisationsrückrechnung“ in die Streuebene, der ohne die geschilderte Binierung auskäme, wurde in dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht weiter verfolgt, da dazu erhebliche Änderungen in dem geschilderten Formalismus notwendig gewesen wären¹⁰.

⁹Dazu werden die binweise aufsummierten Größen an das Programm `SCF_FitSB` über die Datei `SCF.dat` weitergegeben, siehe auch Anhang D.2.

¹⁰Ein wesentlicher Gesichtspunkt ist dabei die Frage, ob durch eine solche Vorgehensweise der Vorteil der Unterdrückung der systematischen Detektorfehler durch die direkte Bildung der Helizitätsdifferenz im FPP verloren geht.

Kapitel 7

Elastische Elektron-Proton-Streuung

Mit Hilfe der Formfaktoren des Protons (Abschnitt 7.1) kann bei der elastischen Streuung polarisierter Elektronen am freien Proton der Polarisationsübertrag auf das Rückstoßproton berechnet werden. Der Formalismus dazu wird in Abschnitt 7.2 vorgestellt.

Experimente vom Typ $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ wurden deshalb mehrfach im Rahmen dieser Arbeit an der 3-Spektrometer-Anlage durchgeführt, wobei die Proton-Rückstoßpolarisation mit dem FPP in Spektrometer A gemessen wurde. Eine Beschreibung und ein Überblick über die Kinematiken dieser Messungen wird in Abschnitt 7.3 gegeben.

Der Hauptzweck dieser Experimente bestand in der Überprüfung der Spin-Transfer-Matrix (vgl. Abschnitt 6.4) und der Prozedur zur Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene (vgl. Abschnitt 6.5), worauf in den Abschnitten 7.5 und 7.6 eingegangen wird. Die Quellen systematischer Fehler und ihre Auswirkung auf die Bestimmung der Polarisationskomponenten in der Streuebene werden in Abschnitt 7.7 diskutiert.

Die Konstanz der Elektronenstrahl-Polarisation und die Optimierung ihrer longitudinalen Stellung in der A1-Halle, die aus Ermangelung eines Elektronenstrahl-Polarimeters über den Umweg der elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung mit Messung der Proton-Rückstoßpolarisation im FPP durchgeführt wurde, sind die Themen der Abschnitte 7.8 und 7.9. Schließlich wird in Abschnitt 7.10 vorgestellt, welche Rückschlüsse sich umgekehrt aus diesen Experimenten über das Verhältnis zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Sachs-Formfaktor des Protons ergeben.

Die hier beschriebenen elastischen Streuexperimente stellen zusätzlich gute Kalibrationsmessungen für die „N- Δ -Messungen“ dar, die in Kapitel 8 beschrieben werden, da die Protonen im FPP bei beiden Messungen unter sehr ähnlichen Bedingungen nachgewiesen wurden. So können z.B. die hier gewonnen Erkenntnisse über die falschen Asymmetrien im FPP (siehe Abschnitt 5.8) oder den Verlauf der Analyserstärke für $\Theta_s \geq 20^\circ$ (siehe Abschnitt 5.6) bei der Analyse der N- Δ -Messungen verwendet werden.

7.1 Sachs-Formfaktoren des Protons

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung eines Elektrons an einem Proton wird durch die *Rosenbluth-Formel* [Ros50] beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{E'}{E} \left(\frac{G_E^p{}^2 + \tau G_M^p{}^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^p{}^2 \tan^2 \frac{\Theta_e}{2} \right). \quad (7.1)$$

Ladung und Spin des (hochrelativistischen) Elektrons werden in dieser Formel in dem *Mott-Wirkungsquerschnitt* [Mot29]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\Theta_e}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\Theta_e}{2}} \quad (7.2)$$

berücksichtigt, wobei $\alpha \approx 1/137$ die elektromagnetische Feinstrukturkonstante und Θ_e der Elektronstreuwinkel ist. Das Verhältnis zwischen der Energie des auslaufenden Elektrons E' und der des einlaufenden Elektrons E im Laborsystem wird als *Rückstoßfaktor* bezeichnet,

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{m_p} \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}}. \quad (7.3)$$

Der restliche Teil der Rosenbluth-Formel (7.1), der Ausdruck in dem rechten Klammerpaar, enthält den Einfluß der Ladungs-, Strom- und Magnetisierungs-Verteilung innerhalb des Protons auf den Streuprozeß: G_E^p ist der *elektrische* und G_M^p der *magnetische Sachs-Formfaktor* [Sac62] des Protons.

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_p^2} \quad (7.4)$$

ist ein kinematischer Faktor proportional zum Quadrat der Viererimpulsübertragunges Q (vgl. Anhang A).

G_E^p und G_M^p sind Funktionen von Q^2 . Bei $Q^2 = 0$ ist G_E^p gleich der auf die Elementarladung e normierten elektrischen Ladung und G_M^p gleich dem auf das Kernmagneton μ_N normierten magnetischen Moment des Protons:

$$G_E^p(Q^2 = 0) = 1 \quad \text{und} \quad G_M^p(Q^2 = 0) = \frac{g_p}{2} = 2.793. \quad (7.5)$$

Die Q^2 -Abhängigkeit von G_E^p und G_M^p wird in guter Näherung von dem sogenannten *Dipolfit* beschrieben

$$G^{\text{Dipol}}(Q^2) = G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{2.793} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2}\right)^2}. \quad (7.6)$$

Erst durch präzise Experimente zeigen sich Abweichungen der Q^2 -Abhängigkeiten von G_E^p und G_M^p von dem Dipolfit. Ein Fit an die entsprechenden Messungen, die bis 1979 vorlagen, aber zumindest für $Q^2 \leq 0.3$ (GeV/c)² im wesentlichen noch immer den aktuellen Stand repräsentieren, wird von [Sim80] angegeben:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{0.312}{1 + \frac{Q^2}{0.2336 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} + \frac{1.312}{1 + \frac{Q^2}{0.5848 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} - \frac{0.709}{1 + \frac{Q^2}{1.7164 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} + \frac{0.085}{1 + \frac{Q^2}{6.0042 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} \quad (7.7)$$

$$\frac{G_M^p(Q^2)}{2.793} = \frac{0.694}{1 + \frac{Q^2}{0.3310 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} + \frac{0.719}{1 + \frac{Q^2}{0.5848 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} - \frac{0.418}{1 + \frac{Q^2}{1.7164 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} + \frac{0.005}{1 + \frac{Q^2}{13.839 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}}} \quad (7.8)$$

Nach diesem Fit steigt die Abweichung von G_E^p vom Dipolfit bis etwa 0.2 (GeV/c)² näherungsweise linear mit Q^2 an, wo sie ca. -2.5% (relativ) beträgt, und bleibt auch bei größeren Q^2 negativ. Die Abweichung von G_M^p vom Dipolfit verläuft nach Gleichung (7.8) bis 0.2 (GeV/c)² (beträgt dort ca. -1.5%) ähnlich wie die von G_E^p , wechselt jedoch oberhalb davon (bei 0.47 (GeV/c)²) das Vorzeichen, und liegt bei 2.0 (GeV/c)² bei fast $+6\%$.

Neuere Messungen (siehe [Jon00] und Referenzen dort) zeigen, daß G_M^p auch im Bereich zwischen 2 und 5 (GeV/c)² dicht ($\leq +6\%$) oberhalb des Dipolfits verläuft, während G_E^p in diesem Bereich mit steigendem Q^2 bedeutend stärker als der Dipolfit abfällt (ca. -40% Abweichung bei 3.5 (GeV/c)²).

Der Dipolverlauf der Formfaktoren im Impulsraum entspricht exponentiell nach außen abfallenden Ladungs- und Magnetisierungsverteilungen des Protons im Ortsraum¹. Der RMS²-Ladungsradius des Protons ergibt sich aus der Steigung von $G_E^p(Q^2)$ bei $Q^2 \rightarrow 0$ nach [Sim80] zu

$$\sqrt{\langle r_E^2 \rangle_p} = \sqrt{-6 \frac{dG_E^p(Q^2)}{dQ^2}} \Big|_{Q^2=0} = (0.862 \pm 0.012) \text{ fm} . \quad (7.9)$$

7.2 Polarisationsübertrag

Bei der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an ruhenden Protonen ist der Einfluß der transversalen Polarisationskomponenten des Elektrons gegenüber dem der longitudinalen mit dem Lorentzfaktor $\gamma_e = E/m_e$, wobei $m_e = 0.511$ MeV die Elektronenmasse ist, unterdrückt (vgl. [Sco59]) und damit bei Experimenten mit der nominellen MAMI-Strahlenergie von $E = 855$ MeV vernachlässigbar.

¹Diese Aussage beruht auf der Interpretation der Formfaktoren als Fouriertransformierte der Ortsraumverteilung, die nicht völlig korrekt ist. Sie gilt für ein Koordinatensystem, in dem der Energieübertrag ω verschwindet („Breit-System“), d.h. $|Q^2| = |\vec{q}|^2$ ist, dessen Relativbewegung zum Ortsraum jedoch wiederum selbst von Q^2 abhängt.

²RMS: **R**oot **M**ean **S**quare

Die Komponenten der Proton-Rückstoßpolarisation bezüglich des Streuebenen-Koordinatensystems (siehe Abbildung A.2 in Anhang A) ergeben sich bei dieser Reaktion aus der longitudinalen Elektronenpolarisation P_e nach [Arn81] zu:

$$P_x^{\text{SP}} = \frac{a G_E^p G_M^p}{G_E^{p2} + c G_M^{p2}} P_e, \quad (7.10)$$

$$P_y^{\text{SP}} = 0 \quad (7.11)$$

$$\text{und } P_z^{\text{SP}} = \frac{b G_M^{p2}}{G_E^{p2} + c G_M^{p2}} P_e \quad (7.12)$$

mit

$$a = -2\sqrt{\tau(1+\tau)} \tan \frac{\Theta_e}{2}, \quad (7.13)$$

$$b = 2\tau\sqrt{1+\tau} \sqrt{1+\tau \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}} \frac{\tan \frac{\Theta_e}{2}}{\cos \frac{\Theta_e}{2}} \quad (7.14)$$

$$\text{und } c = \tau \left(1 + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\Theta_e}{2} \right). \quad (7.15)$$

Da bei der elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung das Rückstoßproton in Richtung der Impulsübertrages \vec{q} und damit in \hat{z} -Richtung des Streuebenen-Koordinatensystems ausläuft, ist P_z^{SP} hier mit der longitudinalen, P_x^{SP} mit der transversalen und P_y^{SP} mit der normalen Proton-Polarisationskomponente identisch.

Durch Kürzen der Brüche auf den rechten Seiten der Gleichungen (7.10) und (7.12) mit G_M^{p2} wird deutlich, daß der Polarisationsübertrag auf das Proton nur von dem Verhältnis G_E^p/G_M^p abhängt und nicht von der absoluten Größe der Formfaktoren. Dementsprechend erlaubt die Messung der Proton-Rückstoßpolarisation auch nur die Bestimmung dieses Verhältnisses und nicht die Separation von G_E^p und G_M^p . Aus dem Verhältnis von Gleichung (7.10) zu Gleichung (7.12) ergibt sich

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = \frac{b P_x^{\text{SP}}}{a P_z^{\text{SP}}} = -\frac{P_x^{\text{SP}}}{P_z^{\text{SP}}} \frac{(E + E')}{2 m_p} \tan \frac{\Theta_e}{2}. \quad (7.16)$$

Durch Auflösen von Gleichung (7.12) nach G_E^p/G_M^p und Einsetzen dieses Ausdrucks in Gleichung (7.10) erhält man

$$P_e = \frac{b}{a^2} \frac{P_x^{\text{SP}2}}{P_z^{\text{SP}}} + \frac{c}{b} P_z^{\text{SP}}, \quad (7.17)$$

d.h. aus gemessenen Proton-Rückstoßpolarisationskomponenten läßt sich die longitudinale Elektronenstrahlpolarisation *unabhängig* von G_E^p und G_M^p bestimmen.

Kinematik (Laborsystem)				FPP		Pol.-Übertrag			Messung
Θ_e (°)	$ \vec{p}_{e'} $ ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	Θ_p (°)	$ \vec{p}_p $ ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$T_{CC}^{7\text{cm}}$ (MeV)	A_C^{McN}	$\frac{P_s^{\text{SP}}}{P_e}$ (%)	$\frac{P_z^{\text{SP}}}{P_e}$ (%)	$\frac{ P^{\text{SP}} }{P_e}$ (%)	
-34.1	739	59.6	480	50	0.02	-27.9	20.5	34.6	
-37.4	719	57.1	521	82	0.14	-31.0	24.9	39.7	
-40.0	704	55.2	551	102	0.24	-33.2	28.3	43.6	
-42.6	689	53.3	581	122	0.32	-35.2	32.0	47.6	
-45.4	672	51.4	612	142	0.41	-37.2	35.9	51.7	
-48.2	655	49.5	643	162	0.47	-39.0	39.9	55.8	ST2
-50.6	641	47.9	668	178	0.51	-40.3	43.2	59.1	ST4ff
-54.4	619	45.5	705	203	0.53	-41.9	48.3	64.0	ST3
-57.6	601	43.6	735	222	0.53	-43.0	52.4	67.8	
-61.5	579	41.3	770	246	0.51	-43.9	57.2	72.2	

Tab. 7.1: Kinematiken bei der elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung von 854.2 MeV Elektronen an ruhenden Protonen. Die Spalten 1–4 zeigen die Streuwinkel und die Impulse (ohne Energieverlustkorrekturen) der auslaufenden Teilchen, Spalte 5 die kinetische Protonenergie $T_{CC}^{7\text{cm}}$ in der Mitte des 7 cm dicken Kohlenstoffanalysators im FPP in Spektrometer A (nach Energieverlust oberhalb der Fokalebene), Spalte 6 die zu $T_{CC}^{7\text{cm}}$ gehörige Analysierstärke nach [McN85] (gemittelt über $\Theta_s = 7\text{--}20^\circ$) und die Spalten 7–9 den nach den Gleichungen (7.10) und (7.12) berechneten Polarisationsübertrag, wobei für G_E^p und G_M^p die Werte nach dem Fit von [Sim80] verwendet wurden.

7.3 Kinematiken der Experimente

Das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit an der 3-Spektrometer-Anlage durchgeführten elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuexperimente bestand zunächst darin, die in der Streuebene nach den Gleichungen (7.10) und (7.12) berechenbare Proton-Rückstoßpolarisation in Spektrometer A als Funktion der Spektrometer-Targetkoordinaten (Δp , Θ_0 , y_0 , Φ_0)^{tg} im FPP zu vermessen und damit die berechnete Spin-Transfer-Matrix zu überprüfen (vgl. Abschnitt 6.4). Deshalb werden diese Messungen auch als „Spintrace“-Messungen (ST) bezeichnet.

Zur Energie des einfallenden Elektronenstrahls von $E = 854.2$ MeV sind in Tabelle 7.1 einige in Frage kommende elastische $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streu kinematiken aufgeführt. Aufgrund der großen mittleren Analysierstärke im FPP wurden die Spintrace-Messungen unter den mit ST2 und ST3 gekennzeichneten Kinematiken durchgeführt. Die unteren Zeilen von Tabelle 7.1 zeigen zwar Kinematiken mit ähnlich großen A_C und größerem Polarisationsübertrag, diese sind jedoch mit Spektrometer A wegen des maximal einstellbaren Referenzimpulses von $p_{A,\text{max}}^{\text{ref}} \approx 630$ MeV/c nicht zugänglich³.

³Auch bei Streu kinematiken mit vergleichbaren $|\vec{p}_p|$ aber kleinerem E (z.B. 650 MeV) wäre aufgrund der größeren Θ_e der Polarisationsübertrag größer gewesen. Zum Zeitpunkt der ST2- und ST3-Messungen (August 1997) war $E = 854.2$ MeV jedoch die einzige Strahlenergie, für die eine verlässliche Vorhersage bestand, daß die Strahlpolarisation in der A1-Halle longitudinal stehen

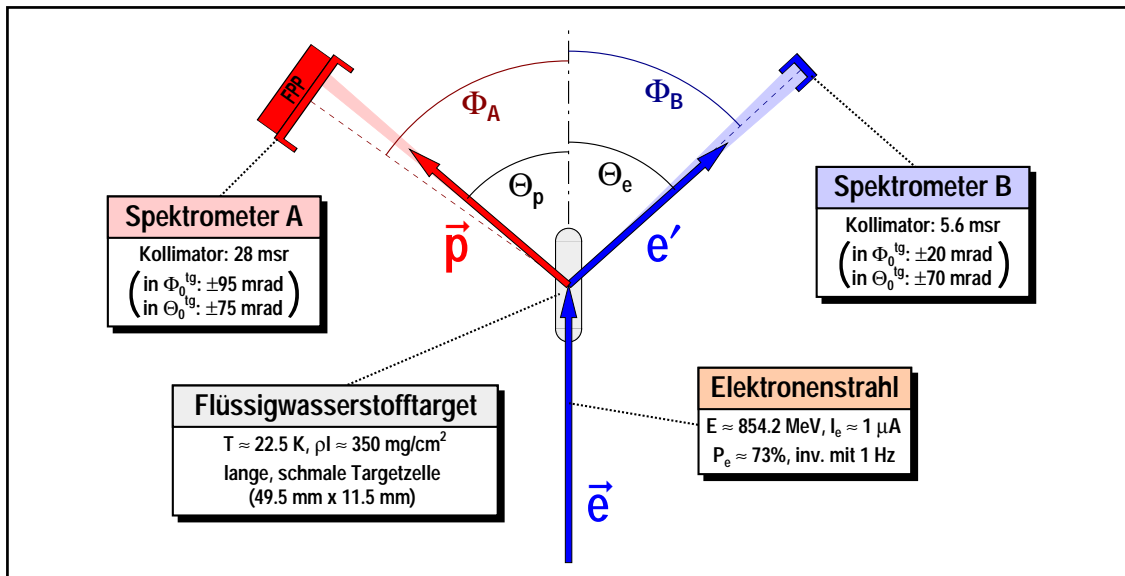


Abb. 7.1: Schematische Darstellung der „Spintrace“-Messungen. Die schattierten Bereiche in Richtung der auslaufenden Teilchen deuten die Größe der durch Koinzidenzen ausgeleuchteten Teile der Φ_0^{tg} -Akzeptanzen der Spektrometer an.

Die auslaufenden Elektronen wurden bei diesen Messungen mit Spektrometer B nachgewiesen, da ihre Impulse oberhalb des Meßbereiches von Spektrometer C liegen.

In der Streukammer wurde bei diesen Messungen das in Kapitel 2 vorgestellte Kryotargetsystem mit der langen schmalen Targetzelle (siehe Abb. 2.4) eingesetzt, wodurch ein 49.5 mm langes, 22.5 K kaltes Flüssigwasserstofftarget (Massenbelegung ca. 350 mg/cm²) zur Verfügung stand. Auf diesem vergleichsweise dicken Target waren Strahlströme in der Größenordnung von 1 μ A ausreichend, um die Messungen mit der maximal möglichen, von der Geschwindigkeit der Datenerfassung begrenzten Koinzidenzrate von 180–200 Hz zwischen den Spektrometern A und B durchzuführen⁴. Die Position des Elektronenstrahls auf dem Target wurde zur Verteilung der Wärmedeposition mit Hilfe des schnellen Strahlwedlers [Wil93] horizontal mit einer Frequenz von 3 kHz und vertikal mit einer Frequenz von 2.6 kHz mit Amplituden von jeweils ± 1.5 mm variiert.

würde. Der Aufbau des Møller-Polarimeters in der A1-Halle begann erst 2 Jahre später, auch die Vermessung der long. Strahlpolarisation über $p(\vec{e}, e' \vec{p})$ -Messungen mit dem FPP (vgl. Abschnitt 7.9) wurde erst später durchgeführt. Zudem sollten die ST2- und ST3-Messungen zur Bestimmung der Strahlpolarisation für die anschließende N- Δ -Messung (vgl. Kap. 8) dienen und mußten schon allein deshalb bei gleicher Strahlenergie stattfinden.

⁴Anfang 1997 wurde versucht, Spintrace-Messungen mit einem CH₂-Target (215 mg/cm², d.h. ca. 31 mg/cm² H₂) durchzuführen. Doch auch hier konnten keine Strahlströme von mehr als 1 μ A verwendet werden, da das CH₂ bei höheren Strömen trotz Einsatz des schnellen Strahlwedlers regelrecht verschmorte. Deshalb ist die effektive Luminosität dieser damals 2-tägigen Testmessung im Vergleich zu den hier diskutierten Messungen vernachlässigbar klein; daher wird auf die Ergebnisse dieser Testmessung hier nicht weiter eingegangen.

Kinematik	Setting	Φ_A ($^\circ$)	Φ_B ($^\circ$)	p_{ref}^B ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	E (MeV)	GaAsP #	Datum	t_{eff} (h)
ST2	ST2a	49.49	-48.19	681	854.18	7	5.8.97	11:26
	ST2b	53.48	-48.19	681	854.18	7	5.8.97	10:43
	ST2d	45.48	-48.19	681	854.18	7	6.8.97	11:30
	ST2e	49.49	-48.19	681	854.18	7	7.8.97	8:32
	ST2c	49.49	-48.19	681	854.18	16	7.8.97	6:00
	ST2f	52.35	-48.19	681	854.18	7	8.8.97	10:35
	ST2h	46.62	-48.19	681	854.18	7	9.8.97	9:02
ST3	ST3a	45.48	-54.45	644	854.18	7	9.8.97	8:47
	ST3b	48.93	-54.45	644	854.18	7	10.8.97	7:46
	ST3c	42.03	-54.45	644	854.18	7	10.8.97	11:08
	ST3d	45.48	-54.45	644	854.18	7	10.8.97	4:51
ST4ff	ST4	47.87	-50.64	667	855.11	17	23.9.97	10:30
	ST5	47.87	-50.64	667	855.98	17	24.9.97	5:55
	ST6	47.87	-50.64	667	856.51	17	24.9.97	4:45
	ST7	47.87	-50.64	667	854.44	17	25.9.97	4:50
	ST8	47.87	-50.64	668	854.44	17	28.9.97	6:26
	ST9	47.87	-50.64	668	853.89	17	29.9.97	5:35
	ND2e1	47.88	-50.64	668	854.44	18	1.2.98	6:51
	ND2e12	47.88	-50.64	668	854.44	18	5.2.98	5:58

Tab. 7.2: Settings der „Spintrace“-Messungen mit Φ_A und Φ_B , den zentralen Winkeln der Spektrometer A und B zum auslaufenden Elektronenstrahl, und p_{ref}^B , dem Referenzimpuls von Spektrometer B. p_{ref}^A betrug bei allen Messungen 630 MeV/c. Spalte 6 beinhaltet die Strahlenergie E und Spalte 7 die Nummer des GaAsP-Kristalls in der polarisierten Elektronenquelle. Von diesen beiden Größen hängt die longitudinale Strahlpolarisation ab. Außerdem angegeben sind in den letzten beiden Spalten das Datum der Messung und die effektive Dauer der Datennahme t_{eff} .

Bei der elastischen ep-Streuung ist der Protonstreuwinkel Θ_p mit dem Elektronstreuwinkel Θ_e gemäß

$$\tan \Theta_p = \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{m_p}\right) \tan \frac{\Theta_e}{2}} \quad (7.18)$$

streng korreliert. Über diese Korrelation beschränkt die kleine Streuwinkelakzeptanz für die Elektronen in Spektrometer B von ± 20 mrad den Θ_p -Bereich bei der ST2-Kinematik auf etwa ± 13 mrad, d.h. bei einer einzelnen Messung wird nur ein ca. 26 mrad breiter Bereich der insgesamt ± 95 mrad großen Φ_0^{tg} -Akzeptanz von Spektrometer A von Koinzidenzereignissen ausgeleuchtet (siehe Abbildung 7.1). Um die Φ_0^{tg} -Abhängigkeit des Spin-Transfers durch das Spektrometer zu überprüfen wurde die ST2-Messung deshalb in verschiedene „Settings“ unterteilt (STa-h, siehe Tabelle 7.2), die sich in Φ_A , dem zentralen Winkel von Spektrometer A zum auslau-

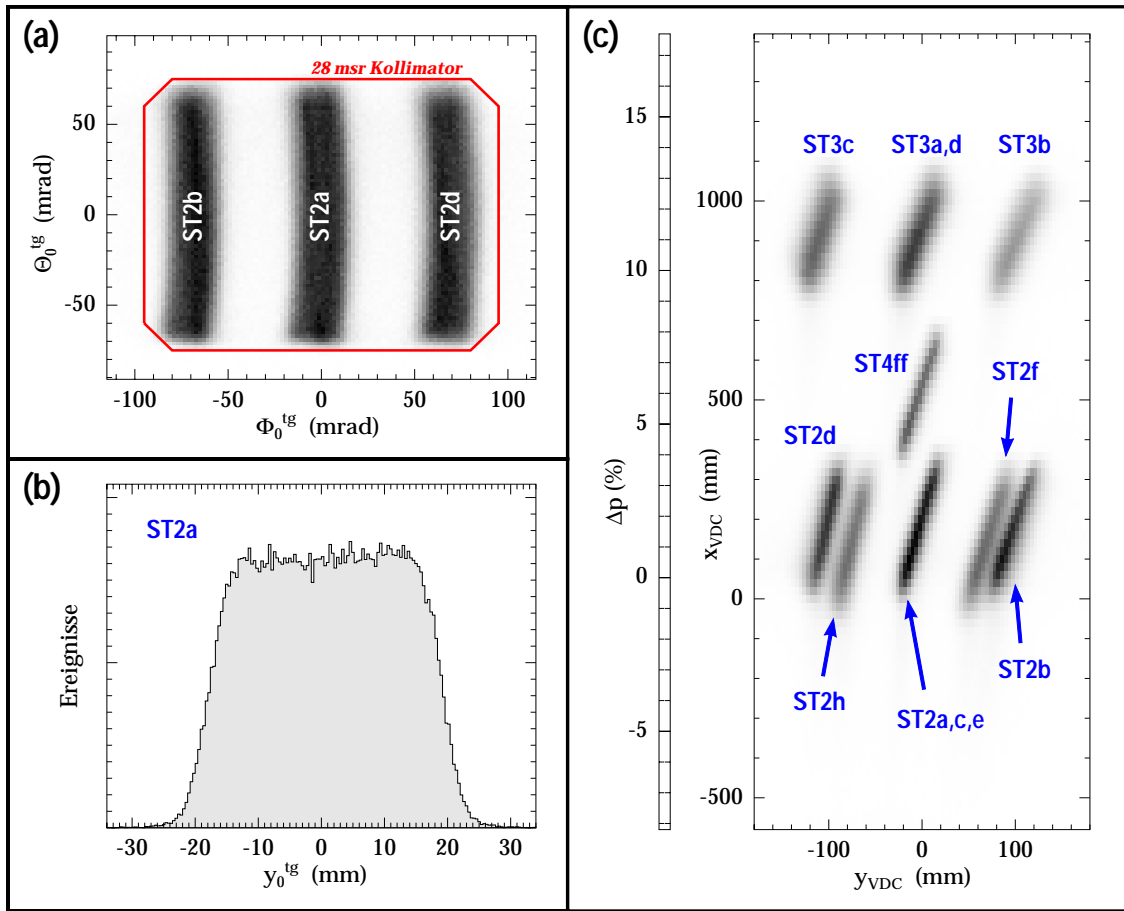


Abb. 7.2: Lage der Protonen in der Akzeptanz von Spektrometer A bei den „Spintrace“-Messungen (gezeigt sind nur Koinzidenzen mit Elektronen in Spektrometer B). (a) Ausleuchtung der Winkelakzeptanz am Target am Beispiel der Settings ST2a, b und d, die bei allen Settings die gleiche Form hat und abhängig von Φ_A in Φ_0^{tg} verschoben ist. (b) Ausleuchtung der y_0^{tg} -Akzeptanz durch Streuungen in der langen schmalen LH₂-Targetzelle am Beispiel der ST2a-Messung ($\Phi_A = 49.5^\circ$). (c) Ausleuchtung der Fokalebene durch die Spintrace-Settings. Die überdeckten Bereiche der Δp -Akzeptanz ($p_{ref} = 630 \text{ MeV}/c$ bei allen Messungen) werden näherungsweise durch den beigefügten Maßstab angezeigt, da Δp zumindest im mittleren Teil der Akzeptanz recht gut proportional zu x_{VDC} ist.

fenden Elektronenstrahl, gerade so unterscheiden, daß der schmale ausgeleuchtete Φ_0^{tg} -Bereich an verschiedenen Stellen der Φ_0^{tg} -Akzeptanz zu liegen kommt (siehe Abbildung 7.2.a). Da die Einstellungen von Spektrometer B, die die Kinematik bestimmen, bei allen ST2-Settings gleich sind, ist (bei konstanter Strahlpolarisation) auch die Polarisation der Protonen in der Streuebene bei allen ST2-Settings gleich, und der Einfluß von Φ_0^{tg} auf den Spin-Transfer ist durch Vergleich der bei den einzelnen Settings im FPP gemessenen Polarisationskomponenten direkt erkennbar.

Wird das auslaufende Elektron in Spektrometer B mit einem endlichen *out-of-plane*-Winkel $\Theta_{0,B}^{\text{tg}}$ zur Hallenebene nachgewiesen, so ist die Streuebene gegenüber der Hallenebene um die Strahlachse verkippt, und das auslaufende Proton erreicht Spektrometer A ebenfalls mit einem entsprechenden *out-of-plane*-Winkel $\Theta_{0,A}^{\text{tg}}$. Da die

Θ_0^{tg} -Akzeptanzen von Spektrometer B (± 70 mrad) und Spektrometer A (± 75 mrad) vergleichbar groß sind und in der ST2-Kinematik wegen $\Theta_p \approx -\Theta_e$ näherungsweise $\Theta_{0,A}^{\text{tg}} \approx -\Theta_{0,B}^{\text{tg}}$ ist, wird die Θ_0^{tg} -Akzeptanz von Spektrometer A bei jedem Setting nahezu voll ausgeleuchtet (siehe Abbildung 7.2.a).

Durch Verwendung der langen Targetzelle wird auch ein Großteil ($49.5 \text{ mm} \cdot \sin \Theta_p$) der y_0^{tg} -Akzeptanz von Spektrometer A (± 25 mm) bei allen Messungen ausgeleuchtet, so daß sich gesonderte Settings mit Variation der Targetposition ebenfalls erübrigten. In Abbildung 7.2.b ist allerdings erkennbar, daß die Targetzelle sich bei den Spintrace-Messungen scheinbar nicht ganz in der Mitte der y_0^{tg} -Akzeptanz befand. Hierauf wird in Abschnitt 7.6 bei der Diskussion der systematischen Fehler der Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene eingegangen.

Der bei diesen Messungen von den Koinzidenzereignissen ausgeleuchtete Anteil der Δp -Akzeptanz von Spektrometer A ist, ähnlich wie in Φ_0 , durch die kleine Θ_e -Akzeptanz von Spektrometer B beschränkt. Der Impulsbetrag des auslaufenden Protons ergibt sich bei der elastischen ep-Streuung aus E und Θ_e gemäß

$$|\vec{p}_p| = \sqrt{E^2 + E'^2 - 2EE' \cos \Theta_e}, \quad (7.19)$$

mit $E' = E / (1 + \frac{E}{m_p}(1 - \cos \Theta_e))$ nach Gleichung (7.3). Die Θ_e -Akzeptanz von ca. ± 20 mrad übersetzt sich damit in der ST2-Kinematik auf einen $|\vec{p}_p|$ -Bereich von 630 bis 655 MeV/c, d.h. bei $p_{ref}^A = 630$ MeV/c wird von der Δp -Akzeptanz von Spektrometer A (-5% bis $+15\%$) nur der Δp -Bereich zwischen 0 und $+4\%$ ausgeleuchtet (siehe Abbildung 7.2.c).

Aus diesem Grund wurden zusätzliche Spintrace-Messungen in der ST3-Kinematik (vgl. Tab. 7.1) durchgeführt, in der die Protonen mit etwa 60 MeV/c höheren Impulsen auslaufen, um damit bei demselben p_{ref}^A den Spintransfer durch das Spektrometer in einem zweiten Δp -Bereich ($+10\%$ bis $+13.5\%$, vgl. Abb. 7.2.c) zu testen. Auch diese Messungen sind zur Variation des ausgeleuchteten $\Phi_{0,A}^{\text{tg}}$ -Bereiches in Settings mit verschiedenen Φ_A unterteilt (siehe Tab. 7.2).

Unter der Bezeichnung ST4ff sind in Tabelle 7.2 weitere elastische $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen zusammengefaßt, deren Kinematik etwa in der Mitte zwischen ST2 und ST3 liegt (siehe Tab. 7.1). Diese Messungen wurden zu späteren Zeitpunkten und nicht direkt mit dem Ziel der Überprüfung des Spin-Transfers durchgeführt; sie dienten der Optimierung der longitudinalen Strahlpolarisation in der A1-Halle in Abhängigkeit der Strahlenergie (ST4-9, vgl. Abschnitt 7.9) bzw. der Bestimmung der Strahlpolarisation während der zweiten N- Δ -Strahlzeit (ND2e1 und ND2e12, vgl. Kapitel 8), weshalb auch Φ_A bei diesen Messungen nicht variiert wurde. Trotzdem können die bei den ST4ff-Messungen gewonnenen Daten ebenfalls zur Überprüfung des Spin-Transfers mit herangezogen werden. Sie decken in Spektrometer A einen Δp -Bereich von etwa $+4\%$ bis $+8\%$ ab.

7.4 Ereignisselektion

Die Selektion der elastischen $p(e,e'p)$ -Ereignisse aus den Meßdaten ist verhältnismäßig unkompliziert, da nahezu alle Koinzidenzereignisse aus dieser Reaktion stammen. Die wenigen Untergrundereignisse, die hauptsächlich auf quasielastische Streuungen in der Havarfolie der Targetzellenwände zurückzuführen sind, werden durch Schnitte auf Missing Energy und Missing Momentum unterdrückt (zur Definition dieser Größen siehe Anhang A, Gln. (A.13) und (A.12)).

Nach Energieverlustkorrekturen an den Impulsen der ein- und auslaufenden Teilchen⁵ sollte die Missing Energy von elastischen $p(e,e'p)$ -Ereignissen bei 0 liegen. Der steile Abfall des E_{miss} -Spektrums zu negativen E_{miss} sollte nur von der experimentellen Auflösung bestimmt sein, während sich in positiver E_{miss} -Richtung ein langer Ausläufer ausbildet, der sogenannte *Strahlenschwanz*, der dadurch zustande kommt, daß die Teilchen vor oder nach dem eigentlichen Streuprozeß durch Abstrahlung eines oder mehrerer Photonen Energie verlieren (siehe z.B. [Tsa61, Fri00]).

Zu Beginn der ST2-Messungen hatte das E_{miss} -Spektrum die erwartete Form, sein Maximum war nur geringfügig zu positivem E_{miss} hin verschoben. Während der einwöchigen Meßperiode wanderte dieses Maximum jedoch immer weiter zu positiven E_{miss} und lag zu Ende der ST3-Messungen bei $E_{\text{miss}} \approx 3.5$ MeV (siehe Abb. 7.3.a). Gleichzeitig verbreiterte und verformte sich das Spektrum. Verantwortlich dafür war ein während dieser Strahlzeit ungewöhnlich schlechtes Streukammervakuum (10^{-4} mbar, normal sind $5 \cdot 10^{-6}$ mbar), was dazu führte, daß sich Restgas auf den 23 K kalten Wänden der Targetzelle in Form einer „Schneeschiicht“ unbekannter Zusammensetzung niederschlug, in der die Teilchen zusätzlich Energie verloren⁶. Unter der (recht willkürlichen) Annahme, daß der „Schnee“ eine Dichte von 0.4 g/cm³ hat und aus Wasser besteht, kann das Maximum der E_{miss} -Spektren aller ST2- und ST3-Messungen durch Berücksichtigung eines zusätzlichen Energieverlustes in einer Schneeschiicht wachsender Dicke (von 0.5 mm bei ST2a bis 9.3 mm bei ST3d) zur 0 geschoben werden (siehe Abb. 7.3.b).

Zur Polarisationsberechnung werden nur Ereignisse herangezogen, deren $|E_{\text{miss}}| \leq 2$ MeV (siehe Abb. 7.3.b) und $|\vec{p}_{\text{miss}}| \leq 10$ MeV/c (siehe Abb. 7.3.c) ist. Der Schnitt auf E_{miss} entfernt dabei hauptsächlich die Ereignisse im Strahlenschwanz, für die die Polarisationsrückrechnung in die Streuebene problematisch ist, da wegen des zusätzlich abgestrahlten aber nicht nachgewiesenen Photons die Lage der Streuebene nicht (exakt) berechnet werden kann. Der Schnitt auf $|\vec{p}_{\text{miss}}|$, worin sich neben Winkelaufstreueffekten der Anfangsimpuls des Protons vor der Streuung widerspiegelt, der

⁵Minimal ionisierende Elektronen verlieren im flüssigen Wasserstoff des Targets $\Delta E/l \approx 250$ keV/cm, Protonen mit $|\vec{p}_p|$ um 660 MeV/c etwa $\Delta|\vec{p}_p|/l \approx 1.2$ MeV/c/cm. Zusätzlich müssen die Targetwände und bei den auslaufenden Teilchen die Austrittsfenster der Streukammer, die Eintrittsfenster der Spektrometer und die Luft dazwischen berücksichtigt werden. Die Strahlenergie E ist bei der Reaktion um ΔE verkleinert; für die Impulse der auslaufenden Teilchen sind die Summen aus den Spektrometer-Meßwerten und den Energieverlusten anzusetzen.

⁶Bilder der bei einer späteren Strahlzeit ähnlich stark vereisten Targetzelle zeigt z.B. [Fri00].

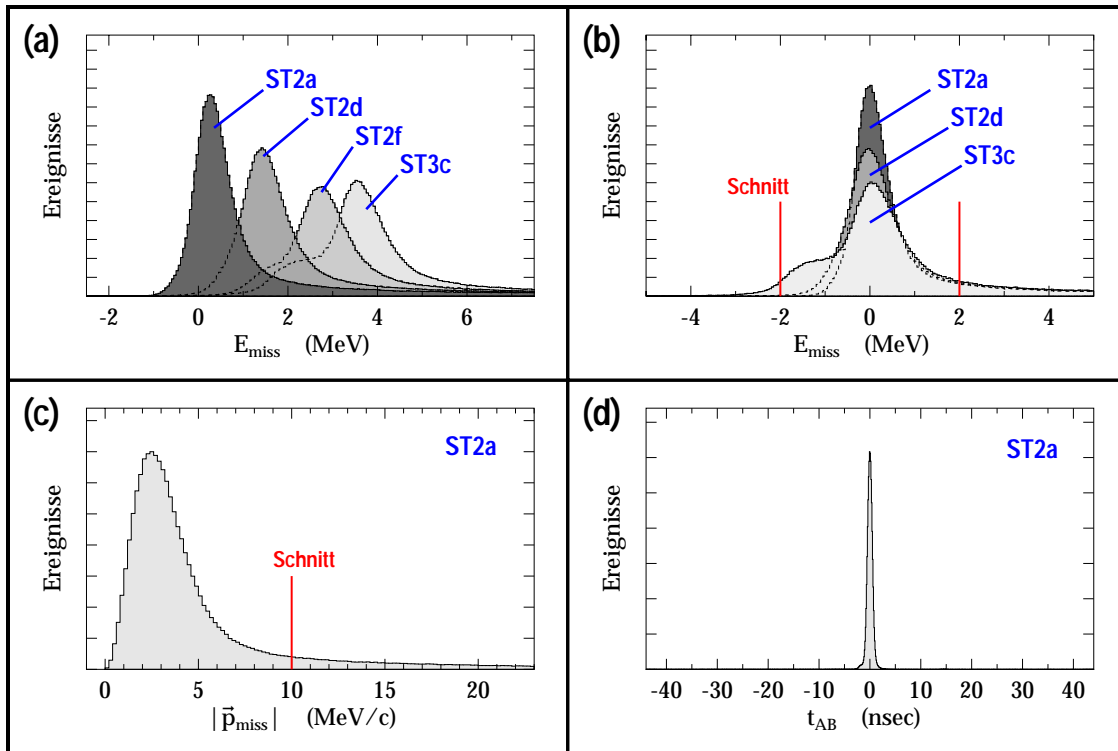


Abb. 7.3: (a) E_{miss} -Spektren einiger Spintrace-Messungen ohne Korrektur der Energieverluste in der wachsenden „Schneesicht“ auf dem Äußeren der Targetzelle, (b) wie (a) mit Berücksichtigung der Schneesicht bei der Energieverlustrechnung, (c) p_{miss} -Spektrum und (d) korrigiertes Koinzidenzzeit-Spektrum bei den Spintrace-Messungen am Beispiel des ST2a-settings.

bei Wasserstoffkernen gleich Null ist, unterdrückt (ebenso wie der Schnitt auf E_{miss}) die wenigen quasielastischen Untergründereignisse aus den Targetwänden.

Der Anteil der Zufallskoinzidenzen liegt wegen der kleinen Einzelraten⁷ in den Spektrometern im Promillebereich, und ist im flugzeitkorrigierten Koinzidenzspektrum, selbst ohne die Schnitte auf E_{miss} und $|\vec{p}_{\text{miss}}|$, kaum wahrnehmbar (siehe Abb. 7.3.d). Die Schnitte auf E_{miss} und $|\vec{p}_{\text{miss}}|$ bringen die Zufallskoinzidenzen vollständig zum Verschwinden, weshalb sich ein gesonderter Schnitt auf die Koinzidenzzeit erübrigt.

7.5 Vergleich der Polarisationskomponenten in der Fokalebene

Für die Polarisationsbestimmung im FPP wurden bei den Spintrace-Messungen alle Großwinkelstreuereignisse mit Θ_s zwischen 7° und 35° im Kohlenstoffanalysator verwendet, die die „FPP-Standard-Cuts“ (siehe Abschnitt 5.2) erfüllen und den 180° -Akzeptanztest (siehe Abschnitt 5.7) bestehen. Am Beispiel des ST4-Settings, das

⁷Bei dem ST2a-Setting z.B. lag die Einzelrate in Spektrometer A bei ca. 4 kHz und in Spektrometer B bei ca. 450 Hz. Das Koinzidenzzeitfenster hatte eine Breite von ca. 75 nsec.

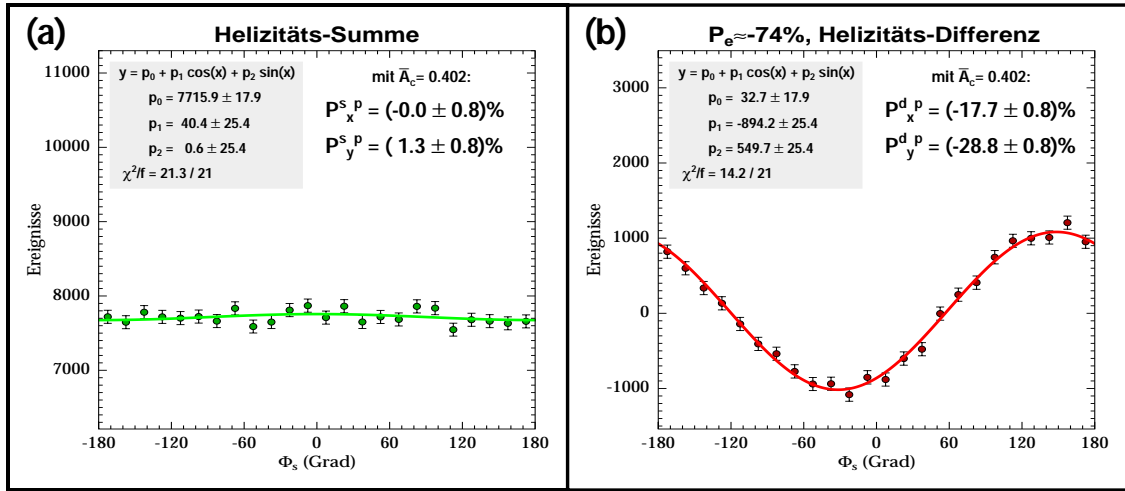


Abb. 7.4: Φ_s -Asymmetrie im FPP bei den Spintrace-Messungen am Beispiel des ST4-Settings für (a) alle Ereignisse und (b) die Differenz zwischen den Ereignissen mit vorwiegend positiver und vorwiegend negativer Strahlhelizität. Die angegebenen Polarisationskomponenten wurden durch Anpassung der ebenfalls angegebenen Funktion ermittelt (vgl. Abschn. 5.3).

von allen Spintrace-Messungen mit der größten statistischen Genauigkeit vermessen wurde, ist in Abbildung 7.4 die Häufigkeitsverteilung der bei der Kohlenstoffstreuung im FPP auftretenden Azimutalwinkel Φ_s aufgetragen. Wie erwartet, zeigen sich nur Asymmetrien, die von der Helizität des Elektronenstrahls abhängen (Abb. 7.4.b); die Fourier-Sinus- und Cosinus-Komponenten der helizitätsunabhängigen Φ_s -Verteilung sind mit Null verträglich (Abb. 7.4.a).

Die bei den Spintrace-Messungen gemessenen Proton-Polarisationskomponenten im FPP sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Im Unterschied zu den in Abbildung 7.4 angegebenen Polarisationskomponenten, deren Bestimmung durch Anpassung der Funktion (5.5) an die Helizitäts-Summe bzw. -Differenz der Φ_s -Verteilungen erfolgte, wurden die in Tabelle 7.3 angegebenen Polarisationskomponenten getrennt für die Strahlhelizitäten h+ und h- nach den Gleichungen (5.15) und (5.16) berechnet, d.h. durch Asymmetriebildung zwischen Ereigniszahlen mit Korrektur der in Abschnitt 5.8 bestimmten falschen Asymmetrien, und dann aus deren Summe bzw. Differenz die helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten $P_x^{s,p}$ und $P_y^{s,p}$, bzw. die helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten $P_x^{d,p}$ und $P_y^{d,p}$ bestimmt.

Da bei elastischer $p(e,e'p)$ -Streuung von unpolarisierten Elektronen auch die Rückstoßprotonen unpolarisiert sind, müssen ihre helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten im FPP bei den Spintrace-Messungen im Rahmen des statistischen Fehlers verschwinden. Daß die Meßwerte für $P_x^{s,p}$ und $P_y^{s,p}$ in Tabelle 7.3 dieses Kriterium erfüllen, darf jedoch nicht überbewertet werden, da genau mit diesem Kriterium und diesen Messungen die falschen Asymmetrien bestimmt wurden (vgl. Abschnitt 5.8), mit denen diese Meßwerte korrigiert sind.

Das Augenmerk sollte vielmehr auf den Meßwerten für die helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten, $P_x^{d,p}$ und $P_y^{d,p}$, liegen, da sie den experimentellen Beleg für die in Kapitel 6 aufgestellte Behauptung darstellen, daß die Proton-Spin-Präzession

		gemessen							berechnet		
Setting	Ereign. #	$\overline{\Delta p_A}$ (%)	$\overline{\Phi_{0,A}^{\text{tg}}}$ (mrad)	$P_x^{\text{s,p}}$ (%)	$P_y^{\text{s,p}}$ (%)	$P_x^{\text{d,p}}$ (%)	$P_y^{\text{d,p}}$ (%)	$\Delta P_{x,y}^{\text{p}}$ (%)	$P_{x,th}^{\text{d,p}}$ (%)	$P_{y,th}^{\text{d,p}}$ (%)	P_e (%)
ST2a	153204	1.67	-0.9	-0.1	-0.5	16.1	27.7	± 1.0	17.4	27.7	73.0
ST2b	137180	1.41	-69.0	2.2	-0.9	12.5	35.6	± 1.0	15.1	34.1	73.0
ST2d	138253	1.70	67.8	-0.8	-0.4	18.8	18.1	± 1.0	19.1	19.0	73.0
ST2e	110531	1.40	-0.8	-0.7	-0.5	16.6	27.9	± 1.1	17.4	27.6	73.0
ST2c	77464	1.31	-0.9	1.4	-2.4	17.7	26.8	± 1.4	17.5	27.6	73.0
ST2f	123290	1.22	-50.7	1.9	-0.7	14.0	33.6	± 1.1	15.2	32.9	73.0
ST2h	109970	1.18	49.5	1.3	-1.2	19.0	22.4	± 1.1	19.0	21.0	73.0
ST3a	92878	11.18	-0.1	-1.2	1.4	20.3	26.5	± 1.2	20.8	27.6	67.8
ST3b	85675	11.05	-59.5	-4.0	1.6	21.0	34.9	± 1.2	20.4	33.0	67.8
ST3c	124780	11.31	58.7	-0.2	1.8	20.7	20.8	± 1.0	21.2	20.9	67.8
ST3d	55385	11.11	0.1	1.4	-0.6	22.1	28.9	± 1.5	20.8	27.5	67.8
ST4	185203	5.91	-0.3	-0.1	1.0	-17.7	-28.9	± 0.8	-19.2	-27.9	-71.9
ST5	90060	6.01	-0.5	2.0	0.6	-3.8	-8.9	± 1.2	-7.1	-10.3	-26.6
ST6	77721	6.07	-0.7	1.0	1.6	3.7	0.6	± 1.3	2.3	3.3	8.6
ST7	79273	5.82	-0.1	0.3	-1.6	-23.0	-33.1	± 1.3	-22.6	-33.0	-85.0
ST8	95810	5.83	-0.3	0.2	2.9	21.7	33.5	± 1.2	22.7	33.0	85.0
ST9	99099	5.78	-0.2	-0.1	-0.7	19.2	31.4	± 1.1	20.9	30.3	78.2
ND2e1	70475	5.86	-0.4	0.5	1.7	18.8	31.3	± 1.4	21.3	30.3	78.3
ND2e12	55890	5.83	-0.3	-0.8	0.3	22.4	30.1	± 1.5	21.1	30.3	78.3

Tab. 7.3: Vergleich der bei den Spintrace-Messungen gemessenen Proton-Polarisationskomponenten im FPP mit den dafür erwarteten Werten. Zu jedem Setting ist die Anzahl der zur Polarisationsbestimmung verwendeten Großwinkelstreueignisse und deren mittlere Lage in Δp_A und $\Phi_{0,A}^{\text{tg}}$ angegeben. Der statistische Fehler $\Delta P_{x,y}^{\text{p}}$ ist für die gemessenen helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten $P_{x,y}^{\text{s,p}}$ und helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten $P_{x,y}^{\text{d,p}}$ gleich groß. Für $P_x^{\text{s,p}}$ und $P_y^{\text{s,p}}$ sind die theoretischen Erwartungswerte 0. Die angegebenen Erwartungswerte $P_{x,th}^{\text{d,p}}$ und $P_{y,th}^{\text{d,p}}$ für die transversalen helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten im FPP wurden berechnet aus dem Polarisationsübertrag in der Streuebene (Gln. (7.10) und (7.12)), der unter Benutzung der Spin-Transfer-Matrix (STM) mit Gleichung (6.10) ins FPP transformiert wurde, wobei die jeweils in der letzten Spalte angegebene longitudinale Polarisation P_e für den Elektronenstrahl angesetzt wurde.

auf verschiedenen Wegen durch Spektrometer A stark variiert. Ein Vergleich von z.B. den ersten 3 Settings, ST2a, ST2b und ST2d, bei denen die Protonen in der Streuebene die gleiche Rückstoßpolarisation erhalten, dann aber verschiedene Bereiche der Φ_0^{tg} -Akzeptanz von Spektrometer A durchlaufen, bevor die Polarisation im FPP gemessen wird, zeigt, daß sich die gemessenen Polarsationskomponenten im FPP zwischen diesen Settings tatsächlich stark voneinander unterscheiden.

Um zu zeigen, daß dieses Verhalten auch durch die berechnete Spin-Transfer-Matrix (STM) korrekt beschrieben wird, wurde zu jedem Streueignis mit den Gleichungen (7.10) und (7.12) der Polarisationsübertrag auf das Rückstoßproton in der Streuebene berechnet, ins Target-Koordinatensystem von Spektrometer A transformiert und durch Multiplikation mit der STM (vgl. Gleichung (6.10)) daraus die zu erwartenden transversalen Polarisationskomponenten im FPP, $P_{x,th}^{\text{d,p}}$ und $P_{y,th}^{\text{d,p}}$, berechnet. Die Mittelwerte davon über alle Ereignisse, die bei einem Setting auch zur experimentellen Bestimmung der Polarsationskomponenten im FPP beigetragen haben, sind ebenfalls in Tabelle 7.3 angegeben. Sie stimmen mit den experimentell gefundenen Werten innerhalb von deren statistischem Fehler überein.

Die dabei zur Berechnung des Polarisationsübertrags in der Streuebene mit den Gleichungen (7.10) und (7.12) erforderlichen Werte für G_E^p und G_M^p wurden nach dem Fit von [Sim80] (Gln. (7.7) und (7.8)) berechnet. Darüber hinaus geht in diese Berechnung die longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls P_e ein. Da über P_e zum Zeitpunkt der Spintrace-Messungen wegen des Fehlens eines funktionsfähigen Strahlpolarimeters keine vom FPP unabhängigen Informationen gewonnen werden konnten, wurden für P_e die Mittelwerte angesetzt, die sich aus den ST2⁸-, ST3- und ND2e1-Messungen jeweils selbst ergeben (vgl. Abschnitt 7.8) bzw. bei den ST4–9-Messungen mit Gleichung (7.20) aus der jeweiligen Strahlenergie berechnen. Die betreffenden Werte sind in der letzten Spalte von Tabelle 7.3 angegeben⁹.

Da die STM eine Drehmatrix ist, beeinträchtigt die Tatsache, daß P_e aus den Messungen selbst bestimmt wurde, die Aussagekraft dieser Messungen nicht. Mit P_e skaliert ausschließlich der Betrag des Polarisationsvektors. Die von der STM beschriebene Transformation zwischen seiner Richtung am Spektrometereingang und seiner Richtung im FPP und besonders die zu überprüfende Abhängigkeit dieser Transformation von den Spektrometer-Target-Koordinaten ist unabhängig von P_e .

Mit den in Tabelle 7.3 für die einzelnen Settings getrennt angegebenen Polarisationskomponenten im FPP läßt sich die Δp - und die Φ_0^{tg} -Abhängigkeit der STM nur punktweise untersuchen, da nur diese Größen zwischen den einzelnen Settings im Mittel verschieden sind, und dies auch nur mit der statistischen Genauigkeit des jeweiligen Einzelsettings. Eine genauere Überprüfung der Abhängigkeit der STM

⁸Das ST2c-Setting müßte strenggenommen gesondert behandelt werden, da hier in der Quelle der polarisierten Strahlelektronen ein anderer GaAsP-Kristall (vgl. Tab. 7.2) verwendet wurde. Innerhalb der Meßfehler zeigt sich jedoch die gleiche Strahlpolarisation wie bei den anderen ST2-Messungen (vgl. Tab. 7.5), so daß auf eine Sonderbehandlung verzichtet wurde.

⁹Bei den Settings ST4–ST7 waren an der Quelle der polarisierten Strahlelektronen die Kabel für die Rücklese der Helizitätsrichtung vertauscht, daher hat P_e hier ein negatives Vorzeichen.

von einer speziellen Koordinate erfordert die Zusammenfassung der Daten aller Spintrace-Messungen, die dann nur in der jeweiligen Koordinate differentiell betrachtet werden. Bei der Zusammenfassung muß allerdings berücksichtigt werden, daß bei den verschiedenen Spintrace-Messungen teilweise die Strahlpolarisation verschieden war.

Um z.B. die Abhängigkeit der STM von Θ_0^{tg} zu überprüfen, werden zunächst die Daten aller ST2-Settings zusammengefaßt und dafür die Polarisationskomponenten im FPP getrennt in 5 Θ_0^{tg} -Unterbereichen (Bins) bestimmt (jeweils gemittelt über Δp , Φ_0^{tg} und y_0^{tg}). Dies wird wiederholt mit den zusammengefaßten Daten aller ST3-Settings und den zusammengefaßten Daten aller ST4ff-Messungen (wobei ST5 und ST6 weggelassen, und bei ST4 und ST7 die Helizitätsbits gedreht wurden). Danach werden die in jedem Θ_0^{tg} -Bin bestimmten Polarisationskomponenten der zusammengefaßten ST3-Settings mit dem umgekehrten Verhältnis der Strahlpolarisation zu den ST2-Messungen, d.h. im Verhältnis 73.0 zu 67.8 hochskaliert, die der zusammengefaßten ST4ff-Messungen analog mit 73.0 zu 78.5 herunterskaliert, und schließlich beide fehlergewichtet mit den aus den zusammengefaßten ST2-Settings bestimmten Werten gemittelt. Auf diese Weise erhält man die in der zweiten Spalte von Abbildung 7.5 dargestellte Abhängigkeit der gemessenen helizitätsabhängigen und -unabhängigen Polarisationskomponenten im FPP von Θ_0^{tg} gemittelt über alle Spintrace-Messungen. Die ebenfalls in Abbildung 7.5 dargestellten Δp -, Φ_0^{tg} - und y_0^{tg} -Abhängigkeiten erhält man durch eine analoge Vorgehensweise in diesen Koordinaten.

Mit dem in der Streuebene berechneten Polarisationsübertrag und der STM wurden für Abbildung 7.5 in jedem Bin die zu erwartenden helizitätsabhängigen Polarisationskomponenten, $P_{x,th}^{\text{d,p}}$ und $P_{y,th}^{\text{d,p}}$, in gleicher Weise berechnet wie für die in Tabelle 7.3 aufgeführten Settings (s.o.). Nach Mittelung über alle Spintrace-Messungen (nach demselben Verfahren wie bei den gemessenen Werten, d.h. ebenfalls angepaßt auf $P_e=73.0\%$) sind die Resultate dieser Berechnungen in Abbildung 7.5 mit gestrichelten Linien verbunden eingezeichnet.

Die Meßwerte für $P_x^{\text{d,p}}$ und $P_y^{\text{d,p}}$ zeigen eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Insbesondere die Steigungen der Kurven, d.h. die von der STM vorhergesagte Stärke der Abhängigkeit der Spin-Präzession von Θ_0^{tg} , Φ_0^{tg} und y_0^{tg} , wird von den Spintrace-Messungen voll bestätigt. In Θ_0^{tg} , das direkt in den Gesamtablenkwinkel im Spektrometer eingeht, zeigt sich näherungsweise das in der „Dipolfeld-Näherung“ (vgl. Abschnitt 6.1) erwartete Verhalten: $P_x^{\text{d,p}}$ hängt stark von Θ_0^{tg} ab, während $P_y^{\text{d,p}}$ fast unabhängig davon ist. Die starke Abhängigkeit der Spin-Präzession von Φ_0^{tg} und y_0^{tg} , die in Abbildung 7.5 zu sehen ist, läßt sich dagegen nur durch die detaillierte Betrachtung der Teilchenbahnen durch alle Spektrometer-Magnetfelder verstehen (vgl. Abschnitt 6.2).

Die in Abbildung 7.5 sichtbare Δp -Abhängigkeit von $P_x^{\text{d,p}}$ und $P_y^{\text{d,p}}$ ist im Gegensatz zu den Abhängigkeiten in den anderen 3 Koordinaten nicht in erster Linie auf die Spin-Präzession im Spektrometer zurückzuführen. Bei der Mittelung der Spintrace-Messungen wurde zwar die Variation von P_e durch Umskalierung ausgeglichen, jedoch nicht die verschiedenen Polarisationsüberträge in den verschiedenen

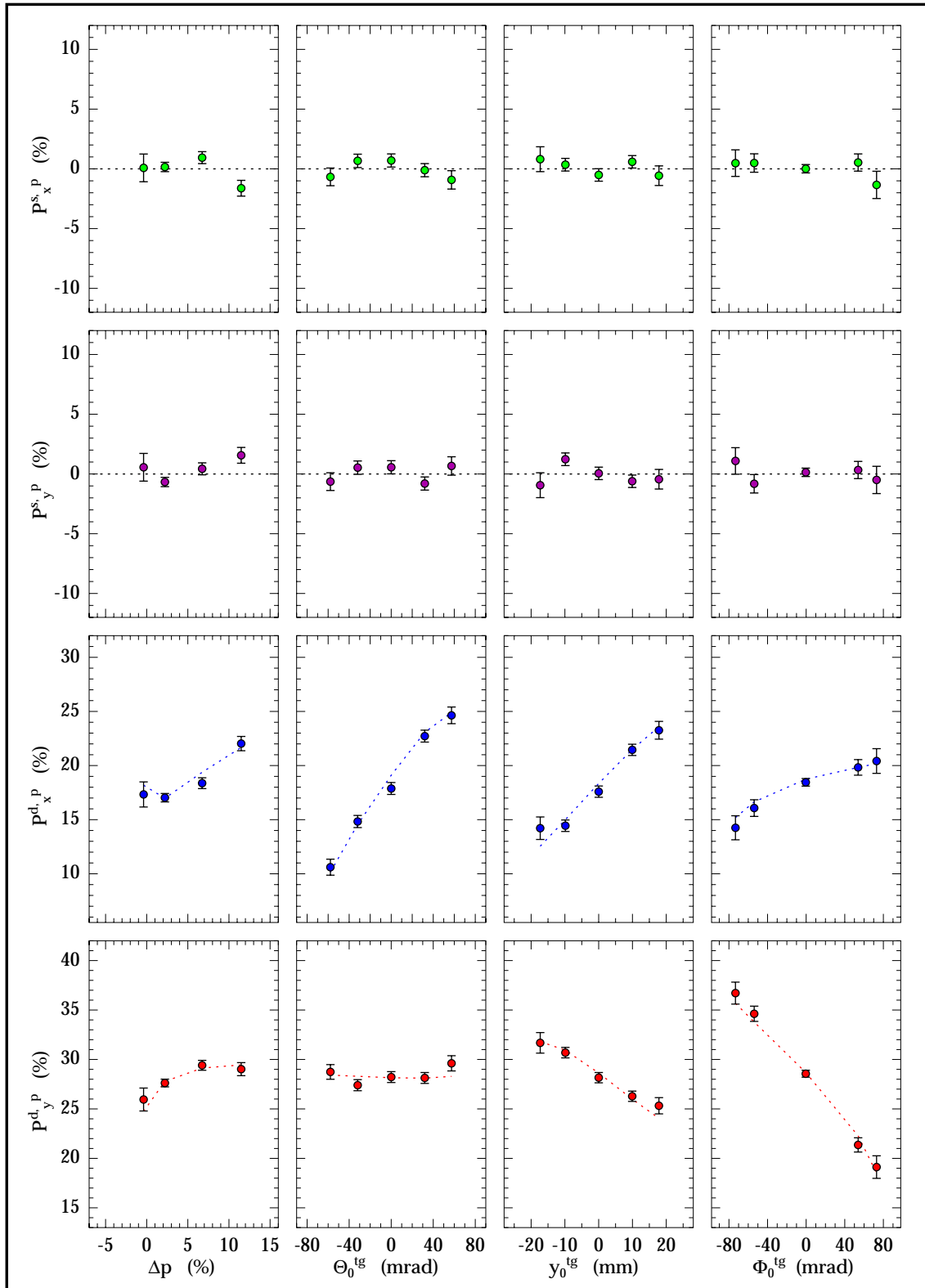


Abb. 7.5: Gemessene Polarisationskomponenten im FPP ($P_{x,y}^{s,p}$: helizitätsunabhängig, $P_{x,y}^{d,p}$: helizitätsabhängig) als Funktion der Spektrometer-Target-Koordinaten, gemittelt über alle Spintrace-Messungen (außer ST5 und ST6), wobei die Werte der ST3- und ST4ff-Messungen mit dem Verhältnis ihrer jeweiligen (in Tabelle 7.3 angegebenen) longitudinalen Strahlpolarisation auf $P_e = 73.0\%$ umskaliert wurden. Die gestrichelten Linien verbinden die an den gleichen Koordinaten mit Hilfe der STM berechneten Vorhersagen (siehe Text).

Kinematiken (vgl. Tab. 7.1). Daher sind jeweils die beiden rechten Datenpunkte in den Δp -Abhängigkeiten von $P_x^{\text{d,p}}$ und $P_y^{\text{d,p}}$ in Abbildung 7.5, die direkt der ST4ff- und der ST3-Kinematik zugeordnet werden können, gegenüber den beiden linken Datenpunkten, die der ST2-Kinematik zuzuordnen sind, überhöht. Die eigentliche Δp -Abhängigkeit der Spin-Präzession verläuft flacher.

Bei den Meßwerten für die helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten $P_x^{\text{s,p}}$ und $P_y^{\text{s,p}}$ zeigen sich in Abbildung 7.5 keine statistisch signifikanten Abweichungen von Null, d.h. auch als Funktion der Spektrometer-Target-Koordinaten werden keine neuen falschen Asymmetrien sichtbar.

7.6 Polarisationskomponenten in der Streuebene

Der im letzten Abschnitt gezeigte Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten transversalen Polarisationskomponenten im FPP bestätigt im Rahmen der Meßgenauigkeit, daß die Abhängigkeiten der Proton-Spin-Präzession in Spektrometer A von den Spektrometer-Target-Koordinaten $(\Delta p, \Theta_0, y_0, \Phi_0)^{\text{tg}}$ in den bei den Spintrace-Messungen vermessenen Akzeptanzbereichen durch die Spin-Transfer-Matrix korrekt beschrieben werden.

Im nächsten Schritt muß nun gezeigt werden, daß die in Abschnitt 6.5 beschriebene Fitprozedur in der Lage ist, unter Benutzung der Spin-Transfer-Matrix die drei Polarisationskomponenten in der Streuebene korrekt an die beiden gemessenen transversalen Polarisationskomponenten im FPP anzupassen, d.h. aus diesen zu bestimmen.

Nach Anwendung dieser Fitprozedur auf die Daten der Spintrace-Messungen ergeben sich für die einzelnen Settings die in Tabelle 7.4 angegebenen Polarisationskomponenten in der Streuebene. Für jede der 3 Spintrace-Kinematiken sind zum Vergleich die aus dem Polarisationsübertrag in der Streuebene (vgl. Tab. 7.1) und den angenommenen Elektronenstrahlpolarisationen berechneten Werte für $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ angegeben. $P_y^{\text{d,sp}}$ und alle helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten müssen innerhalb ihrer statistischen Fehler mit Null verträglich sein.

Es zeigt sich, daß $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_x^{\text{s,sp}}$ sowohl in den Mittelwerten über die Kinematiken als auch bei den einzelnen Settings innerhalb der statistischen Fehler sehr gut mit den erwarteten Werten übereinstimmen. In $P_z^{\text{d,sp}}$ bzw. $P_z^{\text{s,sp}}$ zeigen sich Abweichungen bis zu 3σ von den erwarteten Werten, die zudem bei den jeweiligen Settings mit Abweichungen von $P_y^{\text{d,sp}}$ bzw. $P_y^{\text{s,sp}}$ von 0 korrelieren.

Dieses Verhalten und die unterschiedlich großen statistischen Fehler der 3 Komponenten von \vec{P}^{sp} sind eine Folge der Spin-Präzession im Spektrometer, was anhand der „Dipolfeld-Näherung“ (vgl. Abschnitt 6.1), die trotz aller gezeigten Abweichungen für grundlegende Argumentationen ausreicht, verstanden werden kann: Im wesentlichen wird P_x^{sp} direkt aus P_y^{p} bestimmt, und übernimmt deshalb näherungsweise dessen statistische Genauigkeit, während P_y^{sp} und P_z^{sp} über die Koordinatenabhängigkeit der Spin-Präzession aus P_x^{p} separiert werden müssen. Bei Präzessionswinkeln

Setting	Fit ohne Randbedingungen							
	\vec{P}^{SP} helizitätsabhängig				\vec{P}^{SP} helizitätsunabhängig			
	$P_x^{\text{d,SP}}$ (%)	$P_y^{\text{d,SP}}$ (%)	$P_z^{\text{d,SP}}$ (%)	χ^2/f	$P_x^{\text{s,SP}}$ (%)	$P_y^{\text{s,SP}}$ (%)	$P_z^{\text{s,SP}}$ (%)	χ^2/f
ST2a	-28.1 ± 1.0	-5.7 ± 2.6	19.8 ± 3.3	$\frac{328.6}{285}$	0.8 ± 1.0	0.4 ± 2.6	0.5 ± 3.3	$\frac{303.7}{285}$
ST2b	-29.8 ± 1.5	1.5 ± 2.6	27.7 ± 3.3	$\frac{432.4}{415}$	0.4 ± 1.5	-3.1 ± 2.6	-0.3 ± 3.3	$\frac{436.2}{415}$
ST2c	-27.4 ± 1.4	-1.6 ± 3.6	28.3 ± 4.7	$\frac{356.2}{339}$	2.7 ± 1.4	-7.1 ± 3.6	-7.6 ± 4.7	$\frac{363.1}{339}$
ST2d	-26.0 ± 1.5	-2.3 ± 2.6	26.4 ± 3.3	$\frac{408.3}{367}$	-1.9 ± 1.5	5.3 ± 2.6	6.2 ± 3.3	$\frac{435.4}{367}$
ST2e	-28.4 ± 1.1	3.4 ± 3.1	32.9 ± 4.0	$\frac{395.6}{323}$	0.6 ± 1.1	0.1 ± 3.1	-1.4 ± 4.0	$\frac{416.2}{323}$
ST2f	-27.3 ± 1.4	4.2 ± 2.8	33.7 ± 3.6	$\frac{380.6}{373}$	0.7 ± 1.4	-1.8 ± 2.8	1.0 ± 3.6	$\frac{409.9}{373}$
ST2h	-31.4 ± 1.5	5.9 ± 3.1	37.1 ± 3.9	$\frac{458.2}{423}$	2.0 ± 1.5	-3.0 ± 3.1	-1.4 ± 3.9	$\frac{462.6}{423}$
ST2	-28.3 ± 0.5	0.5 ± 1.1	28.8 ± 1.4		0.8 ± 0.5	-0.8 ± 1.1	0.3 ± 1.4	
„theo.“	-28.5	0.0	28.1		0.0	0.0	0.0	
ST3a	-26.9 ± 1.2	0.7 ± 3.4	33.3 ± 4.1	$\frac{363.4}{305}$	-1.6 ± 1.2	3.3 ± 3.4	2.0 ± 4.1	$\frac{347.4}{305}$
ST3b	-28.2 ± 1.7	4.0 ± 3.3	39.3 ± 3.9	$\frac{402.9}{351}$	0.1 ± 1.7	7.7 ± 3.3	3.4 ± 3.9	$\frac{443.8}{351}$
ST3c	-27.9 ± 1.4	0.9 ± 2.9	33.7 ± 3.3	$\frac{523.9}{439}$	-0.1 ± 1.4	-3.6 ± 2.9	-5.0 ± 3.3	$\frac{576.2}{439}$
ST3d	-29.1 ± 1.5	-2.7 ± 4.4	33.0 ± 5.3	$\frac{375.7}{285}$	0.1 ± 1.5	4.2 ± 4.4	7.3 ± 5.3	$\frac{331.4}{285}$
ST3	-27.9 ± 0.7	1.1 ± 1.7	35.0 ± 2.0		-0.5 ± 0.7	2.2 ± 1.7	0.6 ± 2.0	
„theo.“	-28.4	0.0	32.7		0.0	0.0	0.0	
ST5	-9.4 ± 1.2	0.2 ± 3.2	6.7 ± 4.1	$\frac{244.0}{245}$	-0.4 ± 1.2	-1.5 ± 3.2	1.1 ± 4.1	$\frac{260.7}{245}$
ST6	0.7 ± 1.3	4.9 ± 3.5	-0.3 ± 4.5	$\frac{286.5}{253}$	-1.7 ± 1.3	-3.8 ± 3.5	-2.7 ± 4.5	$\frac{305.7}{253}$
ST4	-29.6 ± 0.8	-2.5 ± 2.3	26.0 ± 2.9	$\frac{250.0}{257}$	-0.9 ± 0.8	-2.5 ± 2.3	-3.5 ± 2.9	$\frac{267.4}{257}$
ST7	-33.6 ± 1.3	-2.9 ± 3.4	34.1 ± 4.4	$\frac{297.3}{243}$	1.6 ± 1.3	-2.1 ± 3.4	-2.0 ± 4.4	$\frac{258.3}{243}$
ST8	-34.1 ± 1.2	-1.5 ± 3.1	34.2 ± 4.0	$\frac{272.3}{249}$	-2.8 ± 1.2	-4.6 ± 3.1	-5.5 ± 4.0	$\frac{301.1}{249}$
ST9	-32.0 ± 1.1	-4.8 ± 3.1	25.1 ± 3.9	$\frac{308.9}{259}$	0.9 ± 1.1	-8.3 ± 3.1	-10.5 ± 3.9	$\frac{332.6}{259}$
ND2e1	-32.0 ± 1.4	-5.4 ± 3.7	23.1 ± 4.6	$\frac{281.7}{237}$	-1.5 ± 1.4	7.0 ± 3.7	11.0 ± 4.6	$\frac{251.9}{237}$
ND2e12	-30.6 ± 1.5	2.1 ± 4.2	40.0 ± 5.3	$\frac{279.0}{231}$	-0.3 ± 1.5	0.7 ± 4.2	0.1 ± 5.3	$\frac{241.5}{231}$
ST4ff	-31.6 ± 0.5	-2.7 ± 1.3	29.2 ± 1.6		-0.6 ± 0.5	-2.4 ± 1.3	-2.7 ± 1.6	
„theo.“	-31.6	0.0	33.9		0.0	0.0	0.0	

Tab. 7.4: Proton-Polarisationskomponenten in der Streuebene und ihre statistischen Fehler bei den Settings der Spintrace-Messungen, angepaßt über die Spin-Transfer-Matrix mit der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Fitprozedur (ohne Randbedingungen) an die im FPP gemessenen transversalen Polarisationen. In den mit ST2, ST3 und ST4ff gekennzeichneten Zeilen sind die fehlergewichteten Mittelwerte der jeweiligen Gruppe von Settings angegeben; die mit „theo.“ gekennzeichneten Zeilen darunter zeigen die erwarteten Werte, die aus dem Polarisationsübertrag in der jeweiligen Kinematik (vgl. Tab. 7.1) bei Strahlpolarisationen von $P_e = 73\%$ (ST2), 67.8% (ST3) und 78.5% (ST4ff) berechnet wurden.

Setting	Fit mit Randbedingung $P_y^{\text{d,sp}} = 0$				
	helizitätsabhängig				
	$P_x^{\text{d,sp}}$ (%)	$P_z^{\text{d,sp}}$ (%)	χ^2/f	P_e (%)	$\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$
ST2a	-28.2 ± 1.0	26.3 ± 1.6	$\frac{333.5}{286}$	72.0 ± 2.5	1.077 ± 0.076
ST2b	-30.4 ± 1.1	26.1 ± 1.6	$\frac{432.7}{416}$	78.0 ± 3.0	1.167 ± 0.083
ST2c	-27.4 ± 1.4	30.2 ± 2.3	$\frac{356.4}{340}$	71.1 ± 3.1	0.911 ± 0.084
ST2d	-26.9 ± 1.1	28.9 ± 1.6	$\frac{409.1}{368}$	69.3 ± 2.5	0.937 ± 0.065
ST2e	-28.4 ± 1.1	29.0 ± 1.9	$\frac{396.8}{324}$	72.9 ± 2.6	0.983 ± 0.075
ST2f	-28.5 ± 1.1	29.1 ± 1.8	$\frac{382.8}{374}$	73.2 ± 2.6	0.983 ± 0.072
ST2h	-29.5 ± 1.2	30.4 ± 1.9	$\frac{461.9}{424}$	75.8 ± 2.8	0.974 ± 0.073
ST2	-28.5 ± 0.4	28.3 ± 0.7		73.0 ± 1.0	0.999 ± 0.028
„theo.“	-28.5	28.1			0.982
ST3a	-26.9 ± 1.2	32.6 ± 1.8	$\frac{363.4}{306}$	65.0 ± 2.3	0.929 ± 0.066
ST3b	-29.5 ± 1.3	35.2 ± 1.9	$\frac{404.4}{352}$	71.1 ± 2.5	0.943 ± 0.066
ST3c	-27.6 ± 1.1	32.8 ± 1.5	$\frac{524.0}{440}$	66.2 ± 2.1	0.949 ± 0.058
ST3d	-29.2 ± 1.5	36.0 ± 2.4	$\frac{376.0}{286}$	70.9 ± 2.9	0.913 ± 0.077
ST3	-28.1 ± 0.6	33.8 ± 0.9		67.8 ± 1.2	0.936 ± 0.033
„theo.“	-28.4	32.7			0.978
ST5	-9.4 ± 1.2	6.5 ± 2.0	$\frac{244.1}{246}$	23.9 ± 4.4	
ST6	0.7 ± 1.3	-5.8 ± 2.1	$\frac{288.5}{254}$	-7.9 ± 2.8	
ST4	-29.6 ± 0.8	28.9 ± 1.4	$\frac{251.2}{258}$	72.7 ± 1.9	1.078 ± 0.060
ST7	-33.7 ± 1.3	37.4 ± 2.1	$\frac{298.0}{244}$	84.2 ± 2.8	0.948 ± 0.065
ST8	-34.1 ± 1.2	35.9 ± 1.9	$\frac{272.5}{250}$	84.4 ± 2.6	1.000 ± 0.064
ST9	-32.0 ± 1.1	30.5 ± 1.9	$\frac{311.3}{260}$	78.5 ± 2.6	1.104 ± 0.079
ND2e1	-32.0 ± 1.4	29.1 ± 2.2	$\frac{283.9}{238}$	78.4 ± 3.4	1.157 ± 0.101
ND2e12	-30.6 ± 1.5	37.6 ± 2.5	$\frac{279.3}{232}$	78.3 ± 3.1	0.857 ± 0.071
ST4	-31.6 ± 0.5	32.4 ± 0.8		78.5 ± 1.1	1.011 ± 0.029
„theo.“	-31.6	33.9			0.981

Tab. 7.5: Helizitätsabhängige Proton-Polarisationskomponenten in der Streuebene und ihre statistischen Fehler bei den Settings der Spintrace-Messungen, angepaßt über die Spin-Transfer-Matrix mit der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Fitprozedur an die im FPP gemessenen transversalen Polarisationskomponenten unter der Randbedingung $P_y^{\text{d,sp}} = 0$. Die in den weiteren Spalten angegebenen Werte für P_e und $\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$ sind mit den Gleichungen (7.17) und (7.16) daraus berechnet. In den mit ST2, ST3 und ST4ff gekennzeichneten Zeilen sind die fehlergewichteten Mittelwerte der jeweiligen Gruppe von Settings angegeben; die mit „theo.“ gekennzeichneten Zeilen darunter zeigen die erwarteten Werte, die aus dem Polarisationsübertrag (vgl. Tab. 7.1) mit der mittleren Strahlpolarisationen der jeweiligen Kinematik berechnet wurden, bzw. bei $\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$ die Werte nach dem Fit von [Sim80].

zwischen $\chi \approx 190^\circ$ und 240° trägt im Mittel $P_y^{\text{sp}} (\propto P_x^{\text{p}} \cos \chi)$ stärker zu P_x^{p} bei als $P_z^{\text{sp}} (\propto P_x^{\text{p}} \sin \chi)$ und hat daher nach der Separation einen etwas kleineren Fehler, der jedoch immer noch mehr als doppelt so groß ist wie der Fehler von P_x^{sp} . Die gemeinsame Separation aus P_x^{p} erklärt auch die Korrelation in den Abweichungen von P_y^{sp} und P_z^{sp} von ihren theoretischen Werten.

Macht man von vornherein von der Kenntnis Gebrauch, daß bei der elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung $P_y^{\text{d,sp}} = 0$ sein muß (vgl. Gl. (7.11)), und fixiert $P_y^{\text{d,sp}}$ auf diesen Wert bei der Fitprozedur, so erhält man für $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ die in Tabelle 7.5 angegebenen Werte. Es zeigt sich, daß sich die Ergebnisse für $P_x^{\text{d,sp}}$ und dessen Fehler gegenüber dem Fit ohne Randbedingung nur bei denjenigen Settings leicht verändern, bei denen die Protonen im Mittel nicht durch die Mitte der Φ_0^{tg} -Akzeptanz von Spektrometer A gegangen sind, also ST2b, ST2d, ST2f, ST2h, ST3b und ST3c. Bei den anderen Settings ändert sich $P_x^{\text{d,sp}}$ dagegen durch die Fixierung von $P_y^{\text{d,sp}}$ fast gar nicht, im Mittel sind hier $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_y^{\text{d,sp}}$ also praktisch unkorreliert.

Viel größer ist die Wirkung des Festhaltens von $P_y^{\text{d,sp}}$ auf $P_z^{\text{d,sp}}$: Da diese beiden Komponenten stark miteinander korrelieren, läßt sich $P_z^{\text{d,sp}}$ bei bekanntem $P_y^{\text{d,sp}}$ viel besser aus den Messungen separieren, was sich in Tabelle 7.5 darin äußert, daß die Werte für $P_z^{\text{d,sp}}$ im Vergleich zu Tabelle 7.4 weniger stark schwanken, näher an die theoretisch berechneten Werte rücken und ihr Fehler sich mehr als halbiert.

Insgesamt stimmen die Polarisationskomponenten in Tabelle 7.5 bei den einzelnen Kinematiken innerhalb ihrer statistischen Fehler untereinander und mit den theoretisch berechneten Werten so gut überein, daß dadurch die Funktion der Fitprozedur, mit der sie aus den gemessenen transversalen Komponenten im FPP bestimmt wurden, bestätigt wird. Auf die ebenfalls in Tabelle 7.5 aufgeführten Werte für P_e und $\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$, die mit den Gleichungen (7.17) und (7.16) aus $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ berechnet wurden, also auch als Meßergebnisse der Spintrace-Messungen zu betrachten sind, wird in den Abschnitten 7.8, 7.9 und 7.10 näher eingegangen.

7.7 Systematische Fehler

Die in den Tabellen 7.4 und 7.5 angegebenen Fehler an \vec{P}^{sp} beruhen nur auf den (binweise) im FPP mit Gleichung (5.11) berechneten statistischen Fehlern von \vec{P}^{p} . Darüber hinaus kommt es bei der Polarisationsmessung und der Rückrechnung in die Streuebene auch zu systematischen Fehlern, die im folgenden abgeschätzt werden.

Die Polarisationskomponenten im FPP werden nach den Gleichungen (5.9) und (5.10) aus den gemessenen Asymmetrien und der Analysierstärke A_C berechnet. Auf helizitätsabhängige Polarisationskomponenten wirken sich systematische Fehler in den gemessenen Asymmetrien, also „falsche Asymmetrien“, nicht aus, da sie bei Bildung der Helizitätsdifferenz gegeneinander wegfallen. Dies gilt nicht für helizitätsunabhängige Polarisationskomponenten, weshalb bei deren Berechnung bekannte falsche Asymmetrien korrigiert werden (vgl. Abschnitt 5.8). Die mittlere Genauigkeit dieser Korrektur ist sicher nicht besser als $\sigma_P^{Af} \approx 1\%$ (absolut in $P_{x,y}^{\text{p}}$),

Meßwert (ST2)	$P_x^{\text{d,sp}}$ (%)	$P_z^{\text{d,sp}}$ (%)	P_e (%)	$\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$
	-28.5	28.3	73.0	0.999
einzelne syst. Fehler	$\sigma_{P_x^{\text{d,sp}}}^{\text{sys}}$	$\sigma_{P_z^{\text{d,sp}}}^{\text{sys}}$	$\sigma_{P_e}^{\text{sys}}$	$\sigma_{\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p}^{\text{sys}}$
$\Delta\Delta p = \pm 0.2$ %	$<\pm 0.01$	∓ 0.02	$<\pm 0.01$	$<\pm 0.001$
$\Delta\Theta_0^{\text{tg}} = \pm 2$ mrad	$<\pm 0.01$	∓ 0.46	∓ 0.16	± 0.016
$\Delta y_0^{\text{tg}} = \pm 1.5$ mm	∓ 0.40	∓ 0.80	± 0.65	± 0.040
$\Delta\Phi_0^{\text{tg}} = \pm 2$ mrad	∓ 0.24	∓ 0.18	± 0.54	± 0.014
$\Delta p_{\text{ref}} = \pm 0.5$ MeV/c	$<\pm 0.01$	∓ 0.02	∓ 0.01	± 0.001
$\Delta\Theta_e^{\text{h}} = \pm 2$ mrad	$<\pm 0.01$	∓ 0.12	∓ 0.03	± 0.004
$\Delta\Phi_e^{\text{h}} = \pm 2$ mrad	± 0.01	∓ 0.01	± 0.05	∓ 0.001
$\Delta \vec{p}_{e'} = \pm 0.2$ MeV/c	± 0.01	± 0.01	∓ 0.02	∓ 0.001
$\Delta \vec{p}_e = \pm 0.2$ MeV/c	∓ 0.01	∓ 0.01	± 0.01	± 0.001
$\Delta\Phi_A = \mp 1$ mrad	∓ 0.03	± 0.03	± 0.06	± 0.002
$\Delta A_C = \pm 2$ % (rel.)	± 0.57	± 0.56	± 1.46	–
gesamter syst. Fehler	± 0.74	± 1.10	± 1.70	± 0.046
statistischer Fehler	± 0.43	± 0.67	± 1.02	± 0.028

Tab. 7.6: Auswirkung von systematischen Fehlern in den bei der Rückrechnung der Proton-Polarisationskomponenten vom FPP in die Streuebene relevanten Koordinaten (vgl. Abschnitt 6.5) und der Analysierstärke A_C auf die resultierenden Werte für $P_x^{\text{d,sp}}$, $P_z^{\text{d,sp}}$, P_e und $\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$ (siehe Tab. 7.5) am Beispiel der ST2-Messungen. Zum Vergleich sind die Meßwerte selbst und die statistischen Fehler mit aufgeführt.

d.h. selbst nach der Korrektur können „falsche Polarisationskomponenten“ dieser Größenordnung übrig sein. Der systematische Fehler der Analysierstärke wird von [McN85] mit $\sigma_{A_C} = \pm 2\%$ (relativ) angegeben (vgl. Abschnitt 3.2), woraus direkt ein ebenso großer systematischer Relativfehler in den damit bestimmten Polarisationskomponenten folgt.

Weitere systematische Fehler können bei der Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene entstehen. Die Frage, wie realistisch mit dem Programm QSPIN die Spektrometermagnetfelder berechnet und damit die wirkliche Spin-Präzession angenähert wird, ist schwer zu beantworten (siehe Anhang C, Abschnitt C.4). Die Verwendung der 5-dimensionalen Polynome in der STM anstatt der vollständigen QSPIN-Rechnung erzeugt zumindest keine zusätzlichen Fehler größer als 0.3% (relativ) (vgl. Abschnitt 6.4). Eine obere Abschätzung zur „Richtigkeit“ der STM liefern die in diesem Kapitel diskutierten Spintrace-Messungen, die innerhalb ihrer statistischen Fehler (Größenordnung: $\sigma_{P_p} \approx 1\%$) die Form der mit QSPIN berechneten Koordinatenabhängigkeiten der Spin-Präzession (vgl. Abb. 7.5) bestätigen.

Die zum Teil starken Steigungen dieser Koordinatenabhängigkeiten bewirken, daß systematische Fehler in den Spektrometer-Target-Koordinaten zu systematischen

Fehlern in den in die Streuebene zurückgerechneten Polarisationskomponenten führen. Anhand der aus den ST2-Messungen bestimmten Werte für $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ und der daraus berechneten Werte für P_e und $\frac{g_p}{2}G_E^p/G_M^p$ (vgl. Tab. 7.5) wird dies in Tabelle 7.6 vorgeführt. In dieser Tabelle werden auch die Folgen von systematischen Fehlern in den restlichen Komponenten von \vec{x} (vgl. Abschn. 6.5, Gln. (6.13)) aufgezeigt, von denen die STM nicht abhängt, die aber bei der Berechnung der Lage der Streuebene oder des Spektrometer-A-Target-Koordinatensystems eine Rolle spielen.

Die Größe der dabei in den jeweiligen Koordinaten angesetzten systematischen Fehler wird hier nicht im einzelnen diskutiert. Es sei jedoch angemerkt, daß man diese Werte nicht mit der experimentellen Auflösung verwechseln sollte, mit der die Spektrometer einzelne Teilchenspuren rekonstruieren können, die zum Teil wesentlich schlechter ist (z.B. in y_0^{tg}), aber zum Teil auch besser (z.B. in Δp). Es handelt sich dabei vielmehr um Abschätzungen darüber, wie weit diese Größen im Mittel im Experiment systematisch falsch bestimmt werden könnten¹⁰.

Es zeigt sich in Tabelle 7.6, daß für die systematischen Fehler in $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ im wesentlichen die systematischen Fehlern in y_0^{tg} und A_C verantwortlich sind. Der systematische Fehler in P_e wird allein von der Unsicherheit in A_C dominiert, die wiederum $\frac{g_p}{2}G_E^p/G_M^p$ wegen der Verhältnissbildung zwischen $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ (vgl. Gln. (7.16)) überhaupt nicht beeinflußt, so daß hier wieder y_0^{tg} Hauptquelle des systematischen Fehlers ist.

Den systematischen Fehler in A_C zu verkleinern dürfte sehr schwierig sein, da dazu aufwendige Messungen mit hoher statistischer Genauigkeit und einer entsprechend genauen Messung der absoluten Strahlpolarisation notwendig wären. Eine Verbesserung der systematischen Genauigkeit in y_0^{tg} sollte dagegen in einem gewissen Rahmen möglich sein, was zumindest bei Größen wie $\frac{g_p}{2}G_E^p/G_M^p$, die aus dem Verhältnis zweier Polarisationskomponenten bestimmt werden, ebenfalls eine Verkleinerung des systematischen Fehlers zur Folge hätte. Die systematische Unsicherheit in y_0^{tg} und die Gründe für die Größe des dafür bei den Spintrace-Messungen angesetzten Wertes werden deshalb im folgenden näher diskutiert.

In den gemessenen Winkeln und Impulsen und den angebrachten Energieverlustkorrekturen gibt die vielfach überbestimmte Kinematik der elastischen p(e,e'p)-Reaktion¹¹ wertvolle Hinweise zur Aufspürung systematischer Fehler. Für y_0^{tg} existieren solche strengen Konsistenzbedingungen jedoch nicht. Der mit Spektrometer

¹⁰Die Werte für $\Delta\Delta p$ und Δp_{ref} wurden mit Hinblick darauf angesetzt, daß das Spektrometer bei $p_{ref} = 630 \text{ MeV}/c$ im Bereich der Sättigungsmagnetisierung der Eisenjoche betrieben wird und dadurch sein volles Dipolfeldintegral nicht mehr ganz erreicht, worauf die bei den Eichmessungen zur `qsdda665.mx1` gefundene Position des Referenzstrahls in der Fokalebene hinweist, die gegenüber der `qsdda495.mx12` (vgl. Abschnitt 6.3) um mehr als 1 cm in x_{VDC} -Richtung verschoben ist. Da solche Sättigungseffekte mit dem Programm QSPIN bei Erstellung der STM nicht berücksichtigt werden konnten, müssen sie bei Benutzung der STM in den systematischen Fehler aufgenommen werden, obwohl die Teilchenimpulse selbst viel genauer bestimmt werden, da diese Effekte in die `qsdda665.mx1` „hineingeeicht“ sind.

¹¹Sind zwei der fünf Größen $|\vec{p}_e|$, $|\vec{p}_{e'}|$, Θ_e , $|\vec{p}_p|$ und Θ_p (siehe Anhang A) gegeben, so können die anderen drei bei elastischer ep-Streuung daraus berechnet werden.

B bestimmte Streuort im Target ist zwar innerhalb von $\sigma_{y_0} \approx 3$ mm erwartungsgemäß linear mit dem von Spektrometer A gemessenen y_0^{tg} -Wert korreliert. Seine absolute Lage ist allerdings wenig vertrauenswürdig, da die für seine Berechnung verwendete TMA-Matrix `bc1am495.mx19` und deren Offsets auf Eichmessungen von 1992 beruhen und zwischenzeitlich mehrfach die VDCs in Spektrometer B aus- und eingebaut, ja sogar zerlegt und repariert wurden.

Bei Spektrometer A wurde dagegen zwischen den Spintrace-Messungen (Aug. 97) und der Eichmessungen zur `qsdda665.mx1` (Nov. 98) weder Hand an die VDCs noch an die Magnete gelegt. Daher ist es verwunderlich, daß das Kohlenstoff-Schichttarget, mit dessen Hilfe direkt vor Beginn der Spintrace-Messungen die Messung zur FPP-HDC-Inbetriebnahme durchgeführt wurde, bei $y_0^{\text{tg}} \approx +2.5$ mm erscheint, obwohl es genau wie das Wasserfilmtarget [Ber00], mit dem die Position $y_0^{\text{tg}} = 0$ bei der Eichmessung zur `qsdda665.mx1` definiert wurde, mit einem Theodolithensystem mit einer Genauigkeit von ± 0.2 mm (vgl. [Pos93]) auf die Spektrometerdrehachse justiert worden sein sollte. Die gemeinsam mit dem Kohlenstoff-Schichttarget einjustierte, aber mechanisch davon unabhängige Flüssigwasserstoff-Targetzelle zeigt bei den Spintrace-Messungen einen ähnlichen Versatz von $y_0^{\text{tg}} = 2.5 - 3.5$ mm. Das Argument, die Zelle werde im Warmzustand justiert und könne sich dann beim Abkühlen durch Kontraktion der Basel-Loop (siehe Abb. 2.4) bewegen, mit dem teilweise bei anderen Experimenten Inkonsistenzen in der Targetposition begründet werden, greift bei den Spintrace-Messungen nicht, da das Kohlenstoff-Schichttarget den gleichen Versatz zeigt.

Ob und bei welcher Justierung womöglich Fehler gemacht wurden läßt sich zum jetzigen Zeitpunkt nicht mehr rekonstruieren, da zwischenzeitlich das Target mehrfach umgebaut wurde und auch die VDCs wegen einer gerissenen Vakuumaustrittsfolie aus- und wieder eingebaut wurden. Zudem läßt sich nicht ausschließen, daß tatsächlich ein Problem mit der langfristigen Richtungsstabilität des Spektrometers in dieser Größenordnung vorliegt. Bei Auswertung der Spintrace-Messungen wurde deshalb y_0^{tg} durch systematische Addition eines Offsets von -1.5 mm bei jedem Ereignis so weit verschoben, daß beide Szenarien (y_0^{tg} im Mittel gleich 0 mm bzw. $+3$ mm) innerhalb des systematischen Fehlers von $\Delta y_0^{\text{tg}} = \pm 1.5$ mm enthalten sind.

Auch ohne das beschriebene Problem mit der zeitlichen Inkonsistenz von y_0^{tg} bei den verschiedenen Strahlzeiten wäre der systematische Fehler von y_0^{tg} nicht viel kleiner abgeschätzt worden. Da y_0^{tg} in Spektrometer A im wesentlichen aus Φ_{VDC} , der am wenigsten genau gemessenen VDC-Koordinate bestimmt wird, reagiert es auf kleine Meßfehler sehr empfindlich. Bei einer Messung am Schichttarget zeigt y_0^{tg} z.B. als Funktion von x_{VDC} Schwankungen in der Größe von $\sigma_{y_0^{\text{tg}}} \approx 0.5 - 1$ mm, die sich erst bei Zusammenfassung von x_{VDC} -Bereichen größer 200 mm wieder einigermaßen herausmitteln. Die Gründe für diese Schwankungen liegen wahrscheinlich bei Ungenauigkeiten im inneren Aufbau der VDCs (z.B. Drahtpositionierungsgenauigkeiten), was ihre Korrektur sehr aufwendig machen würde. Doch erst eine solche Korrektur und eine Überprüfung der Ausrichtung des Spektrometers (besonders des Quadrupols) könnten den systematischen Fehler von y_0^{tg} deutlich verringern.

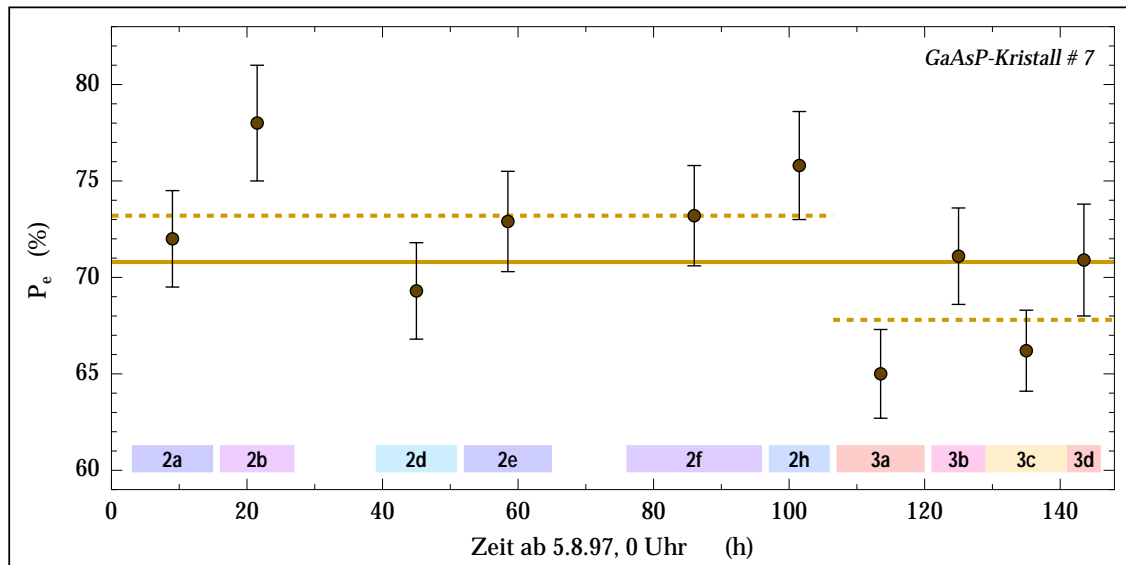


Abb. 7.6: Longitudinale Elektronenstrahl-Polarisation P_e bei allen Spintrace-Messungen, bei denen in der polarisierten Elektronenquelle der GaAsP-Kristall Nr. 7 verwendet wurde (vgl. Tab. 7.2), als Funktion der Zeit. P_e wurde dabei mit Gleichung (7.17) aus der im FPP gemessenen Proton-Rückstoßpolarisation nach elastischer ep-Streuung berechnet (vgl. Tab. 7.5). Die Fehlerbalken beinhalten nur die statistischen Fehler; die systematischen Fehler liegen im Bereich von $\pm 1.7\%$ (absolut, vgl. Tab. 7.6), würden aber alle Punkte im wesentlichen gleichmäßig nach oben oder unten verschieben, d.h. ihre relative Lage zueinander kaum verändern. Mit gestrichelten Linien sind die Mittelwerte für P_e getrennt für die ST2- und die ST3-Messungen eingezeichnet; die durchgezogene Linie ist der Mittelwert über alle Messungen.

7.8 Konstanz der Strahlpolarisation

Bezüglich der Elektronenstrahl-Polarimetrie fanden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Streuexperimente in einer sehr ungünstigen Zeitspanne statt: Als es im Januar 1997 zu Messungen mit dem FPP zum ersten Mal einen polarisierten Elektronenstrahl in der A1-Spektrometerhalle gab, geschah dies kurz nach dem Umzug [Ste98] der Quelle der polarisierten Strahlelektronen (PKA1) [Aul94, Aul97] vom Erdgeschoß des MAMI-Gebäudes in dessen Untergeschoß zur unpolarisierten Quelle (EKAN) (siehe Abb. 2.1). Dadurch konnte das in der vorher dazwischenliegenden Niederenergie-Strahlführung befindliche 100-keV-Mott-Polarimeter, das bis dahin zur Messung der Strahlpolarisation hinter der PKA1 eingesetzt wurde, nicht mehr verwendet werden. Das zu dessen Ersatz hinter dem RTM1 installierte 14-MeV-Mott-Polarimeter [Leb98] ging erst 1998 nach Beendigung der letzten N- Δ -Messungen (bis Feb. 98) in Betrieb. Da auch das Møller-Polarimeter [Bar96] in der Strahlführung der A1-Halle erst 1999 installiert wurde, gab es während aller in dieser Arbeit beschriebenen Experimente keine Informationen über die longitudinale Strahlpolarisation P_e , außer denen, die über den Polarisationsübertrag bei der elastischen ep-Streuung mit Gleichung (7.17) aus den mit dem FPP selbst gemessenen Proton-Rückstoßpolarisationen berechnet wurden.

Darüber hinaus gab es in dieser Zeit Probleme mit dem Betrieb der sich noch in der Entwicklungsphase befindlichen polarisierten Elektronenquelle, die zumeist darin be-

standen, daß die Quantenausbeute¹² bei der Bestrahlung der GaAsP-Kristalle mit dem polarisierten Laserlicht innerhalb von Stunden so stark abfiel, daß die für die Streuexperimente in der Spektrometerhalle benötigten Elektronenstrahlströme damit nicht mehr erreicht werden konnten. Dieser Abfall der Quantenausbeute und die verschiedenen Maßnahmen zu ihrer Wiederherstellung (Drehung oder Neupräparation des Kristalls, „Cäsieren“, usw.) können Auswirkungen auf die Größe der erzielten Strahlpolarisation haben.

Daher betrachten wir in Abbildung 7.6 die zeitliche Konstanz der Werte für P_e , die bei den ST2- und ST3-Messungen bestimmt wurden, bei denen der GaAsP-Kristall Nr. 7 im Einsatz war. Dies geschieht auch im Hinblick darauf, daß mit demselben Kristall auch die erste Hälfte der N- Δ -Messungen durchgeführt wurde. Mit dem Mittelwert über alle Messungen (70.8%, durchgezogene Linie in Abb. 7.6) stimmen die Datenpunkte nur mit einem χ^2/f von 22.2/9 überein, d.h. es ist relativ unwahrscheinlich, daß die Strahlpolarisation über die ganze Zeit hinweg konstant war (Signifikanz ca. 99%).

Betrachtet man dagegen die ST2- und die ST3-Messungen getrennt, so lassen sich aus den Übereinstimmungen mit den jeweiligen Mittelwerten (73.2% und 67.8%, gestrichelte Linien in Abb. 7.6) von $\chi^2/f = 6.1/5$ bzw. $\chi^2/f = 4.9/3$ keine statistisch signifikanten Schwankungen mehr begründen. Aus diesem Grund wurde auch bei der in Abschnitt 7.5 beschriebenen Datenanalyse die Strahlpolarisation jeweils über die ST2- und die ST3-Messungen als konstant angenommen (vgl. Tab. 7.3)¹³.

Als Schlußfolgerung aus Abbildung 7.6 läßt sich festhalten, daß die Elektronenstrahl-Polarisation während der einwöchigen ST2- und ST3-Messungen in der Größenordnung von $\pm 3\%$ (absolut) geschwankt bzw. um 5% abgenommen haben könnte, was bei der Abschätzung des systematischen Fehlers von P_e für die anschließenden N- Δ -Messungen zu berücksichtigen ist. Aufgrund der Größe der statistischen Fehler lassen sich jedoch keine wirklich genauen Aussagen darüber treffen.

7.9 Optimierung der longitudinalen Strahlpolarisation in der A1-Halle

Nach dem im letzten Abschnitt erwähnten Umzug der PKA1 zur EKAN mußte nicht nur auf das in der vorher dazwischenliegenden 100-keV-Strahlführung liegende Mott-Polarimeter verzichtet werden, sondern auch auf den an gleicher Stelle installierten Spin-Rotator [Ste93], mit dem die relative Stellung des Polarisationsvektors

¹²Die Quantenausbeute bezeichnet die Anzahl der emittierten Elektronen pro einfallendem Photon.

¹³Die Vermutung, der Unterschied in den gemessenen P_e -Werten zwischen den ST2- und den ST3-Messungen könne dadurch zustande gekommen sein, daß in einem der beiden überdeckten Δp -Bereiche (ca. 0% bis +4% bei ST2, und ca. +10% bis +13.5% bei ST3, siehe Abb. 7.2) Probleme mit der Beschreibung der wirklichen Spin-Präzession oder der Analysierstärke vorliegen, konnte in neueren $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen [Gro00] nicht bestätigt werden, wo die in unterschiedlichen Δp -Bereichen aus den mit dem FPP gemessenen Proton-Rückstoßpolarisationen bestimmten P_e -Werte untereinander und mit den Messungen des Møllerpolarimeters übereinstimmen.

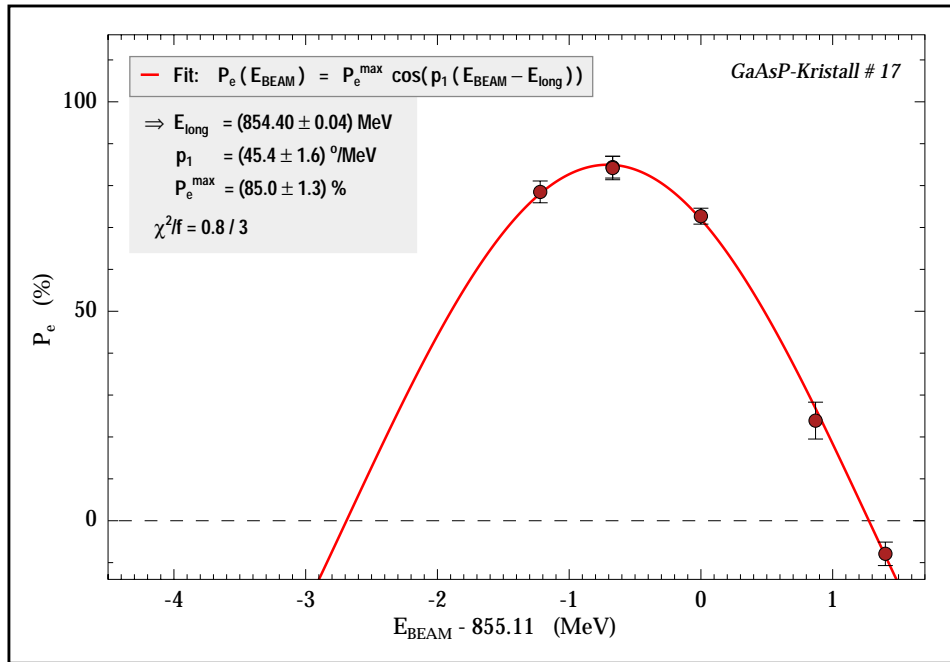


Abb. 7.7: Longitudinale Elektronenstrahl-Polarisation in der A1-Halle als Funktion der Strahlenergie, gemessen mit dem FPP über die Proton-Rückstoßpolarisation nach elastischer $p(\vec{e}, e' \vec{p})$ -Streuung (vgl. Tab. 7.5, ST4 – ST9). Neben den eingezeichneten statistischen Fehlern gibt es systematische Fehler von ca. 2.3% (relativ), mit denen alle Datenpunkte gleichmäßig skalieren, die also nur den resultierenden Wert für P_e^{max} , nicht aber die Werte für p_1 und E_{long} betreffen.

zur Flugrichtung der Strahlelektronen beliebig im Raum verändert werden konnte. Seitdem ist bei Benutzung der PKA1 die Richtung der Strahlpolarisation in den Experimentierhallen wegen der Spin-Präzession der Elektronen im Beschleuniger (vgl. Abschnitt 6.1) eine feste Funktion der Strahlenergie, durch deren Variation sie allerdings nur in der Ablenkebene der Mikrotrons verdreht werden kann.

Für die A1-Spektrometerhalle bestand 1997 die auf Berechnungen [Ste98] beruhende Vorhersage, daß die Elektronenstrahl-Polarisation dort bei einer Strahlenergie von $E = 854.2$ MeV am Target longitudinal stehen würde. Um diese Vorhersage experimentell zu überprüfen, wurden im September 1997 in der A1-Halle elastische $p(\vec{e}, e' \vec{p})$ -Experimente mit Nachweis der Proton-Rückstoßpolarisation im FPP als Funktion von E durchgeführt. Diese Messungen wurden unter den Bezeichnungen ST4 – ST9 bereits in Abschnitt 7.3 beschrieben, weshalb hier nur noch auf das dabei erzielte Ergebnis, die gemessene longitudinale Strahlpolarisation (siehe Tab. 7.5) als Funktion der Strahlenergie (siehe Tab. 7.2), eingegangen wird, das in Abbildung 7.7 dargestellt ist.

Durch χ^2 -Minimierung wurde an die gemessenen Daten die Funktion

$$P_e(E) = P_e^{\text{max}} \cos(p_1(E - E_{\text{long}})) \quad (7.20)$$

angepaßt. Die daraus resultierende Abhängigkeit des Polarisationswinkels von der Strahlenergie ist mit $p_1 = (45.4 \pm 1.6) \text{ }^\circ/\text{MeV}$ mit den Berechnungen von [Ste98] verträglich ($45 \text{ }^\circ/\text{MeV}$). Die Strahlenergie, bei der die Strahlpolarisation genau lon-

gitudinal steht, weicht mit $E_{\text{long}} = (854.40 \pm 0.04)$ MeV leicht von dem damals vorhergesagten Wert (854.2 MeV) ab¹⁴. Diese Abweichung ist jedoch so klein, das die bis September 97 bei $E = 854.18$ MeV durchgeführten Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl keine merklichen Einbußen dadurch hatten (P_e ist dort 98.5% von P_e^{max}). Die hier gefundenen Werte für p_1 und E_{long} werden durch neuere Messungen mit dem Møller-Polarimeter sehr gut bestätigt [Str00].

Mit $P_e^{\text{max}} = (85 \pm 1.3)\%$ wurde bei den ST4-9-Experimenten, selbst unter Berücksichtigung eines zusätzlichen systematischen Fehlers von $\pm 2\%$ (vgl. Abschnitt 7.7), die bisher höchste jemals in der Spektrometerhalle gemessene Elektronenstrahl-Polarisation bestimmt. Leider reichte die Quantenausbeute des dabei verwendeten GaAsP-Kristalls # 17 für den höheren Strahlstrombedarf der N- Δ -Messungen nicht aus. Mittlerweile ist dieser Kristall überhaupt nicht mehr einsatzfähig.

7.10 Bestimmung des Verhältnisses G_E^p/G_M^p

Die von [Sim80] angegebenen Q^2 -Abhängigkeiten der Sachs-Formfaktoren des Protons (Gln. (7.7) und (7.8)) beruhen auf Messungen des elastischen p(e,e'p)-Wirkungsquerschnittes, der bei festen Werten von Q^2 (bzw. τ) jeweils bei verschiedenen Θ_e gemessen wurde, wodurch über den $\tan \frac{\Theta_e}{2}$ -Term in Gleichung (7.1) G_M^p von G_E^p separiert werden kann. Die Bestimmung von G_E^p aus dieser sogenannten *Rosenbluth-Separation* [Ros50] wird jedoch mit steigendem Q^2 immer schwieriger, da dann der Wirkungsquerschnitt wegen des zusätzlichen Faktors τ vor den G_M^{p2} -Termen immer stärker von G_M^p dominiert wird.

Neuere Messungen [Jon00, Mil99] bestimmen deshalb G_E^p aus seinem Verhältnis zu G_M^p durch Messung der Proton-Rückstoßpolarisation (Gleichung (7.16)) bei p($\vec{e}, e' \vec{p}$)-Streuexperimenten, wie sie auch im Rahmen dieser Arbeit zur Überprüfung des berechneten Spin-Transfers durch Spektrometer A durchgeführt wurden. Unter der Voraussetzung, daß der berechnete Spin-Transfer im Rahmen der dafür angesetzten systematischen Fehler korrekt ist, können die in diesem Kapitel beschriebenen Spintrace-Messungen daher auch als Messungen des Verhältnisses G_E^p/G_M^p bei 3 Werten von Q^2 betrachtet werden, deren Ergebnisse (siehe auch Tab. 7.5) in der folgenden Tabelle zusammengefaßt sind (zur Bestimmung der systematischen Fehler siehe Abschnitt 7.7).

Kinematik	Q^2 (GeV ² /c ²)	$\frac{g_p}{2} G_E^p/G_M^p$
ST2	0.373	$0.999 \pm 0.028_{\text{stat}} \pm 0.046_{\text{sys}}$
ST4ff	0.401	$1.011 \pm 0.029_{\text{stat}} \pm 0.044_{\text{sys}}$
ST3	0.441	$0.936 \pm 0.033_{\text{stat}} \pm 0.039_{\text{sys}}$

Die Akzeptanz um die angegebenen Q^2 -Werte beträgt bei jeder der Messungen etwa ± 0.015 GeV²/c².

¹⁴Nach einem inzwischen gefundenen Fehler in den Berechnungen kann der gemessene Wert nun nachvollzogen werden.

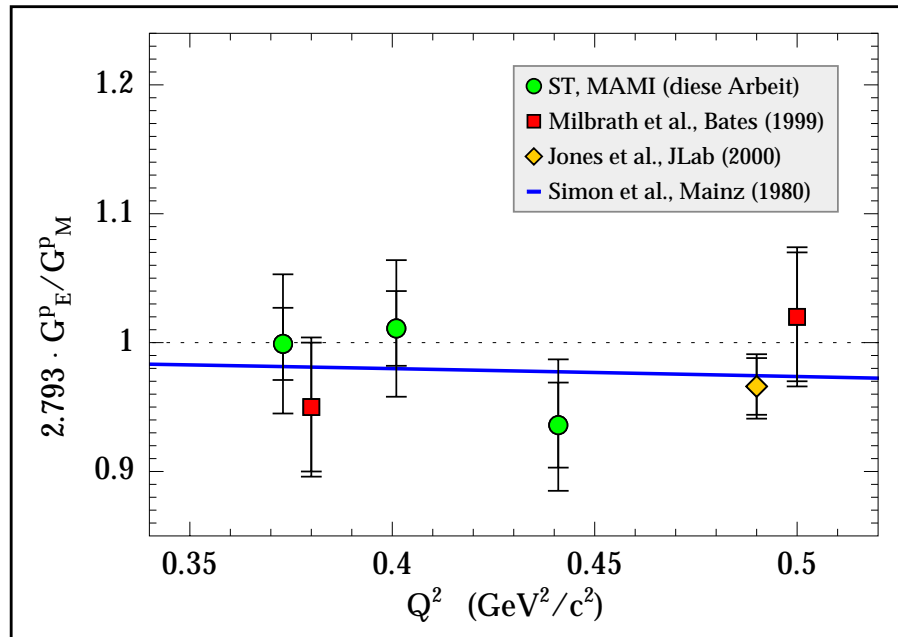


Abb. 7.8: Auf $\mu_p/\mu_N = 2.793$ normiertes Verhältnis zwischen G_E^p und G_M^p , dem elektrischen und dem magnetischen Sachs-Formfaktor des Protons, das sich bei $Q^2 = 0.373, 0.401$ und 0.441 GeV²/c² aus den Spintrace-Messungen (ST) ergibt. Ebenfalls aus $p(\vec{e}, e' \vec{p})$ -Experimenten stammen die Daten von [Mil99] und [Jon00]. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte kennzeichnen ihren statistischen Fehler, die äußeren die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die durchgezogene Linie repräsentiert in Form des Fits von [Sim80] die Ergebnisse der älteren Rosenbluth-Separationen und die gestrichelte Linie das sogenannte „Skalierungsgesetz“, nach dem das aufgetragene Verhältnis konstant gleich 1 wäre.

Abbildung 7.8 zeigt, daß die Ergebnisse der Spintrace-Messungen für $\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$ gut mit den Meßwerten von [Mil99] und [Jon00] übereinstimmen. Wirklich signifikante Abweichungen des Verhältnisses von 1, wie sie von [Jon00] bei höheren Q^2 gesehen wurden, sind im vermessenen Q^2 -Bereich noch nicht erkennbar. Im Mittel deuten jedoch die Ergebnisse der neueren $p(\vec{e}, e' \vec{p})$ -Experimente, wie schon die der älteren $p(e, e' p)$ -Wirkungsquerschnitts-Messungen (die in Abbildung 7.8 durch den Fit von [Sim80] repräsentiert werden), darauf hin, daß auch in diesem Q^2 -Bereich schon eine leichte Abweichung vom „Skalierungsgesetz“ (ca. 2% nach unten) vorliegen könnte.

Kapitel 8

Pion-Elektroproduktion im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz

Das Ziel des ersten Streuexperimentes mit rein physikalischer Zielsetzung, bei dem das FPP eingesetzt wurde, war die Messung des Coulomb-Quadrupolanteils im Nukleon- Δ -Übergang, auf dessen Bedeutung zunächst in Abschnitt 8.1 eingegangen wird. Abschnitt 8.2 gibt eine Einführung in den bei der Beschreibung der Pion-Elektroproduktion gängigen Multipolformalismus, in dessen Rahmen in Abschnitt 8.3 die Empfindlichkeit der Polarisierung der Rückstoßprotonen bei der Streureaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ auf den gesuchten Coulomb-Quadrupolanteil dargestellt wird.

Die Durchführung des Experimentes und die Unterdrückung der Untergrundereignisse in der Datenanalyse werden in den Abschnitten 8.4 und 8.5 beschrieben. Die Abschnitte 8.6–8.9.2 behandeln die Korrekturen, die aufgrund der Ausdehnung der experimentellen Akzeptanzen an den gemessenen Polarisationskomponenten angebracht werden müssen, damit diese festen physikalischen Koordinaten zugeordnet werden können. In den Abschnitten 8.10 und 8.11 wird diskutiert, welche Rückschlüsse sich aus den gemessenen Polarisationskomponenten auf die longitudinalen Anteile im Nukleon- Δ -Übergang ergeben.

8.1 Ist das Proton deformiert?

Aus den in Abschnitt 7.1 beschriebenen Sachs-Formfaktoren geht hervor, daß das Proton ein diffuses Gebilde ist, dessen näherungsweise exponentiell nach außen abfallende Ladungsdichte einen RMS-Radius von 0.86 fm hat (vgl. Gleichung (7.9)).

In tiefinelastischen Elektron- und Neutrino-Streuexperimenten offenbarte das Proton eine Unterstruktur aus punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen (siehe z.B. [Per90]). Im *Quarkmodell* besteht das Proton aus 3 *Valenzquarks*: zwei u-Quarks (*up*) mit einer Ladung von jeweils $+\frac{2}{3}e$, und einem d-Quark (*down*) mit der Ladung $-\frac{1}{3}e$. Daneben gibt es im Proton virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die *Seaquarks*, deren effektive Quantenzahlen sich jedoch gegeneinander wegmitteln, und *Gluonen*, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks. Die gängige Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, die *Quantenchromodynamik* (QCD), ordnet den Quarks und Gluonen „Farbladungen“ (rot, grün, blau) zu. Das sogenannte *Confinement* verlangt jedoch, daß nur „farblose“ Objekte frei existieren, um zu erklären, daß keine freien Quarks beobachtet wurden. Demnach bestehen stark wechselwirkende Teilchen (Hadronen) entweder in Form von Mesonen aus einem Quark-

Antiquark-Paar, wobei sich die Farbladungen aufheben, oder in Form von Baryonen aus 3 Quarks, deren Farbladungen sich zu „weiß“ ergänzen.

Bei niedrigen Energien (≤ 1 GeV) lassen sich die Eigenschaften der aus Quarks und Gluonen zusammengesetzten Objekte nicht direkt aus der QCD berechnen. Deshalb verwendet man z.B. zur Beschreibung des Nukleons spezielle Niederenergiemodelle. Im sogenannten *Konstituentenquarkmodell* werden die Seaquarks und die Gluonen den Valenzquarks als „Wolke“ zugeordnet, mit denen zusammen sie Quasiteilchen, die *Konstituentenquarks* bilden, die die Quantenzahlen und Bezeichnungen der Valenzquarks übernehmen. Im Gegensatz zu den punktförmigen Valenzquarks haben die Konstituentenquarks eine Ausdehnung (Radius ca. 0.3 fm) und eine größere Masse (ca. 300 MeV/c² gegenüber weniger als 15 MeV/c²).

Im Konstituentenquarkmodell ist die Frage nach einer eventuellen Deformation des Protons gleichbedeutend mit der Frage, ob die Ortswellenfunktionen der Konstituentenquarks reine sphärisch symmetrische S-Zustände (Bahndrehimpuls $l = 0$) sind, oder ob es in Analogie zum Deuteron eine D-Wellen-Beimischung ($l = 2$) gibt¹. Eine solche D-Wellen-Beimischung im Nukleon könnte aus Kontakt- und Tensor-Kräften („Farb-Hyperfeinwechselwirkung“) zwischen den Quarks resultieren [Gla79, Isg82].

Die entsprechende Deformation der Ladungsverteilung des Protons hätte ein elektrisches Quadrupolmoment zur Folge. Da das Proton jedoch ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ist, wäre sein Quadrupolmoment im Laborsystem („spektroskopisches Quadrupolmoment“) prinzipiell nicht direkt beobachtbar², was aber nicht bedeutet, daß nicht doch ein „inneres“ Quadrupolmoment (im körperfesten Koordinatensystem) existieren kann. Bei größeren Spin-0- und Spin- $\frac{1}{2}$ -Kernen gelang es z.B., das innere Quadrupolmoment indirekt durch seinen Einfluß auf die Übergangswahrscheinlichkeiten zu angeregten Zuständen („Rotationsbanden“) nachzuweisen (vgl. z.B. [May84]).

Analog dazu betrachten wir im folgenden die Anregung des Protons. Der erste angeregte Zustand des Protons (Parität = +), die $\Delta(1232)$ -Resonanz (Gesamtdrehimpuls $J = \frac{3}{2}$, Isospin $I = \frac{3}{2}$, Parität $P = +$), liegt mit seiner Masse von $W = 1232$ MeV in einem Energiebereich, der mit Streuexperimenten an der 3-Spektrometer-Anlage mit dem MAMI-Elektronenstrahl gut untersucht werden kann. Die elektromagnetische Anregung eines Protons zur Δ^+ -Resonanz durch Streuung eines hochenergetischen Elektrons kann in guter Näherung durch den Austausch *eines* virtuellen Photons beschrieben werden. Photonen mit Drehimpuls J_γ und Parität $(-1)^{J_\gamma+1}$ werden dabei üblicherweise mit MJ_γ (magnetische Multipolstrahlung) bezeichnet. Bei Parität $(-1)^{J_\gamma}$ wird zusätzlich zwischen EJ_γ (elektrische Multipolstrahlung) und CJ_γ (Coulomb-Multipolstrahlung) unterschieden, je nachdem, ob die Feldkomponenten transversal oder longitudinal auf der Ausbreitungsrichtung des Photons stehen.

Sind die Ortswellenfunktionen der Konstituentenquarks sowohl im Proton ($J^P = \frac{1}{2}^+$) als auch im Δ^+ reine S-Zustände, so kann die Anregung wegen Drehimpuls- und Paritätserhaltung nur durch einen magnetischen Dipolübergang erfolgen [Bec65]. Wie

¹P-Wellen ($l = 1$) kommen wegen ihrer ungeraden Parität nicht in Frage.

²Für einen Zustand mit Drehimpuls J verschwinden die Erwartungswerte aller Multipolmomente mit Multipolordnung $K > 2J$.

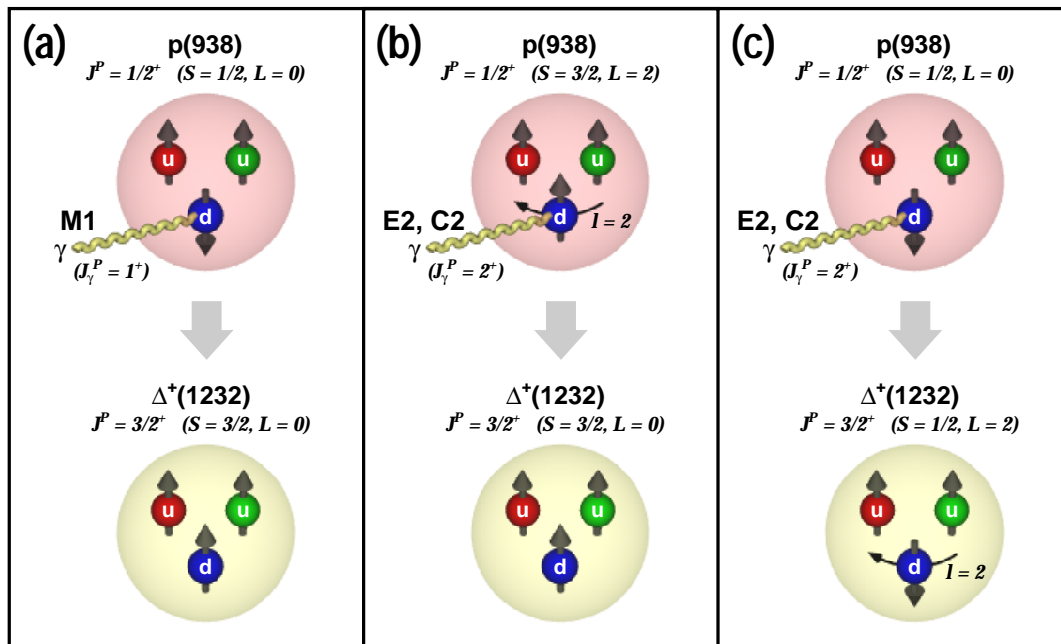


Abb. 8.1: Skizze der Δ^+ -Anregung des Protons im einem einfachen Konstituentenquarkmodell, (a) mit einem M1-Photon („Single-Quark-Spin-Flip“), (b) mit einem E2- bzw. C2-Photon aus einem D-Zustand im Proton, und (c) mit einem E2- bzw. C2-Photon zu einem D-Zustand im Δ^+ .

in Abbildung 8.1.a skizziert ist, wird dabei durch Absorption eines M1-Photons der Spin des 3. Quarks parallel zu denen der anderen beiden Quarks gestellt („Single-Quark-Spin-Flip“). Sind dagegen im Proton D-Wellen-Beimischungen vorhanden, so könnte es auch durch einen elektrischen bzw. Coulomb-Quadrupolübergang, d.h. durch Absorption eines E2- bzw. C2-Photons zur Δ^+ -Resonanz angeregt werden (Abb. 8.1.b). Allerdings könnte auch eine D-Wellen-Beimischung im Δ^+ einen Quadrupolübergang aus dem S-Zustand im Proton ermöglichen (Abb. 8.1.c), so daß ein experimenteller Nachweis, daß die Δ^+ -Anregung des Protons mit E2- bzw. C2-Photonen tatsächlich existiert, selbst in diesem einfachen Konstituentenquarkmodell keinen direkten Rückschluß auf eine D-Wellen-Beimischung im Proton bzw. eine Deformation seiner Ladungsverteilung zuläßt.

In komplexeren Nukleonmodellen ist die Quadrupol-Anregung der Δ -Resonanz oft nicht mehr zwingend an die Existenz von D-Zuständen in den Quarkwellenfunktionen gebunden. Die Zulassung von Zwei-Körper-Austauschströmen (Gluonen und Pionen) zwischen den Konstituentenquarks [Buc97] erlaubt z.B. einen Quadrupolübergang zwischen S-Zuständen („Two-Quark-Spin-Flip“). Um nur einige andere Modelle zu nennen: Auch im Rahmen des *Skyrme-Modells* [Wir87] oder des *Constituent-Quark-Diquark-Models* [Kei97] werden nichtverschwindende Quadrupol-Übergangsamplituden vorausgesagt, ebenso im *Cloudy-Bag-Model* [Kae83, Ber88] oder im *Linear- σ -Model* [Fio96], wobei in den beiden letzteren dafür maßgeblich eine das Nukleon umgebende „Pion-Wolke“ verantwortlich ist. Im allgemeinen ist es somit modellabhängig, aus der Existenz des Quadrupolübergangs auf eine Deformation von Nukleon und/oder Δ zu schließen.

Nichtsdestoweniger müssen sich jedoch die einzelnen Nukleonmodelle daran messen lassen, ob sie beim Nukleon- Δ -Übergang die relativen Stärken des elektrischen und des Coulomb-Quadrupolübergangs zum magnetischen Dipolübergang, die sogenannten E2/M1- bzw. C2/M1-Verhältnisse, richtig beschreiben können. Daher besteht ein großes Interesse daran, diese Verhältnisse in Streuexperimenten zu vermessen.

8.2 Der Pion-Nukleon-Endzustand

Die Lebensdauer der Δ -Resonanz liegt im Bereich von 10^{-23} sec, was sich in ihrer Energieunschärfe von ca. 120 MeV (FWHM³) widerspiegelt. Sie zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% in ein Pion (Spin = 0, Parität = -) und ein Nukleon, z.B. Δ^+ in $\pi^0 p$ und $\pi^+ n$. Die Zerfallswahrscheinlichkeit in ein Nukleon und ein γ ist mit ca. 0.6% sehr klein.

Werden bei der Streuung von Elektronen an Nukleonen Pionen erzeugt („Pion-Elektroproduktion“), so kann durch Nachweis der Multipole im Pion-Nukleon-Endzustand auf die Multipoleigenschaften der ausgetauschten virtuellen Photonen zurückgeschlossen werden. Die gängige Bezeichnung der Multipole im Pion-Nukleon-System besteht aus einem der Buchstaben M (magnetisch), E (elektrisch) oder S (skalar, anstelle von C für „Coulomb“)⁴ für den Charakter des ausgetauschten Photons und einem zweiteiligen Index, der sich aus $l_{\pi N}$, dem relativen Pion-Nukleon-Bahndrehimpuls, und einem Vorzeichen, das besagt ob der Nukleon-Spin parallel (+) oder antiparallel (-) zu $l_{\pi N}$ steht, zusammensetzt. Als Beispiel sind in Tabelle 8.1 die zusammengehörigen Photon- und πN -Multipole bis $J_\gamma = 2$ angegeben. Dort ist außerdem gekennzeichnet, welche Multipole an die $\Delta(1232)$ - und die $N^*(1440)$ -Resonanz („Roper-Resonanz“) ankoppeln.

Der Isospin des auslaufenden πN -Systems kann $I = 1/2$ oder $I = 3/2$ betragen. Das *Fermi-Watson Final State Theorem* (kurz: „Watson-Theorem“) [Wat54] besagt, daß die Real- und Imaginärteile der πN -Multipole zu festem $l_{\pi N} \pm$ in einem Isospin-Kanal über dieselbe Streuphase $\delta_{l_{\pi N} \pm}^I$ miteinander zusammenhängen:

$$\Im\{A_{l_{\pi N} \pm}^I\} = \Re\{A_{l_{\pi N} \pm}^I\} \tan \delta_{l_{\pi N} \pm}^I, \quad \text{mit } A = M, E, S. \quad (8.1)$$

Dies bedeutet z.B., daß sich mit der aus der elastischen πN -Streuung bekannten Streuphase $\delta_{1+}^{3/2}$ (die sich dort unter der Bezeichnung δ_{P33} findet) aus einer Messung von $\Im\{S_{1+}^{3/2}\}$ durch Anwendung des Watson-Theorems auch $\Re\{S_{1+}^{3/2}\}$ berechnen läßt⁵.

³FWHM = **F**ull **W**idth **H**alf **M**ax

⁴Anstelle der Skalaren Multipole $S_{l_{\pi N} \pm}$ werden in der Literatur auch Longitudinale Multipole $L_{l_{\pi N} \pm}$ verwendet, die über den Energie- und Impulsübertrag im Schwerpunktsystem mit den $S_{l_{\pi N} \pm}$ zusammenhängen: $\omega_{\text{cm}} S_{l_{\pi N} \pm} = |\vec{q}_{\text{cm}}| L_{l_{\pi N} \pm}$.

⁵Strenggenommen ist das Watson-Theorem so nur unterhalb der 2π -Produktionsschwelle anwendbar, die bereits mitten im Bereich der Δ -Resonanz aufgeht. Wegen ihres vergleichsweise kleinen und langsam ansteigenden Wirkungsquerschnittes wird die 2π -Produktion im Bereich der Δ -Resonanz in diesem Zusammenhang jedoch zumeist vernachlässigt.

$\gamma\text{N-System}$		$\pi\text{N-System}$			Parität	Resonanz
J_γ	Multipol	$J_{\pi N}$	$l_{\pi N}$	Multipol		
0	C0	1/2	1	S_{1-}	+	N*(1440)
1	E1, C1	1/2	0	E_{0+}, S_{0+}	-	
1	E1, C1	3/2	2	E_{2-}, S_{2-}	-	
1	M1	1/2	1	M_{1-}	+	N*(1440)
1	M1	3/2	1	M_{1+}	+	$\Delta(1232)$
2	E2, C2	3/2	1	E_{1+}, S_{1+}	+	$\Delta(1232)$
2	E2, C2	5/2	3	E_{3-}, S_{3-}	+	
2	M2	3/2	2	M_{2-}	-	
2	M2	5/2	2	M_{2+}	-	

Tab. 8.1: Multipole in der Pion-Elektroproduktion (nur Resonanzen mit $W \leq 1500$ MeV).

Im Zerfallskanal der Δ -Resonanz ($I = 3/2$) können wegen Drehimpuls-, Paritäts- und Isospin-Erhaltung ausschließlich $M_{1+}^{3/2}$ -, $E_{1+}^{3/2}$ - und $S_{1+}^{3/2}$ -Multipole auftreten. Der Umkehrschluß gilt jedoch nicht: Selbst im Isospin- $\frac{3}{2}$ -Kanal müssen nicht alle der auf diese Weise auslaufenden Pion-Nukleon-Konfigurationen aus dem Zerfall eines zuvor angeregten Δ s (Abb. 8.2.a) stammen, sondern können auch über andere, nicht resonante, Reaktionsmechanismen (z.B. Abb. 8.2.b-e), wie sie auch im Isospin- $\frac{1}{2}$ -Kanal auftreten, produziert worden sein. Eine modellunabhängige Abtrennung der resonanten von den nichtresonanten Anteilen ist nicht möglich [Wil96].

Bei der Multipolanalyse von Pion-Photoproduktions-Daten (siehe z.B. [Ber75]) zeigte zumindest $M_{1+}^{3/2}$ als Funktion von W das Verhalten einer nahezu rein resonanten Amplitude: Dicht bei der Resonanzstelle, deren Lage durch den Vorzeichenwechsel von $\Re\{M_{1+}^{3/2}\}$ bei 1232 MeV definiert wird (dort ist die Streuphase $\delta_{1+}^{3/2} = 90^\circ$), hat $\Im\{M_{1+}^{3/2}\}$ sein Maximum (bei etwa 1220 MeV). Daher werden oft die nichtresonanten Anteile im Isospin- $\frac{3}{2}$ -Kanal vernachlässigt und die zu messenden Quadrupolanteile im N- Δ -Übergang *definiert* als

$$\left(\frac{\text{E2}}{\text{M1}}\right)_{\Delta_{33}} = \frac{E_{1+}^{3/2}}{M_{1+}^{3/2}} \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{\text{C2}}{\text{M1}}\right)_{\Delta_{33}} = \frac{S_{1+}^{3/2}}{M_{1+}^{3/2}}, \quad (8.2)$$

obwohl weder für $E_{1+}^{3/2}$ noch für $S_{1+}^{3/2}$ die Dominanz der resonanten Beiträge nachgewiesen ist.

Von den Isospin-1/2-Anteilen der A_{1+} -Amplituden und den restlichen in Tabelle 8.1 aufgeführten πN -Multipolen wird angenommen, daß sie im W -Bereich der Δ -Resonanz von „Born-Amplituden“ (Abb. 8.2.b-e) dominiert werden und daher kleine Streuphasen (und deshalb nahezu verschwindende Imaginärteile) und eine schwache W -Abhängigkeit haben.

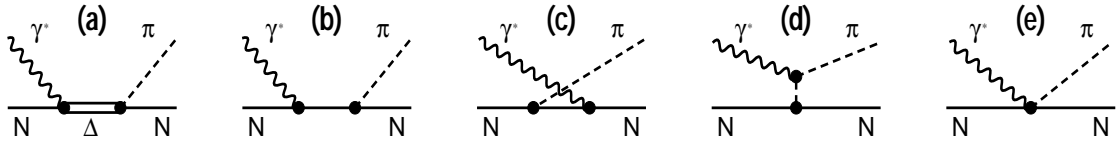


Abb. 8.2: Feynman-Diagramme einiger Prozesse, die in 1. Ordnung zur Pion-Elektroproduktion beitragen: (a) Δ -Anregung, (b) direkter Nukleon-Pol-Term, (c) gekreuzter Nukleon-Pol-Term, (d) Pion-Pol-Term und (e) Kontakt- oder „Seagull“-Term.

Aus der Isospin-Zerlegung der Multipolamplituden aus den Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ und $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$,

$$A_{l_{\pi N\pm}}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) = {}_p A_{l_{\pi N\pm}}^{1/2} + \frac{2}{3} A_{l_{\pi N\pm}}^{3/2} \quad (8.3)$$

$$\text{und } A_{l_{\pi N\pm}}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) = \sqrt{2} ({}_p A_{l_{\pi N\pm}}^{1/2} - \frac{1}{3} A_{l_{\pi N\pm}}^{3/2}) \quad (8.4)$$

(siehe z.B. [Dre99]), ist zu erkennen, dass zur experimentellen Abtrennung der Isospin- $\frac{3}{2}$ -Amplituden die Messung beider Reaktionskanäle notwendig ist:

$$A_{l_{\pi N\pm}}^{3/2} = A_{l_{\pi N\pm}}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) - \frac{1}{\sqrt{2}} A_{l_{\pi N\pm}}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n). \quad (8.5)$$

Genau auf der Δ -Resonanz, bei $W = 1232$ MeV, verschwinden jedoch die Realteile der resonanten Amplituden. Vernachlässigt man dort außer den nichtresonanten Isospin- $\frac{3}{2}$ -Amplituden (siehe Gln. 8.2) auch die Imaginärteile der Isospin- $\frac{1}{2}$ -Amplituden, gilt

$$\left(\frac{E2}{M1} \right)_{\Delta_{33}} \Big|_{W=1232 \text{ MeV}} = \frac{\Im\{E_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} \approx \frac{\Im\{E_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}}$$

bzw.

$$\left(\frac{C2}{M1} \right)_{\Delta_{33}} \Big|_{W=1232 \text{ MeV}} = \frac{\Im\{S_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} \approx \frac{\Im\{S_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} \quad (8.6)$$

Diese Näherung ist im $\pi^0 p$ -Reaktionskanal besser erfüllt als im $\pi^+ n$ -Kanal, da beim π^0 alle Untergrund-Prozesse, bei denen das virtuelle Photon direkt an das Pion ankoppelt (z.B. Abb. 8.2.d+e), wegen der fehlenden Ladung des π^0 unterdrückt sind. Daher ist die Bestimmung des E2/M1- bzw. C2/M1-Verhältnisses im N- Δ -Übergang nach dem Ausdruck (8.6) aus der Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ die beste Näherung, wenn die Messung *beider* Reaktionskanäle zur Isospin-Zerlegung der Multipole aus experimentellen Gründen nicht möglich ist.

8.3 Empfindlichkeit der Proton-Polarisation auf C2/M1

In 1. Bornscher Näherung⁶ kann der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ geschrieben werden (vgl. [Ras89]) als

$$\frac{d^5\sigma}{dE'd\Omega_e d\Omega_p^{\text{cm}}} = \frac{m_p m_{\pi^0} |\vec{p}_p^{\text{cm}}|}{8\pi^3 W} \sigma_{\text{Mott}} \cdot \quad (8.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_L [R_L + R_L^n S_n] \\ + v_T [R_T + R_T^n S_n] \\ + v_{TT} [(R_{TT} + R_{TT}^n S_n) \cos 2\Phi + (R_{TT}^l S_l + R_{TT}^t S_t) \sin 2\Phi] \\ + v_{LT} [(R_{LT} + R_{LT}^n S_n) \cos \Phi + (R_{LT}^l S_l + R_{LT}^t S_t) \sin \Phi] \\ + h v_{LT'} [(R_{LT'} + R_{LT'}^n S_n) \sin \Phi + (R_{LT'}^l S_l + R_{LT'}^t S_t) \cos \Phi] \\ + h v_{TT'} [R_{TT'}^l S_l + R_{TT'}^t S_t] \end{array} \right\}.$$

Dabei sind $m_p = 938.27$ MeV und $m_{\pi^0} = 134.98$ MeV die Massen von Proton und π^0 , $|\vec{p}_p^{\text{cm}}|$ der Impulsbetrag des auslaufenden Protons im cm-System⁷, W die invariante Gesamtmasse der Reaktion (Gln. (A.16)) und σ_{Mott} der Mott-Wirkungsquerschnitt (Gln. (7.2)).

v_L bzw. v_T beschreiben den Einfluß der longitudinal bzw. transversal auf der Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons stehenden Komponenten des leptoni- schen Übergangstroms, v_{LT} , v_{TT} , $v_{LT'}$ und $v_{TT'}$ den Einfluß der entsprechenden Interferenzterme. Diese sogenannten *Lepton-Funktionen* berechnen sich folgender- maßen aus der Elektron-Kinematik (zur Definition der verwendeten Größen siehe Anhang A):

$$\begin{aligned} v_L &= \frac{Q^4}{|\vec{q}|^4} \frac{W^2}{m_p^2}, & v_T &= \frac{1}{2} \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2} + \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}, \\ v_{LT} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2} \frac{W}{m_p} \sqrt{\frac{Q^2}{|\vec{q}|^2} + \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}}, & v_{TT} &= -\frac{1}{2} \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2}, \\ v_{LT'} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2} \frac{W}{m_p} \tan \frac{\Theta_e}{2}, & v_{TT'} &= \tan \frac{\Theta_e}{2} \sqrt{\frac{Q^2}{|\vec{q}|^2} + \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}}, \end{aligned} \quad (8.8)$$

wobei sowohl der Impulsübertrag \vec{q} als auch der Elektronstreuwinkel Θ_e im Labor- system einzusetzen sind. Oft wird der Wirkungsquerschnitt auch unter Verwendung des transversalen und longitudinalen Polarisationsgrades des virtuellen Photons,

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{2|\vec{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}} \quad \text{und} \quad \epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega_{\text{cm}}^2} \epsilon, \quad (8.9)$$

anstelle der Lepton-Funktionen angeben (z.B. [Dre92]).

⁶Die ein- und auslaufenden Teilchen werden durch ebene Wellen und der Streuvorgang durch den Austausch *eines* virtuellen Photons beschrieben.

⁷cm = Center of Momentum, hier: Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes.

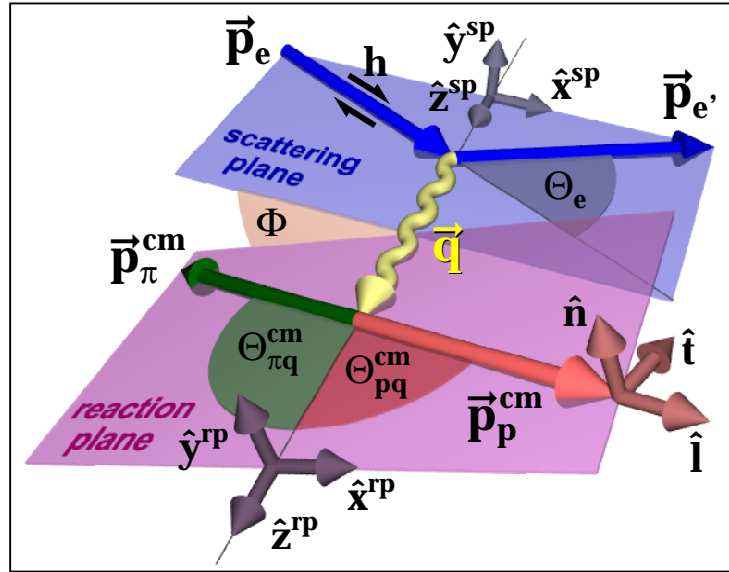


Abb. 8.3: Kinematik bei der Pion-Elektroproduktion am Proton. Passend zum angegebenen Wirkungsquerschnitt (Gln. (8.7)) ist die Elektron-Kinematik in der Streuebene im Laborsystem und der Pion-Proton-Endzustand in der Reaktionsebene in dessen cm-System ($\vec{p}_p^{\text{cm}} = -\vec{p}_\pi^{\text{cm}}$) dargestellt.

Der Einfluß des hadronischen Stroms wird im Wirkungsquerschnitt (8.7) durch die 18 mit R bezeichneten *Strukturfunktionen* beschrieben. Wie die Lepton-Funktionen sind sie gemäß der Orientierung der jeweiligen Stromkomponenten relativ zu \vec{q} mit dem unteren Index L, T, LT oder TT versehen. Die Strukturfunktionen sind (komplexe) Funktionen von 3 unabhängigen Variablen, z.B. von Q^2 , W und Θ_{pq} . Durch ihre Separation aus dem Wirkungsquerschnitt werden bei Pion-Elektroproduktions-Experimenten detaillierte Informationen über das hadronische System gewonnen.

Die 6 Strukturfunktionen in den beiden unteren Zeilen von Gleichung (8.7), bei denen der untere Index „gestrichen“ ist, sind proportional zur Helizität $h = \pm 1$ der einlaufenden Elektronen. Sie können daher nur bei Streuexperimenten mit longitudinal polarisiertem Elektronenstrahl gemessen werden.

13 der 18 Strukturfunktionen sind mit dem oberen Index t , n oder l versehen. Sie geben das Gewicht der Spin-Projektionen des auslaufenden Protons auf die Achsen \hat{t} , \hat{n} und \hat{l} (siehe Abb. 8.3) an, wobei die longitudinale Achse, \hat{l} , durch die Impulsrichtung des Protons im hadronischen cm-System definiert wird, die normale Achse, \hat{n} , senkrecht darauf und senkrecht auf der Reaktionsebene steht, während die transversale Achse, \hat{t} , senkrecht zu \hat{l} in der Reaktionsebene liegt, so daß \hat{n} , \hat{l} und \hat{t} ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden, also

$$\hat{l} = \frac{\vec{p}_p^{\text{cm}}}{|\vec{p}_p^{\text{cm}}|}, \quad \hat{n} = \frac{\vec{q} \times \hat{l}}{|\vec{q} \times \hat{l}|} \quad \text{und} \quad \hat{t} = \hat{n} \times \hat{l}. \quad (8.10)$$

Die Definitionen der ebenfalls in Abbildung 8.3 dargestellten Reaktionsebenen- und Streuebene-Koordinatensysteme sind in Anhang A angegeben. Die Projektionen des Proton-Spins sind, wie die Strahlhelizität, auf 1 normiert, d.h. $S_{t,n,l} = \pm 1$. Die

Bestimmung dieser 13 Strukturfunktionen erfordert bei einem Streuexperiment die Messung der Polarisation der Rückstoßprotonen. Alternativ könnten diese Strukturfunktionen auch aus Streuexperimenten an polarisierten Targetprotonen gewonnen werden.

Die 18 Strukturfunktionen können nach den in Abschnitt 8.2 eingeführten Multipolen des auslaufenden Pion-Nukleon-Systems entwickelt werden. Selbst bei Beschränkung auf s- und p-Wellen (d.h. $l \leq 1$) erhält man dabei jedoch für jede der Strukturfunktionen lange (mehrzeilige) Ausdrücke, auf deren Angabe hier verzichtet wird. Sie finden sich z.B. in [Ras89] oder in Anhang C von [Dre92]⁸.

Bisherige Messungen: S_{1+} aus R_{LT} und E_{1+} aus R_{TT}

Im Bereich der Δ -Resonanz sind alle anderen Amplituden klein im Vergleich zu $\Im\{M_{1+}\}$. Für den experimentellen Zugang zu diesen kleinen Amplituden sind daher Observablen besonders günstig, in die nicht ihr Betragsquadrat, sondern ihr vergleichsweise größerer Interferenzterm mit $\Im\{M_{1+}\}$ eingeht, also z.B. $\Im\{S_{1+}\}\Im\{M_{1+}\}$, was genau auf der Resonanz (wegen $\Re\{M_{1+}\} = 0$) identisch ist mit $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$. Interferenzterme des Typs $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ finden sich in den Multipolentwicklungen der Strukturfunktionen R_{LT} , $R_{LT'}^t$, $R_{LT'}^n$ und $R_{LT'}^l$ und Interferenzterme des Typs $\Re\{E_{1+}^* M_{1+}\}$ in den Multipolentwicklungen von R_T , R_{TT} , $R_{TT'}^t$ und $R_{TT'}^l$.

Bisherige Streuexperimente mit dem Ziel der Messung von $\Im\{S_{1+}\}$ und $\Im\{E_{1+}\}$ wurden zumeist mit unpolarisiertem Elektronenstrahl, unpolarisiertem Target und ohne Messung der Polarisation der Rückstoßprotonen durchgeführt. Dabei sind 4 der 18 Strukturfunktionen in Gleichung (8.7) zugänglich und die Bestimmung von $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ und $\Re\{E_{1+}^* M_{1+}\}$ erfolgt durch Separation von R_T , R_{LT} und R_{TT} aus dem Wirkungsquerschnitt durch Vermessung seiner Φ -Abhängigkeit. Zur Abtrennung einzelner Multipole aus diesen Strukturfunktionen ist darüber hinaus die Messung ihrer Θ_{pq} -Abhängigkeit erforderlich.

Entsprechende Messungen, die Anfang der 70er Jahre durchgeführt wurden [Sid71, Ald72, Gal72, Bae74], ergaben für das Verhältnis $\Im\{E_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ im Q^2 -Bereich zwischen 0.3 und 1.0 (GeV/c)² Werte zwischen -5% und +5%, die jedoch mit statistischen und systematischen Fehlern von einigen Prozent (absolut) behaftet sind und sich, insgesamt gesehen, gegeneinander zu Null wegmitteln. Nur bei $Q^2 = 0$ gibt es durch zwei neuere Experimente, bei denen das Proton mit linear polarisierten realen Photonen zur Δ -Resonanz angeregt wurde und wo die Messung sowohl des $\pi^0 p$ - als auch des $\pi^+ n$ -Zerfallskanals die Isospin-Zerlegung der Multipole ermöglichte, genauere Werte: $\Im\{E_{1+}^{3/2}\}/\Im\{M_{1+}^{3/2}\} = (-2.5 \pm 0.2)\%$ [Bec00, Bec97] bzw. $(-3.0 \pm 0.3)\%$ [Bla97].

⁸Im Unterschied zu [Ras89] und der hier verwendeten Notation werden in [Dre92] die Größen zur Beschreibung des hadronischen Systems auf das auslaufende Pion bezogen. Z.B. beziehen sich in [Dre92] die in den Multipolentwicklungen explizit angegebenen Θ -Abhängigkeiten auf $\Theta_{\pi q}^{\text{cm}}$ und nicht, wie in dieser Arbeit und bei [Ras89], auf Θ_{pq}^{cm} .

Die aus den älteren Messungen resultierenden Werte für $\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ liegen im Q^2 -Bereich zwischen 0.3 und 1.0 $(\text{GeV}/c)^2$ im Mittel bei etwa -6% [Sid71, Ald72, Bae74], sie sind jedoch ebenfalls mit statistischen und systematischen Ungenauigkeiten von mehreren Prozent behaftet. Im Q^2 -Bereich zwischen 0.1 und 0.25 $(\text{GeV}/c)^2$ ergab eine Dispersions-Relations-Analyse [Cra71] früher Meßdaten [Mis69] Werte um -13%, mit denen auch eine Anfang der 90er Jahre am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA durchgeführte Messung verträglich ist, die bei $Q^2 = 0.127 (\text{GeV}/c)^2$ einen Wert von $(-12.7 \pm 1.5)\%$ ergab [Kal97].

Allerdings liegen die Ergebnisse neuerer und wesentlich genauerer Experimente, die in jüngerer Vergangenheit, ebenfalls an ELSA, bei verschiedenen Q^2 durchgeführt wurden, in diesem Q^2 -Bereich bei (betragsmäßig) wesentlich kleineren Werten. Ein endgültiges Ergebnis gibt es davon bisher nur bei $Q^2 = 0.2 (\text{GeV}/c)^2$: $\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\} = (-4.7 \pm 0.5)\%$ [Wac98]. Aus einer neueren Messung an MIT-Bates [Mer99] ergäbe sich mit den gleichen Näherungen in der Datenanalyse, die von [Kal97] verwendet wurden, bei $Q^2 = 0.126 (\text{GeV}/c)^2$ ein Wert von $(-7.6 \pm 0.8)\%$. In [Mer99] wird jedoch darauf hingewiesen, daß diese Näherungen unzulässig sind.

Eine graphische Darstellung der aus diesen Messungen extrahierten „ S_{1+}/M_{1+} “-Werte und eine nähere Beschreibung der bei den dazugehörigen Datenanalysen gemachten Näherungen wird später bei der Diskussion der in dieser Arbeit erzielten Meßergebnisse in Abschnitt 8.10 gegeben.

Empfindlichkeit der Polarisation der Rückstoßprotonen auf S_{1+}

Durch die in den letzten Jahren erzielten Fortschritte in der Verfügbarkeit von polarisierten Elektronenstrahlen, polarisierten Targets und Nukleon-Polarimetern werden in aktuellen Pion-Elektroproduktions-Experimenten auch die $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ -Beiträge in den Strukturfunktionen $R_{LT'}^t$, $R_{LT'}^n$ und $R_{LT'}^l$ bzw. die $\Re\{E_{1+}^* M_{1+}\}$ -Beiträge in $R_{TT'}^t$ und $R_{TT'}^l$ zugänglich.

In den Multipolentwicklungen der rein transversalen Strukturfunktionen $R_{TT'}^t$ und $R_{TT'}^l$ findet sich allerdings neben den gesuchten $\Re\{E_{1+}^* M_{1+}\}$ -Termen auch $|M_{1+}|^2$, das Betragsquadrat der dominanten Amplitude, was eine Separation von $\Re\{E_{1+}^* M_{1+}\}$ aus diesen Strukturfunktionen stark erschwert. In $R_{LT'}^t$, $R_{LT'}^n$ und $R_{LT'}^l$ ist dieser störende $|M_{1+}|^2$ -Beitrag nicht vorhanden, so daß bei einem Pion-Elektroproduktions-Experiment mit polarisiertem Elektronenstrahl in der helizitätsabhängigen Polarisation des Rückstoßprotons eine große Empfindlichkeit auf $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ erwartet werden kann, auf die im folgenden näher eingegangen wird.

Aus dem Wirkungsquerschnitt (8.7) folgt für die Polarisationskomponenten in dem in Abbildung 8.3 dargestellten „tnl“-Koordinatensystem des auslaufenden Protons im cm-System, P_t , P_n und P_l :

$$\begin{aligned} \sigma_0 P_t &= K_{Mott} \left(v_{LT} R_{LT}^t \sin \Phi + v_{TT} R_{TT}^t \sin 2\Phi + P_e v_{LT'} R_{LT'}^t \cos \Phi + P_e v_{TT'} R_{TT'}^t \right), \\ \sigma_0 P_n &= K_{Mott} \left(v_{LT} R_{LT}^n \cos \Phi + v_{TT} R_{TT}^n \cos 2\Phi + P_e v_{LT'} R_{LT'}^n \sin \Phi \right. \\ &\quad \left. + v_L R_L^n + v_T R_T^n \right), \end{aligned} \quad (8.11)$$

$$\sigma_0 P_l = K_{Mott} (v_{LT} R_{LT}^l \sin \Phi + v_{TT} R_{TT}^l \sin 2\Phi + P_e v_{LT'} R_{LT'}^l \cos \Phi + P_e v_{TT'} R_{TT'}^l) ,$$

wobei σ_0 für den von der Nukleon-Polarisation unabhängigen Teil des Wirkungsquerschnitts steht,

$$K_{Mott} = \frac{m_p m_{\pi^0} |\vec{p}_p^{cm}|}{8\pi^3 W} \sigma_{Mott}$$

und P_e die longitudinale Polarisation des einlaufenden Elektronenstrahls ist. Alternativ können die Komponenten der Proton-Polarisation auch im Koordinatensystem der Streuebene betrachtet werden, das mit dem „tnl“-System über zwei einfache Drehungen zusammenhängt (vgl. Abb. 8.3):

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}^{sp} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & -\sin \Phi & 0 \\ \sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Theta_{pq}^{cm} & 0 & \sin \Theta_{pq}^{cm} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \Theta_{pq}^{cm} & 0 & \cos \Theta_{pq}^{cm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_t \\ P_n \\ P_l \end{pmatrix} . \quad (8.12)$$

Nach Einsetzen der Gleichungen (8.11) in die Transformation (8.12) und Entwicklung der Strukturfunktionen nach den πN -Multipolen (in S - und P -Wellen Näherung, d.h. $l_{\pi N} \leq 1$) in paralleler Kinematik ($\Theta_{pq}^{cm} = 0$) erhält man (vgl. [Sch98]⁹):

$$\sigma_0 P_x^{sp} = P_e K_{LT'} \sqrt{2} \Re\{(S_{0+}^* - 4S_{1+}^* - S_{1-}^*)(M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\}, \quad (8.13)$$

$$\sigma_0 P_y^{sp} = -K_{LT} \sqrt{2} \Im\{(S_{0+}^* - 4S_{1+}^* - S_{1-}^*)(M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\}, \quad (8.14)$$

$$\sigma_0 P_z^{sp} = P_e K_{TT'} [|M_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + 9|E_{1+}|^2 + |E_{0+}|^2 + \Re\{(6E_{1+}^* - 2E_{0+}^*)(M_{1+} - M_{1-}) - 2M_{1+}^* M_{1-} - 6E_{0+}^* E_{1+}\}], \quad (8.15)$$

mit

$$K_M = v_M \frac{|\vec{p}_p^{cm}| W}{2\pi^2 \alpha m_p} \sigma_{Mott} , \quad \text{wobei } M = LT', LT, TT' . \quad (8.16)$$

Die gesuchte Interferenz $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ findet sich somit in P_x^{sp} , wo sie gegenüber den ebenfalls in Kombination mit M_{1+} auftretenden „Untergrund“-Amplituden S_{0+}^* und S_{1-}^* durch einen Faktor 4 verstärkt ist. Außerdem tragen zu dem „Untergrund“ noch entsprechende Interferenzen dieser 3 Amplituden mit M_{1-} , E_{0+} und $3E_{1+}$ bei. Die von P_e unabhängige Komponente P_y^{sp} ist proportional zum Imaginärteil derselben Multipolkombination und liefert dadurch Informationen über die Größe ihrer „nicht- Δ -resonanten“ Anteile. Da P_z^{sp} wie P_x^{sp} von P_e abhängt und $|M_{1+}|^2$ als führender Term in P_z^{sp} auftritt, gilt bei Vernachlässigung der weiteren Terme in P_z^{sp} und des „Untergrundes“ in P_x^{sp} (vgl. Gln. (8.6)):

$$\left(\frac{C2}{M1}\right)_{\Delta_{33}} \approx \frac{\Im\{S_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} \approx \frac{-v_{TT'}}{4\sqrt{2}v_{LT'}} \frac{P_x^{sp}}{P_z^{sp}} . \quad (8.17)$$

⁹Die hier angegebenen πN -Multipole unterscheiden sich um den Vorfaktor $(-1)^{l_{\pi N}}$ von denen in [Sch98], wo aufgrund eines Fehlers in [Ras89] (eine Verwechslung von Θ_{pq}^{cm} und $\Theta_{\pi q}^{cm}$, auf die in [Kel99] hingewiesen wurde) einige Vorzeichen falsch sind. Allerdings sind auch die in Anhang C von [Dre92] angegebenen Multipolentwicklungen nicht frei von Vorzeichenfehlern.

Auch wenn dieser Ausdruck auf vielen Näherungen basiert, so zeigt er doch, daß in dem Verhältnis P_x^{sp}/P_z^{sp} eine sehr große Empfindlichkeit auf C2/M1 vorhanden ist. Im Vergleich zur bisher ausschließlich verwendeten Methode, der Bestimmung von $\mathfrak{S}\{S_{1+}\}/\mathfrak{S}\{M_{1+}\}$ aus R_{LT} , tragen zu P_x^{sp}/P_z^{sp} außerdem andere Kombinationen der „Untergrund“-Multipole bei, so daß ein Vergleich der mit beiden Methoden erzielten Ergebnisse auch Rückschlüsse darüber erbringt, inwieweit die Vernachlässigung dieser „Untergrund“-Multipole gerechtfertigt ist.

8.4 Kinematik des Experimentes

Ein Streuexperiment vom Typ $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ kann bei der invarianten Masse W von 1232 MeV an der 3-Spektrometer-Anlage unter der Randbedingung, daß die Polarisation der in paralleler Kinematik auslaufenden Protonen mit dem FPP in Spektrometer A gemessen wird, nur bei $Q^2 \lesssim 0.17$ (GeV/c)² durchgeführt werden. Bei größeren Q^2 läge der Impuls des auslaufenden Protons oberhalb der Impulsakzeptanz von Spektrometer A, die auch bei dem maximal einstellbaren Referenzimpuls von $p_{ref}^{A, \max} = 630$ MeV/c nur bis 725 MeV/c reicht.

Doch gerade in diesem Q^2 -Bereich wurden vom Betrag her überraschend große Werte für das S_{1+}/M_{1+} -Verhältnis gefunden [Cra71, Kal97] (vgl. Abschnitt 8.3), die zusammen mit den betragsmäßig wesentlich kleineren Ergebnissen der anderen vorliegenden Messungen bei höheren Q^2 [Sid71, Ald72, Bae74] die Frage nach einer unerwartet starken Q^2 -Abhängigkeit dieses Verhältnisses aufwerfen. Zur Klärung dieser Frage wurde, ähnlich wie von [Kal97], für das „N- Δ “-Experiment an der 3-Spektrometer-Anlage ein Q^2 von 0.12 (GeV/c)² gewählt.

Auch unter apparativen Gesichtspunkten ist $Q^2 = 0.12$ (GeV/c)² eine gute Wahl. Der mittlere Impuls der auslaufenden Protonen liegt dabei mit 667 MeV/c bei einem Spektrometer-Referenzimpuls von $p_{ref}^A = 630$ MeV/c in einem Akzeptanzbereich des Spektrometers, der von den ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten „Spintrace“-Messungen (vgl. Kap. 7) abgedeckt wurde und für den daher eine experimentelle Bestätigung der berechneten Spin-Präzession, Informationen über falsche Asymmetrien im FPP, eine für $\Theta_s \geq 20^\circ$ erweiterte Analysierstärke usw. vorliegen. Zudem liegt die kinetische Energie der Protonen in der Mitte des 7 cm dicken Kohlenstoffanalysators mit $T_{CC} \approx 175$ MeV in einem Bereich, in dem die inklusive Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke (vgl. Abb. 3.3) groß ist.

Wird außer $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.12$ (GeV/c)² und der Vorgabe, daß das Proton in paralleler Kinematik nachgewiesen werden soll, noch die Energie des einlaufenden Elektronenstrahls auf $E = 854.18$ MeV festgelegt, so liegt die Kinematik der Reaktion vollständig fest. Sie ist in Abbildung 8.4 schematisch dargestellt. Das gestreute Elektron läuft mit einem Impuls von $|\vec{p}_{e'}| = 451$ MeV/c unter einem Winkel von $\Theta_e = -32.4^\circ$ zum Elektronenstrahl aus und wird daher im Experiment mit Spektrometer B nachgewiesen. Der Winkel des in Koinzidenz dazu mit Spektrometer A in paralleler Kinematik nachgewiesenen Protons beträgt $\Theta_p = 27^\circ$ zum Elektronenstrahl. Als Protonentarget wurde, wie schon bei den in Kapitel 7 be-

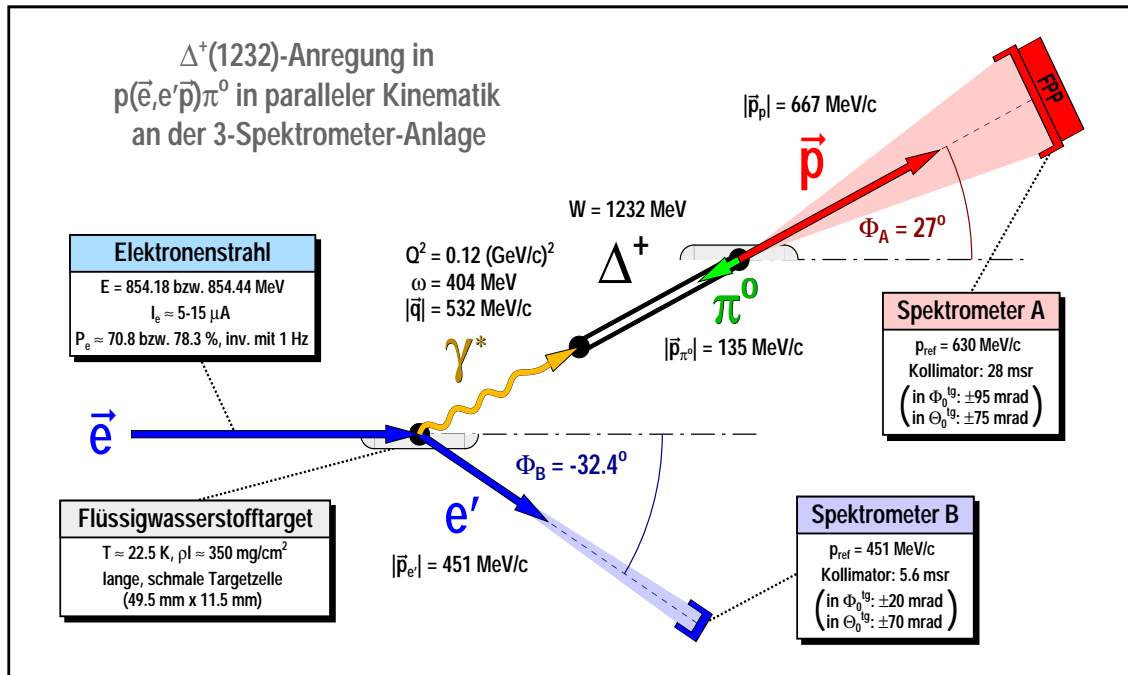


Abb. 8.4: Schematische Darstellung der Kinematik der „N- Δ “-Messungen mit Angabe der Spektrometer-Einstellungen. Um den Prozeß der Δ^+ -Anregung darzustellen, wurde die Zeichnung in Richtung des auslaufenden Protons „auseinandergezogen“, so daß die 3 „Vertexpunkte“ getrennt dargestellt sind.

schriebenen „Spintrace“-Messungen, das in Kapitel 2 vorgestellte Flüssigwasserstoff-Kryotargetsystem mit der langen schmalen Targetzelle ([Ewa96], Massenbelegung ca. 350 mg/cm^2 , siehe Abb. 2.4) eingesetzt.

Die Meßdaten, die im restlichen Teil dieses Kapitels besprochen werden, stammen aus zwei etwa einwöchigen Strahlzeiten, die im zeitlichen Abstand von ca. 5 Monaten durchgeführt wurden (siehe Tab. 8.2). Wie bereits in Abschnitt 7.8 beschrieben wurde, war während dieser Zeit keinerlei Strahlpolarimetrie möglich, so daß die longitudinale Elektronenstrahlpolarisation P_e nur aus elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen mit dem FPP selbst bestimmt werden konnte.

Bei der ersten der beiden „N- Δ “-Strahlzeiten, die in folgenden mit N- Δ -I bezeichnet wird, betrug die Energie E des einlaufenden Elektronenstrahls 854.18 MeV. Da dabei in der polarisierten Elektronenquelle der GaAsP-Kristall #7 eingesetzt wurde, wird für P_e bei der N- Δ -I-Strahlzeit mit 70.8% der Mittelwert aus den Meßwerten angenommen, die sich für P_e aus den 2 Wochen früher mit demselben Kristall und derselben Strahlenergie durchgeführten „Spintrace“-Messungen (ST2 und ST3, vgl. Abschnitt 7.8) ergaben. Direkt während der N- Δ -I-Strahlzeit wurden keine elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen vorgenommen, aus denen P_e bestimmt werden könnte.

Bei der N- Δ -II-Strahlzeit wurde aufgrund der zwischenzeitlich durchgeführten Optimierung der Richtung der Strahlpolarisation in der Spektrometerrhalle (siehe Abschnitt 7.9) mit einer leicht veränderten Strahlenergie von 854.44 MeV gearbeitet. In der polarisierten Elektronenquelle wurde der GaAsP-Kristall #18 eingesetzt. Aus

Messung	Datum	t_{eff} (h)	E (MeV)	GaAsP #	P_e (%)
N- Δ -I	20.8.97 – 25.8.97	80	854.18	7	70.8
N- Δ -II	29.1.98 – 3.2.98	88	854.44	18	78.3

Tab. 8.2: Datum, effektive Dauer der Datennahme t_{eff} , Strahlenergie E , Nummer des GaAsP-Kristalls in der polarisierten Elektronenquelle und longitudinale Elektronenstrahlpolarisation P_e bei den beiden „N- Δ “-Strahlzeiten.

den in der Mitte und am Ende der N- Δ -II-Strahlzeit durchgeführten elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen (ND2e1 und ND2e12, siehe Tab. 7.5) ergibt sich für P_e ein Wert von 78.3%.

In beiden „N- Δ “-Strahlzeiten wurde die longitudinale Strahlpolarisation mit einer Frequenz von 1 Hz (nach dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen Verfahren) invertiert. Der Strom des Elektronenstrahls lag zwischen $I_e = 5$ und $15 \mu\text{A}$. Die obere Grenze ergab sich dadurch, daß die Driftkammern in Spektrometer A ihre Belastungsgrenze erreichten (durch eine Einzel-Rate von 140 KHz Protonen bei $I_e = 15 \mu\text{A}$), während mit $I_e \leq 10 \mu\text{A}$ nur dann gemessen wurde, wenn die polarisierte Elektronenquelle keine höheren Strahlströme zuließ.

8.5 Unterdrückung von Untergrundereignissen

Neben den gewünschten Streureaktionen vom Typ $p(e, e'\pi^0)$ führen auch andere Arten von Streuprozessen zum koinzidenten Auftreten zweier geladener Teilchen in den Spektrometern A und B, die ebenfalls von der Datenerfassung aufgezeichnet werden. In Abbildung 8.5 sind die Häufigkeitsverteilungen von Meßgrößen der bei den „N- Δ “-Messungen aufgezeichneten Koinzidenzereignisse dargestellt, in denen durch geeignete Schnitte auf Unterbereiche der unerwünschte Untergrund gegenüber den gewünschten $p(e, e'\pi^0)$ -Ereignissen weitgehend unterdrückt werden kann.

Abbildung 8.5.a zeigt das sogenannte „korrigierte“ Koinzidenzspektrum, d.h. die Häufigkeitsverteilung der Zeitdifferenz zwischen dem Nachweis der beiden Teilchen in den Szintillatoren der beiden Spektrometer. Das Attribut „korrigiert“ besagt dabei, daß die in diesem Spektrum eingetragenen Werte bereits mit für die jeweils getroffenen Szintillatorsegmente spezifischen Offsets und den aus den Bahnlängen durch die Spektrometer berechneten Flugzeiten korrigiert wurden. Durch diese Korrektur schrumpft die Halbwertsbreite des Piks in der Mitte des Spektrums, der durch die feste Zeitkorrelation zwischen den nach $p(e, e'\pi^0)$ -Reaktionen auslaufenden Protonen und Elektronen entsteht, von ca. 15 nsec (im „rohen“ Koinzidenzspektrum) auf weniger als 1 nsec.

Neben dem dominanten Pik der $p(e, e'\pi^0)$ -Ereignisse wird im korrigierten Koinzidenzspektrum einen kleineren Pik erkennbar, der auf die Untergrund-Reaktion $p(e, \pi^- p)e'\pi^+$ zurückzuführen ist. Da das π^- im Vergleich zu einem Elektron mit gleichem Impuls für dieselbe Flugstrecke durch Spektrometer B eine etwas längere Zeit benötigt, liegt dieser Pik bei ca. +2.3 nsec und kann daher recht gut von

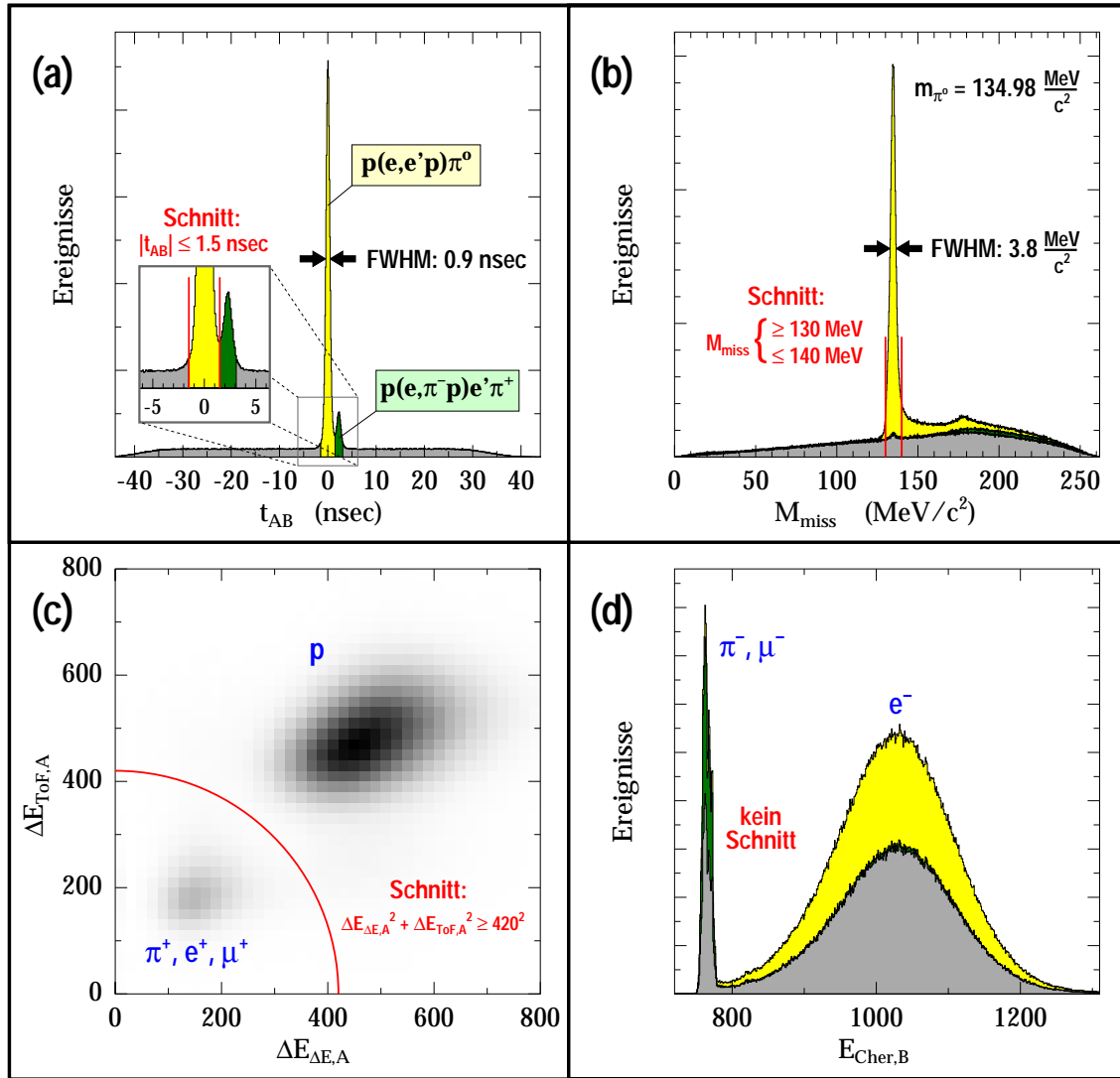


Abb. 8.5: Häufigkeitsverteilungen der Koinzidenzereignisse bei den „N- Δ “-Messungen als Funktion (a) der korrigierten Koinzidenzzeit, (b) der Missing Mass, (c) der Energiedeposition in der ΔE - und der ToF-Szintillatorebene in Spektrometer A (in willkürlichen Einheiten) und (d) der im Gas-Čerenkov-Detektor von Spektrometer B erzeugten Lichtmenge (in willkürlichen Einheiten). Ebenfalls eingezeichnet sind die zur Auswahl der $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse in den Verteilungen (a), (b) und (c) angebrachten Schnitte. Nach ihrer Lage im Koinzidenzspektrum (a) sind die betreffenden Ereignisse auch in den Verteilungen (b) und (d) entsprechend eingefärbt.

den $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignissen abgetrennt werden. Darüber hinaus findet sich in dem ca. 75 nsec breiten Koinzidenzzeitfenster ein gleichmäßiger Untergrund aus Zufallskoinzidenzen. Der Schnitt auf Ereignisse mit $|t_{AB}| \leq 1.5$ nsec reduziert die Zufallskoinzidenzen um ca. 96% und den $p(e,\pi^-p)e'\pi^+$ -Untergrund um ca. 86%, aber die gewünschten $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse nur um ca. 1.7%.

Nach Energieverlustkorrekturen an den Impulsen der ein- und auslaufenden Teilchen (vgl. Abschnitt 7.4) ergibt sich das in Abbildung 8.5.b dargestellte „Missing Mass“-Spektrum (siehe Anhang A, Gln. (A.14)). Aufgrund des bei der $p(e,e'p)\pi^0$ -Reaktion erzeugten aber nicht nachgewiesenen neutralen Pions konzentrieren sich

die entsprechenden Ereignisse bei seiner „fehlenden Masse“. Aus der guten Übereinstimmung (innerhalb weniger hundert keV) dieses Piks mit $m_{\pi^0} = 134.98 \text{ MeV}/c^2$ ist erkennbar, daß es bei den „N- Δ “-Strahlzeiten im Gegensatz zu den „Spintrace“-Messungen (ST2 und ST3, vgl. Abschn. 7.4) keine Probleme mit Energieverlusten in einer zusätzlichen „Schneesicht“ unbekannter Dicke um die Targetzelle gab. Wahrscheinlich bildete sich aufgrund des besseren Streukammervakuums ($1.5 \cdot 10^{-6}$ mbar gegenüber 10^{-4} mbar bei den ST3-Messungen) keine merkliche Vereisung aus.

Allerdings zeigen die (gemäß ihrer Lage innerhalb des Koinzidenzzeitchnittes hell eingefärbten) $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse zusätzlich einen Ausläufer zu höheren M_{miss} , der nur zum Teil das Resultat von Strahlungsverlusten der ein- oder auslaufenden Teilchen (wie der „Strahlenschwanz“ in den in Abb. 7.3 gezeigten E_{miss} -Spektren) ist. Dieser Bereich des M_{miss} -Spektrums wird zusätzlich aufgrund einer Unvollkommenheit im experimentellen Aufbau mit Ereignissen gefüllt: Die Streukammer saß während der „N- Δ “-Messungen so tief, daß der obere Rand der Streukammerfenster sehr dicht an der Winkelakzeptanz der Spektrometer lag. Als Folge davon trafen Elektronen oder Protonen, die nach der Streuung knapp oberhalb der Winkelakzeptanz des entsprechenden Spektrometers ausliefen, auf den Rahmen der Streukammerfenster und wurden dadurch teilweise zurück in die Akzeptanz des Spektrometers gestreut. Da der Energieverlust der Protonen bei dieser Aufstreuung gegenüber dem der Elektronen größer und besser definiert ist, erzeugen die entsprechenden Ereignisse, bei denen die Protonen den Aluminiumrahmen der Streukammerfenster durchqueren mußten, um $M_{miss} \approx 178 \text{ MeV}/c^2$ eine sichtbare Überhöhung, während die Ereignisse mit den in die Akzeptanz zurückgestreuten Elektronen sich im M_{miss} -Bereich zwischen 140 und 160 MeV/c^2 anreichern¹⁰.

Zur Auswahl der $p(e,e'p)\pi^0$ -Reaktion wird im M_{miss} -Spektrum auf Ereignisse mit $M_{miss} = 130 - 140 \text{ MeV}/c^2$ geschnitten. Dieser Schnitt allein reduziert den Untergrund aus Zufallskoinzidenzen um ca. 95% und entfernt die $p(e,\pi^-p)e'\pi^+$ -Ereignisse vollständig, da sie in diesem Spektrum erst oberhalb von ca. 163 MeV/c^2 auftreten. Bei den $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignissen entfernt dieser Schnitt den „Strahlenschwanz“ und die im letzten Absatz beschriebenen „Rückstreueignisse“.

In Abbildung 8.5.c sind die Energien, die das in Spektrometer A nachgewiesene Teilchen in dessen beiden Szintillatorebenen deponierte, gegeneinander aufgetragen. Da Protonen bei Impulsen um 667 MeV/c im Gegensatz zu Positronen, Pionen oder Myonen nicht „minimal ionisierend“ (vgl. Gln. (4.1)) sind, können sie durch ihre größere Energiedeposition im gezeigten Spektrum klar von diesen unterschieden werden. Der Schnitt mit der Bedingung $\Delta E_{\Delta E,A}^2 + \Delta E_{ToF,A}^2 \geq 420^2$ reduziert den Untergrund jedoch nur um etwa 10%, woraus sich schließen läßt, daß der größte Teil des Untergrundes aus Ereignissen mit Protonen in Spektrometer A besteht.

In Spektrometer B müssen Elektronen von Pionen und Myonen unterschieden werden, was bei Impulsen um 450 MeV/c anhand der Energieverluste in den Szintil-

¹⁰Untermauert werden diese Aussagen durch hier nicht gezeigte Überhöhungen an den entsprechenden Akzeptanzrändern der $\Phi_{0,A}^{tg}$ - bzw. $\Phi_{0,B}^{tg}$ -Spektren, die sich bei Schnitten auf die jeweiligen M_{miss} -Bereiche ergeben.

latoren nicht möglich ist, aber mit Hilfe des Gas-Čerenkov-Detektors durchgeführt werden kann. Die Häufigkeitsverteilung der dort nachgewiesenen Gesamtlichtmenge pro Ereignis ist in Abbildung 8.5.d dargestellt. Elektronen mit einem Impuls von 450 MeV/c sind in Freon 114, dem Füllgas des Čerenkov-Detektors, überlichtschnell und erzeugen deshalb Čerenkov-Licht. Deshalb finden sich die (hell eingefärbten) $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse in der breiten Überhöhung auf der rechten Seite des Spektrums. Bei Ereignissen mit π^- oder μ^- in Spektrometer B wird im Čerenkov-Detektor dagegen kein Licht erzeugt, da diese bei einem Impuls von 450 MeV/c die Lichtgeschwindigkeit in Freon 114 noch nicht überschreiten. Diese Ereignisse werden in Abbildung 8.5.d deshalb in den Pik an der linken Seite des Spektrums bei Werten einsortiert, die an dem Čerenkov-Detektor auch ohne Teilchendurchgang ausgelesen werden.

Aufgrund geometrisch bedingter Ineffizienzen des Čerenkov-Detektors von Spektrometer B und zeitlichen Instabilitäten der Offsets bei den zu seiner Auslese verwendeten ADCs¹¹ wurde jedoch auf einen Schnitt auf das Čerenkov-Spektrum verzichtet. Das Spektrum wurde in Abbildung 8.5 dennoch aufgenommen, um zu demonstrieren, daß der kleinere Koinzidenzeitpik in Abbildung 8.5.a wirklich von der dort angegebenen 2-Pion-Produktions-Reaktion verursacht wird.

In Gegensatz zu Streuexperimenten, deren Ziel die Messung eines Wirkungsquerschnittes ist, muß bei einem Streuexperiment wie diesem, das auf die Messung der Polarisation der Rückstoßprotonen abzielt, nicht genau darauf geachtet werden, welcher Anteil der gesuchten $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse bei jedem der angebrachten Schnitte verloren geht. Doch auch hier ist es wichtig, den Untergrund möglichst stark zu reduzieren, ohne dabei die Zahl der $p(e,e'p)\pi^0$ -Ereignisse und damit die statistische Genauigkeit der gemessenen Polarisation unnötig zu vermindern.

Nach den drei beschriebenen und in Abb. 8.5 dargestellten Schnitten ist der verbleibende Untergrundanteil mit ca. 0.4% auf ein Niveau abgesunken, auf dem er nicht mehr in der Lage ist, die gemessenen Polarisationskomponenten nennenswert zu verfälschen. Deshalb kann dieser Untergrund im folgenden vernachlässigt werden. Wäre nach allen Schnitten noch ein erheblicher Untergrundanteil übrig, so müßte die Polarisation dieses Untergrundes bestimmt und die gemessenen Polarisationskomponenten entsprechend korrigiert werden.

8.6 Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ

Die großen Winkel- und Impulsakzeptanzen der Spektrometer führen dazu, daß auch die physikalischen Koordinaten der nachgewiesenen Ereignisse in ausgedehnten Bereichen um die in Abbildung 8.4 dargestellte Nominalkinematik variieren. Die Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ , die bei den „N- Δ “-Messungen von der Winkel- und Impuls-Akzeptanz von Spektrometer B bestimmt werden, sind in Abbildung 8.6 dargestellt. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die innerhalb der im letzten Abschnitt beschriebenen Schnitte liegen.

¹¹Abbildung 8.5.d zeigt nur die Daten von 7 Strahlzeitstunden aus der N- Δ -II-Strahlzeit, in denen die zeitlichen Offset-Schwankungen nicht sichtbar sind.

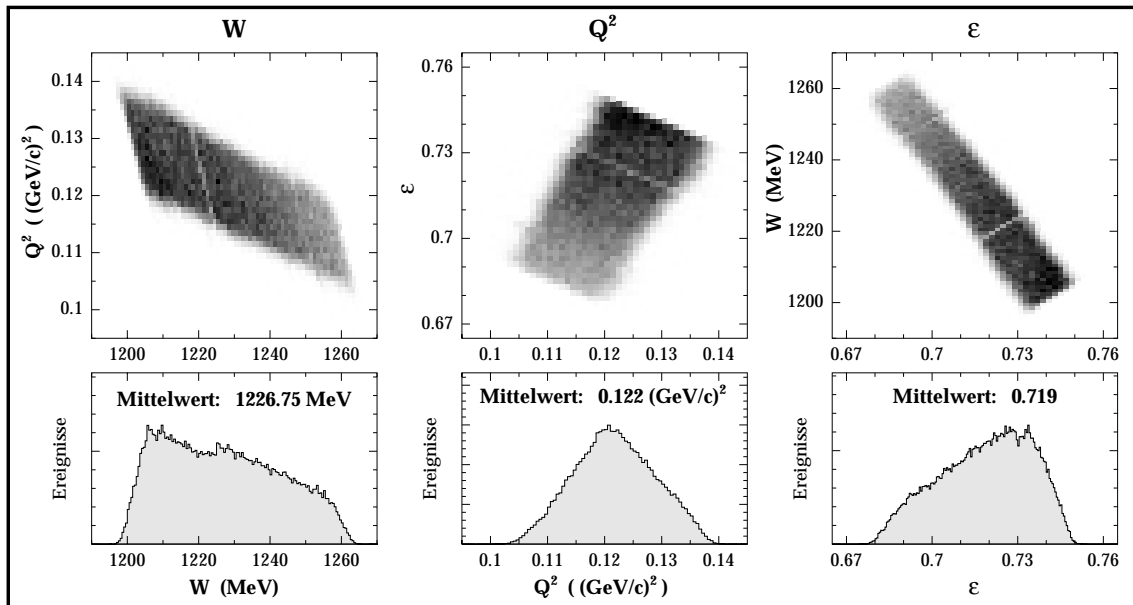


Abb. 8.6: Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ bei den „N- Δ “-Messungen am Beispiel der N- Δ -I-Messung. Die hellen Linien in den 2-dimensionalen Spektren werden verursacht durch 4 nebeneinanderliegende „tote“ Drähte in der s_1 -Ebene der Vertikalen Driftkammern von Spektrometer B.

Die Grenzen der Akzeptanz in der invariante Masse W liegen mit 1197 und 1265 MeV fast genau symmetrisch um die Mitte der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Da der niederenergetische Teil des Spektrums jedoch stärker mit Ereignissen belegt ist als der hochenergetische, ist der Mittelwert um ca. 5 MeV zu kleineren W hin verschoben. Auch in ϵ , dem transversalen Polarisationsgrad des virtuellen Photons, ist die zwischen 0.68 und 0.75 liegende Häufigkeitsverteilung asymmetrisch um den Mittelwert. Der hier nicht gezeigte longitudinale Polarisationsgrad des virtuellen Photons ϵ_L , der über Gleichung (8.9) mit ϵ zusammenhängt, nimmt bei den „N- Δ “-Messungen Werte zwischen 1.2 und 3.4 an. Q^2 , variiert zwischen 0.104 und 0.14 $(\text{GeV}/c)^2$. Seine Häufigkeitsverteilung ist um den Mittelwert von 0.122 $(\text{GeV}/c)^2$ fast symmetrisch.

Die 2-dimensionalen Spektren in Abbildung 8.6 zeigen, daß die Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ stark miteinander korreliert sind. Wird z.B. die Abhängigkeit der gemessenen Polarisationskomponenten von W untersucht (siehe Abschnitt 8.9.2), so muß beachtet werden, daß sich mit W auch die Mittelwerte von Q^2 und ϵ verändern.

Die hellen Linien in den 2-dimensionalen Spektren in Abbildung 8.6 werden verursacht durch 4 nebeneinanderliegende „tote“ Drähte in der s_1 -Ebene der Vertikalen Driftkammern von Spektrometer B. Dieses Problem bestand nur bei der N- Δ -I-Messung; bei der N- Δ -II-Messung ist dieses Akzeptanzloch nicht vorhanden. Anhand dieses Akzeptanzloches, das aufgrund der Punkt-zu-Punkt-Abbildung von Spektrometer B Bereiche mit gleichen Elektronenimpulsen markiert, ist erkennbar, in welcher Weise die gemessenen Elektronenimpulse und -streuungswinkel in die physikalischen Koordinaten eingehen. So zeigen z.B. die hellen Linien in dem ϵ - W - und dem Q^2 - ϵ -Spektrum, daß die Längsrichtung der ausgeleuchteten, nahezu rechteckigen Bereiche durch die Impulsakzeptanz des Spektrometers beschränkt wird, während die Streuwinkelakzeptanz die Breite dieser Bereiche bestimmt.

8.7 Rechnungen mit dem Programm MAID2000

Bei Betrachtung der im letzten Abschnitt dargestellten experimentellen Akzeptanzen stellt sich die Frage, wie stark, insbesondere nichtlinear die zu messenden Komponenten der Proton-Polarisation über diese Akzeptanzen variieren, was eine Verfälschung der Meßergebnisse zur Folge hätte. Um die Antwort auf diese Frage abzuschätzen, ist es nicht notwendig, von Grund auf Informationen über gemessene Wirkungsquerschnitte oder extrahierte Multipole in diesem kinematischen Bereich neu zusammenzutragen, da bereits Multipolanalysen solcher Meßdatensammlungen verfügbar sind (z.B. [Arn96]¹²).

Noch einen Schritt weiter geht das von der Arbeitsgruppe von Prof. Drechsel am Institut für Kernphysik der Universität Mainz entwickelte Programm MAID, das auf einem unitarisierten Isobaren-Modell für die Pion-Photo- und Pion-Elektro-Produktion am Proton basiert [Dre99]. Neben den Nukleon-Resonanzen $P_{33}(1232)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$, für die bezüglich der πN -Multipole gewisse Annahmen (Breit-Wigner-Form in W , spezifische Q^2 -Verläufe) gemacht werden, sind dort auch nichtresonante Beiträge (Born-Terme, Austausch von Vektormesonen) berücksichtigt. Die Anpassung freier Parameter sorgt dafür, daß existierende Meßdaten über Wirkungsquerschnitte, einzelne Multipole oder Polarisations-Observable gut von dem „Modell“ beschrieben werden können. Im Gegensatz zu reinen Multipolanalysen fixiert die Einbringung der physikalischen Randbedingungen in einem gewissen Rahmen auch Extrapolationen der Multipole in bisher nicht vermessene kinematische Bereiche.

Zur Berechnung der im folgenden aufgeführten Multipole und Proton-Polarisationen wurde die aktuelle Version des MAID-Programmes, MAID2000¹³, verwendet, das sich durch eine neue Unitarisierungs-Prozedur und durch mehr Flexibilität bei der Vorgabe der Resonanzkopplungen von der in [Dre99] beschriebenen Version (MAID98) unterscheidet.

In Abbildung 8.7 sind zunächst die mit MAID2000 berechneten Multipole im $\pi^0 p$ -Kanal (für $l_{\pi N} = 0, 1$) als Funktion von W und Q^2 über die experimentellen Akzeptanzen der „N- Δ “-Messungen dargestellt. Es zeigt sich, daß außer der dominanten M_{1+} -Amplitude, die zur Einpassung in die Darstellung mit einem Faktor 10 herunterskaliert werden mußte, die Real- und Imaginärteile aller S - und P -Wellen-Multipole nach der MAID-Rechnung in derselben Größenordnung liegen. Aus dem rechten Teil von Abbildung 8.7 ist zu ersehen, daß über die Q^2 -Akzeptanz keine nennenswerten Variationen der Multipolamplituden erwartet werden (abgesehen vom $\Re\{E_{0+}\}$, der sich über die Akzeptanz hinweg verdoppelt).

Über die im linken Teil der Abbildung dargestellte W -Akzeptanz der „N- Δ “-Messungen sind dagegen teilweise sehr starke Änderungen der Multipolamplituden erkennbar, die auch nicht symmetrisch um die Resonanzposition ($W = 1232$ MeV) verlaufen. Der Realteil von M_{1+} hat an der Resonanzstelle zwar erwartungsgemäß

¹²Siehe im Internet unter „<http://clsaid.phys.vt.edu>“ (Programm SAID).

¹³Siehe im Internet unter „<http://www.kph.uni-mainz.de/MAID>“.

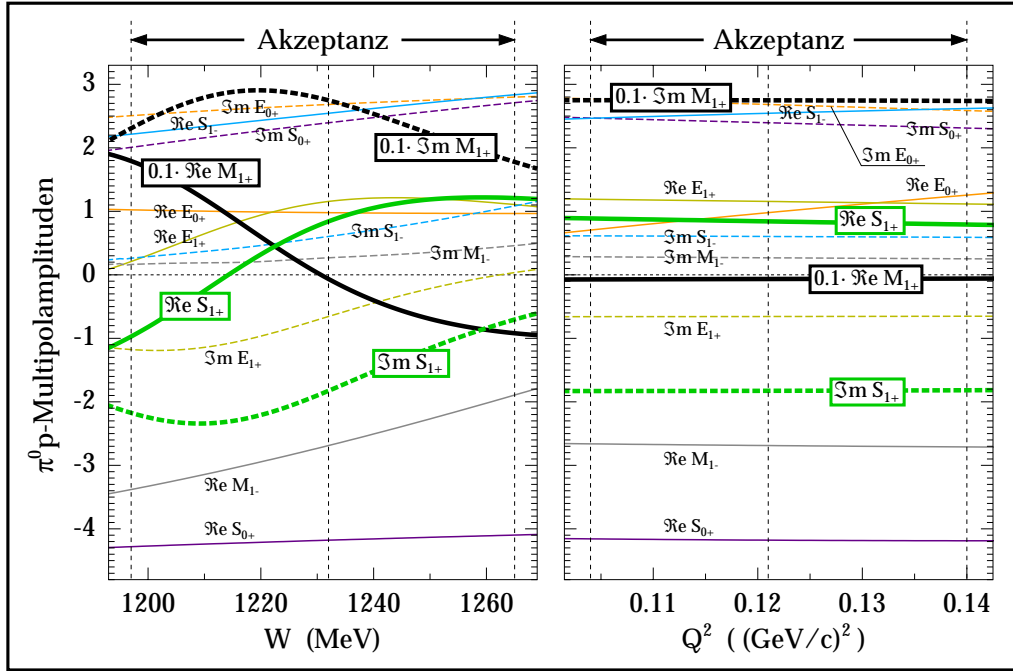


Abb. 8.7: Mit MAID2000 berechnete Real- und Imaginärteile der $\pi^0 p$ -Multipole (nur S- und P-Wellen) als Funktion von W (bei $Q^2 = 0.121$ $(\text{GeV}/c)^2$) und Q^2 (bei $W = 1232$ MeV) im Bereich der jeweiligen Akzeptanzen bei den „N- Δ “-Messungen. Die dominante M_{1+} -Amplitude wurde zur Anpassung an die Darstellung um den Faktor 10 herunterskaliert.

seinen Nulldurchgang, steigt aber darunter und darüber noch innerhalb der Akzeptanz wieder in die Größenordnung des als dominant angenommenen Imaginärteils an, so daß er an den Akzeptanzrändern deutliche Einflüsse auf die Observablen ausüben kann.

Der Funktionsumfang von MAID2000 ist nicht nur auf die Berechnung von Multipolen beschränkt, sondern umfaßt auch die Berechnung von z.B. Wirkungsquerschnitten, Strukturfunktionen und Rückstoß-Polarisationen (in verschiedenen Koordinatensystemen). Die mit MAID2000 über die experimentellen Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ der „N- Δ “-Messungen (aber ausschließlich für parallele Kinematik) berechneten Proton-Polarisationskomponenten im Streuebenen-Koordinatensystem sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Erwartungsgemäß zeigen die Polarisationskomponenten, wie schon die Multipole in Abbildung 8.7, über die Q^2 -Akzeptanz keine nennenswerten Variationen. Über die W -Akzeptanz schlägt sich dagegen die starke W -Abhängigkeit der Multipole auch in Gängen der Polarisationskomponenten nieder, was besonders deutlich bei $P_y^{s,sp}$ sichtbar ist, das sich von -40.5% bei $W = 1197$ MeV bis -67.5% bei $W = 1265$ MeV ändert, sich aber auch bei $P_x^{d,sp}$ (-9.5 bis -14.7%) und $P_z^{d,sp}$ (64.8 bis 54.4%) äußert. Zusätzlich zeigen die Polarisationskomponenten noch etwas schwächere Abhängigkeiten von ϵ , die wegen der Antikorrelation von W und ϵ bei den „N- Δ “-Messungen (vgl. Abb. 8.6) die Variation von $P_y^{s,sp}$ und $P_z^{d,sp}$ mit W vermindert und die von $P_x^{d,sp}$ leicht verstärkt.

Auf der Grundlage der mit MAID2000 abgeschätzten Variation der Proton-Polarisation über die kinematischen Akzeptanzen zeigt sich somit deutlich, daß (besonders

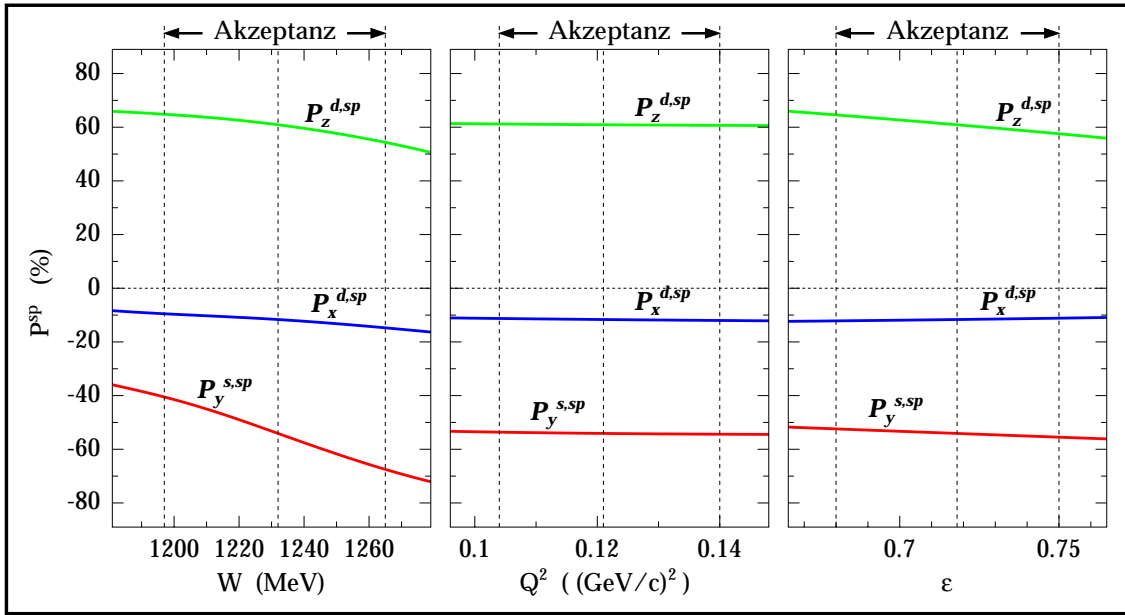


Abb. 8.8: Mit MAID2000 berechnete Polarisationskomponenten (bezüglich des Streuebenen-Koordinatensystems) von Protonen, die nach der Reaktion $p(\vec{e}, e' \vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik auslaufen, als Funktion von W , Q^2 und ϵ im Bereich der die experimentellen Akzeptanzen der „N- Δ “-Messungen. Die jeweils nicht variierten Größen wurden auf $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c)² und $\epsilon = 0.718$ festgehalten (mittlere vertikale Linien). Gezeigt sind nur $P_x^{d,sp}$ und $P_z^{d,sp}$, die helizitätsabhängige x - und z -Komponente (bei $P_e = 1$), und die helizitätsunabhängige y -Komponente $P_y^{s,sp}$. Die anderen Komponenten verschwinden in paralleler Kinematik.

durch die unsymmetrische Belegung dieser Akzeptanzen) die aus dem Experiment resultierenden mittleren Proton-Polarisationskomponenten keinesfalls unkorrigiert der $\Delta(1232)$ -Resonanzposition zugeordnet werden dürfen. Eine Beschreibung der erforderlichen Korrektur erfolgt in Abschnitt 8.9.2.

8.8 Symmetrie um \vec{q}

Die in Abschnitt 8.6 beschriebenen Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ werden bei den „N- Δ “-Messungen ausschließlich von der Winkel- und Impuls-Akzeptanz von Spektrometer B bestimmt. Der bisher nicht beachtete Einfluß der Winkel- und Impuls-Akzeptanz von Spektrometer A wird im folgenden beschrieben.

Abbildung 8.9.a zeigt, daß die Protonen aus den (mittels der in Abschnitt 8.5 beschriebenen Schnitte selektierten) $p(\vec{e}, e' \vec{p})\pi^0$ -Ereignissen in x_{VDC} -Richtung nur den mittleren Teil der Fokalebene von Spektrometer A und damit auch nur den mittleren Teil seiner Impulsakzeptanz ausleuchten. Die Impulsakzeptanz von Spektrometer A begrenzt somit den kinematischen Bereich bei den „N- Δ “-Messungen nicht.

Dagegen wird die Winkelakzeptanz von Spektrometer A, wie in Abbildung 8.9.b dargestellt ist (zu den verwendeten Koordinaten siehe z.B. Abb. 6.1), von diesen Ereignissen vollständig und nahezu gleichmäßig mit Protonen belegt. Die sichtbare Ausschmierung der Häufigkeitsverteilung in $\Phi_{0,A}^{tg}(\vec{p}_p)$, die auch über die Ränder

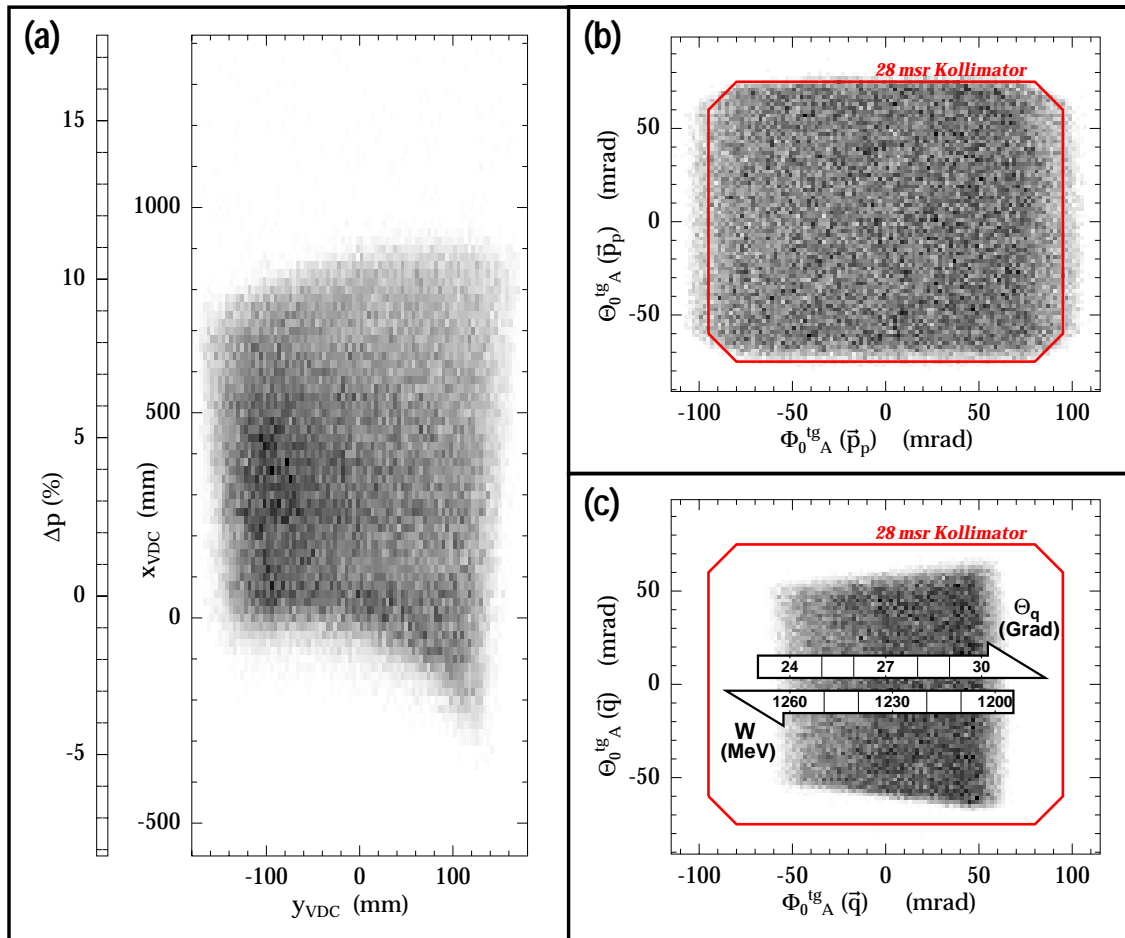


Abb. 8.9: Ausleuchtung (a) der Fokalebene und (b) der Winkelakzeptanz von Spektrometer A mit Protonen aus der Reaktion $p(\vec{e},e'\vec{p})\pi^0$ bei den „N- Δ “-Messungen (der eingezeichnete 28-msr-Kollimator zeigt die Winkelabzeptanz bei punktförmigem Target). (c) zeigt die Verteilung der sich aus den mit Spektrometer B gemessenen Winkeln und Impulsen der auslaufenden Elektronen ergebenden Richtungen des Impulsübertrages \vec{q} relativ zur Winkelakzeptanz von Spektrometer A (die W - und Q^2 -Maßstäbe sind im Text erläutert).

des eingezeichneten Kollimators hinausgeht, ist eine Folge der Abhängigkeit der Φ_0^{tg} -Akzeptanz von y_0^{tg} ($\Delta\Phi_{0,A}^{tg}/y_{0,A}^{tg} \approx -1.6$ mrad/mm), das mit der Position des Streuortes in der fast 5 cm langen, aber von Spektrometer A unter 27° von vorne gesehenen Targetzelle um mehr als ± 11 mm variiert. Der eingezeichnete Kollimator beschreibt die Φ_0^{tg} -Akzeptanz nur für $y_0^{tg} = 0$.

Die Akzeptanzen in Θ_{pq}^{lab} , dem Winkel des Protonimpulses \vec{p}_p zum Impulsübertrag \vec{q} im Laborsystem, und in Φ , dem Verkippungswinkel der Reaktions- zur Streuebene (siehe Abb. 8.3), ergeben sich als Faltung der Winkelakzeptanz von Spektrometer A mit der Verteilung der Richtungen von \vec{q} , die in Abbildung 8.9.c für die „N- Δ “-Messungen relativ zur Winkelakzeptanz von Spektrometer A dargestellt ist.

Die Tatsache, daß die Häufigkeitsverteilung der \vec{q} -Richtungen vollständig innerhalb des Kollimators liegt, zeigt zunächst, daß alle Protonen, die in exakt paralleler Kinematik auslaufen, auch in die Akzeptanz von Spektrometer A fallen. Der Grenz-

fall $\Theta_{pq}^{\text{lab}} \rightarrow 0$ ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da der Phasenraum proportional zu $\sin \Theta_{pq}^{\text{lab}}$ ist. Zu einer festen \vec{q} -Richtung im Raum, d.h. einem festen Punkt in der in Abbildung 8.9.c gezeigten Häufigkeitsverteilung, erhält man die Θ_{pq}^{lab} -Akzeptanz in Abhängigkeit von Φ , indem man von diesem Punkt den Abstand zum Kollimatorrand in der jeweiligen Φ -Richtung¹⁴ betrachtet.

Z.B. werden bezüglich der \vec{q} -Richtung, die in die Mitte des Winkelkollimators von Spektrometer A zeigt (d.h. $\Theta_{0,A}^{tg}(\vec{q}) = 0$ und $\Phi_{0,A}^{tg}(\vec{q}) = 0$), bis $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 4.3^\circ$ (75 mrad) alle auslaufenden Protonen unabhängig von Φ akzeptiert; bei größeren Θ_{pq}^{lab} schränkt der Kollimator, beginnend bei $\Phi = \pm 90^\circ$, die Akzeptanz immer weiter ein, bis bei $\Theta_{pq}^{\text{lab}} \approx 6.4^\circ$ nur noch einzelne, diagonal liegende Φ -Bereiche ($\Phi \approx \pm 32.3^\circ$ und $\pm 147.7^\circ$) akzeptiert werden. Bezüglich der \vec{q} -Richtungen, die weiter zu den Rändern der in Abbildung 8.9.c gezeigten Häufigkeitsverteilung liegen, wird in manchen Φ -Bereichen die Θ_{pq}^{lab} -Akzeptanz schon bei kleineren Winkeln beschnitten, während dann in den gegenüberliegenden Φ -Bereichen Ereignisse mit entsprechend größeren Θ_{pq}^{lab} (bis über 11° an den Rändern) akzeptiert werden.

Die vertikale Variation der \vec{q} -Richtung in Abbildung 8.9.c resultiert aus der Verkipfung der Streuebene gegenüber der Hallenebene aufgrund der vertikalen Winkelakzeptanz von Spektrometer B; mit dieser Verkipfung ist keine direkte Änderung der kinematischen Größen der Streureaktion verbunden. Mit der horizontalen Variation der \vec{q} -Richtung in Abbildung 8.9.c ändert sich dagegen Θ_q , der Winkel von \vec{q} zum auslaufenden Elektronenstrahl, der mit der invarianten Gesamtmasse W der Streureaktion streng korreliert ist. Diese Korrelation ist in Abbildung 8.9.c durch weiße Pfeile angedeutet. Daher korreliert Größe und Form der Θ_{pq}^{lab} - Φ -Akzeptanz mit W : bei $W = 1260$ MeV werden z.B. für $\Phi = 0^\circ$ nur $\Theta_{pq}^{\text{lab}} \lesssim 3^\circ$, für $\Phi = 180^\circ$ aber Θ_{pq}^{lab} bis über 8° akzeptiert; bei $W = 1200$ MeV ist die Situation umgekehrt.

Die resultierende Häufigkeitsverteilung von Θ_{pq}^{lab} über die gesamte Akzeptanz der „N- Δ “-Messungen ist in Abbildung 8.10.a (helles Histogramm; auf den „Konus-Test um \vec{q} “ wird später eingegangen) dargestellt. Abbildung 8.10.b zeigt, daß die Φ -Häufigkeitsverteilung zwischen $\Phi \approx -60^\circ$ und 60° überhöht ist, was verursacht wird durch eine leicht größere Θ_{pq}^{lab} -Akzeptanz als in den anderen Φ -Bereichen, wie in dem Polardiagramm in Abbildung 8.10.c zu erkennen ist.

Um die Auswirkungen dieser unsymmetrischen und mit W korrelierten Belegung der Θ_{pq}^{lab} - Φ -Akzeptanz auf die Proton-Polarisation abzuschätzen, betrachten wir, ähnlich wie in Abschnitt 8.7, die im Rahmen des „UI-Modells“ [Dre99] erwarteten, d.h. mit dem Programm MAID2000 berechneten Gänge der Polarisationskomponenten über die experimentellen Akzeptanzen. Diese sind bei $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c)² und $\epsilon = 0.718$ in Tabelle 8.3 für $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 0^\circ, 2^\circ$ und 5° angegebenen, wobei (außer bei $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 0^\circ$, wo Φ undefiniert ist) die Polarisationskomponenten jeweils für 8 verschiedene Φ -Richtungen aufgeführt sind.

¹⁴ $\Phi = 0$ zeigt von jedem Punkt in Abb. 8.9.c aus zu dem Punkt, in dem sich die Verlängerungen des oberen und des unteren Randes der Häufigkeitsverteilung schneiden; die Richtung $\Phi = 90^\circ$ zeigt dann senkrecht auf der Linie zu diesem Schnittpunkt nach unten.

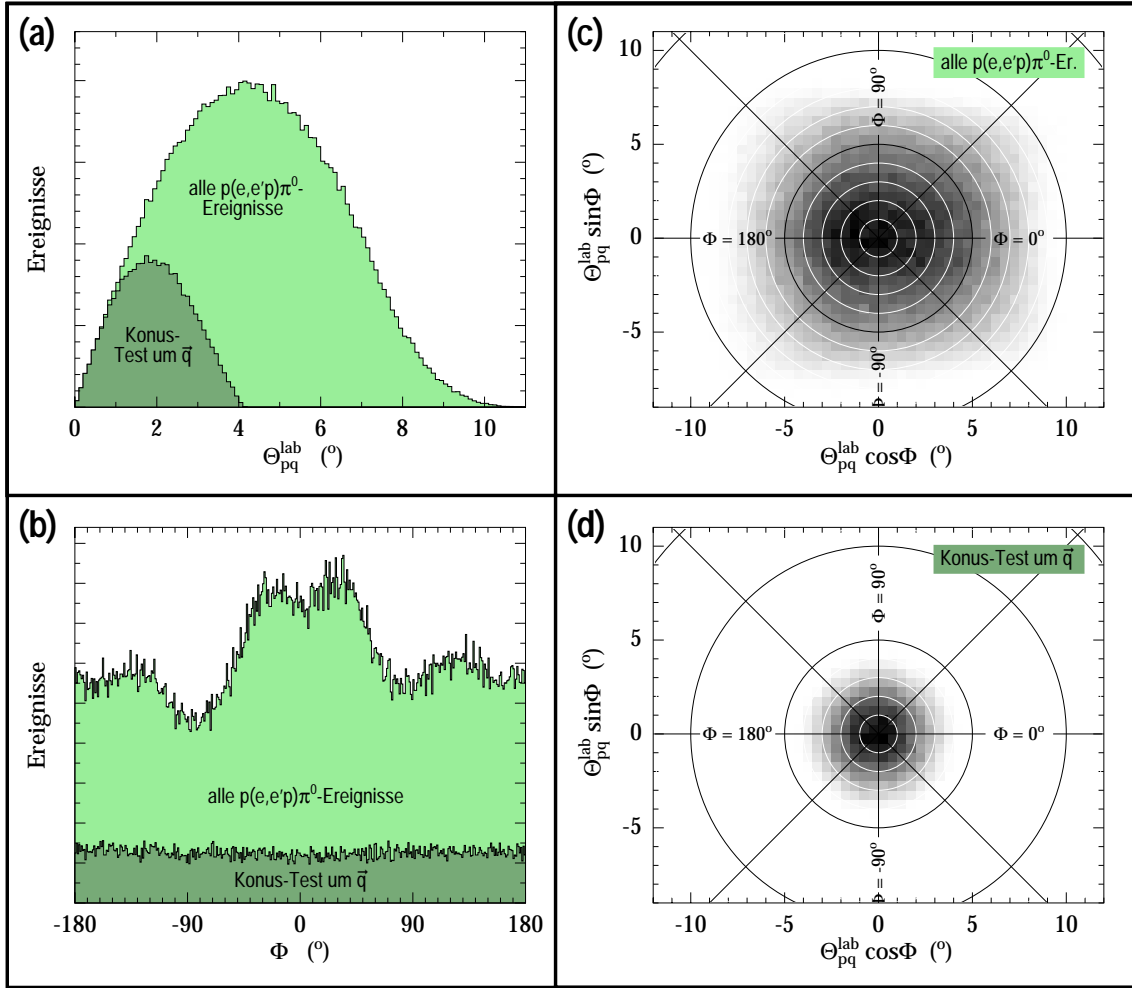


Abb. 8.10: Häufigkeitsverteilung der $p(\bar{e},e'\bar{p})\pi^0$ -Ereignisse bei den „N- Δ “-Messungen eindimensional in (a) Θ_{pq}^{lab} und (b) Φ und zweidimensional in Form von Polardiagrammen (c) mit und (d) ohne „Konus-Test um \bar{q} “ (siehe Text).

Tabelle 8.3 zeigt, daß die berechneten Observablen, insbesondere sowohl die helizitätsabhängigen als auch die helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten, eine mit Θ_{pq}^{lab} schnell anwachsende starke Φ -Abhängigkeit aufweisen. Bei $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 5^\circ$ (entspricht $\Theta_{pq}^{\text{cm}} \approx 15^\circ$) variiert $P_x^{\text{d,sp}}$, die Polarisationskomponente, aus der $\mathfrak{S}\{S_{1+}\}$ extrahiert werden soll, als Funktion von Φ um ca. $\pm 15\%$ (absolut!); die Variationen von $P_y^{\text{s,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ bewegen sich hier im Bereich von $\pm 6\%$.

Noch größere Φ -Abhängigkeiten finden sich bei $P_x^{\text{s,sp}}$, $P_y^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{s,sp}}$, den Polarisationskomponenten, die in paralleler Kinematik aus Paritätserhaltungsgründen verschwinden: bei $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 5^\circ$ variiert $P_x^{\text{s,sp}}$ um ca. $\pm 25\%$, $P_y^{\text{d,sp}}$ um ca. $\pm 14\%$ und $P_z^{\text{s,sp}}$ um ca. $\pm 19\%$. Es zeigt sich jedoch, daß die Abweichungen dieser Komponenten von 0 antisymmetrisch zur Streuebene sind, was zusammen mit der Tatsache, daß σ_0 , der (ebenfalls in Tabelle 8.3 angegebene) polarisationsunabhängige Wirkungsquerschnitt symmetrisch zur Streuebene ist, dazu führt, daß sich diese Polarisationskomponenten innerhalb einer zur Streuebene symmetrischen Akzeptanz zu 0 wegmitteln.

\vec{p}_p^{lab} zu \vec{q}		WQ	\vec{P}^{sp} h -abhängig			\vec{P}^{sp} h -unabhängig		
Θ_{pq}^{lab} ($^\circ$)	Φ ($^\circ$)	σ_0 ($\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$)	$P_x^{\text{d,sp}}$ (%)	$P_y^{\text{d,sp}}$ (%)	$P_z^{\text{d,sp}}$ (%)	$P_x^{\text{s,sp}}$ (%)	$P_y^{\text{s,sp}}$ (%)	$P_z^{\text{s,sp}}$ (%)
0	0	11.63	-11.7	0.0	60.9	0.0	-54.1	0.0
2	-180	12.48	-5.3	0.0	62.7	0.0	-50.8	0.0
	-135	12.41	-6.7	4.9	61.5	-8.6	-50.9	5.7
	-90	12.02	-10.7	7.1	59.6	-12.5	-51.9	8.8
	-45	11.33	-15.6	5.3	59.5	-9.2	-54.1	7.0
	0	10.96	-18.0	0.0	60.1	0.0	-55.5	0.0
	45	11.33	-15.6	-5.3	59.5	9.2	-54.1	-7.0
	90	12.02	-10.7	-7.1	59.6	12.5	-51.9	-8.8
	135	12.41	-6.7	-4.9	61.5	8.6	-50.9	-5.7
5	-180	14.02	3.4	0.0	66.5	0.0	-43.6	0.0
	-135	14.41	0.5	10.0	61.1	-17.7	-42.2	10.9
	-90	14.03	-7.0	14.1	54.5	-25.3	-42.3	19.0
	-45	11.79	-18.2	11.8	56.3	-20.6	-48.2	18.1
	0	10.31	-26.2	0.0	61.2	0.0	-53.3	0.0
	45	11.79	-18.2	-11.8	56.3	20.6	-48.2	-18.1
	90	14.03	-7.0	-14.1	54.5	25.3	-42.3	-19.0
	135	14.41	0.5	-10.0	61.1	17.7	-42.2	-10.9

Tab. 8.3: Mit MAID2000 berechnete Komponenten von \vec{P}^{sp} , der Proton-Polarisation bezogen auf die Streuebene, bei verschiedenen Θ_{pq}^{lab} und Φ nach der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ bei $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c) 2 und $\epsilon = 0.718$. σ_0 bezeichnet den polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitt. Die Größe der helizitätsabhängigen Proton-Polarisationskomponenten gilt bei einer longitudinalen Elektronenstrahlpolarisation von $P_e = 1$.

Wie schon der Vergleich der Tabellen 7.4 und 7.5 in Kapitel 7 zeigt, ist es gerade bei Messungen mit geringer statistischer Genauigkeit von großem Vorteil, wenn bei der Fitprozedur, die die drei Komponenten von \vec{P}^{sp} an die beiden im FPP gemessenen transversalen Polarisationskomponenten anpaßt (siehe Abschnitt 6.5), ein Teil der Komponenten von \vec{P}^{sp} von vornherein auf Null festgehalten werden kann. Deshalb ist es sinnvoll, bei den „N- Δ “-Messungen entsprechende Schnitte in der Datenanalyse dafür zu sorgen, daß die Θ_{pq}^{lab} - Φ -Akzeptanz symmetrisch zur Streuebene ist und somit $P_x^{\text{s,sp}}$, $P_y^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{s,sp}}$ bei der Fitprozedur auf 0 festgehalten werden können.

Weiterhin ergibt sich aus Tabelle 8.3, daß besonders bei $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ nach einer Integration über alle Φ nur noch eine schwache Θ_{pq}^{lab} -Abhängigkeit übrig bleibt. Die unbequem starke Φ -Abhängigkeit kann daher ebenfalls in der Datenanalyse durch geeignete Symmetrieforderungen weitgehend beseitigt werden. Auch die oben beschriebene, mit W korrelierende ungleichmäßige Belegung von Φ -Bereichen kann durch solche Symmetrieforderungen eliminiert werden.

Im Verlauf der Datenanalyse wurden verschiedene Arten solcher Symmetrieforderungen untersucht; im folgenden werden jedoch die Ergebnisse der „N- Δ “-Messungen nur unter zwei verschiedenen Bedingungen diskutiert:

1. ohne jegliche Symmetrieforderung, d.h. unter Mitnahme aller $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignisse, wobei die dann erforderlichen großen Akzeptanzkorrekturen darauf angewiesen sind, daß MAID2000 die *relativen* Gänge der Polarisationskomponenten über die experimentellen Akzeptanzen im wesentlichen richtig beschreibt, und
2. unter der strengsten aller untersuchten Symmetrieforderungen, dem „Konus-Test um \vec{q} “ (s.u.), der alle oben angesprochenen Symmetriebedingungen erfüllt.

Die Bezeichnung „Konus-Test um \vec{q} “ wurde in Anlehnung an eine Art des Akzeptanztestes gewählt, wie er z.B. bei Polarimetern zur Behandlung der Akzeptanzgrenzen des „Rear-Detektors“ verwendet wird (wir verwenden bei unserem FPP den weniger strengen „180°-Test“; siehe Abschnitt 5.8). Bei der Datenanalyse der „N- Δ “-Messungen besteht ein Ereignis nur dann den „Konus-Test um \vec{q} “, wenn zu der \vec{q} -Richtung dieses Ereignisses, also einem festen Punkt der in Abbildung 8.9.c gezeigten Häufigkeitsverteilung, das Proton nicht nur unter den bei dem betreffenden Ereignis gemessenen Θ_{pq}^{lab} - und Φ -Werten, sondern mit diesem Θ_{pq}^{lab} in allen möglichen Φ -Richtungen noch in die Winkelakzeptanz von Spektrometer A gepaßt hätte. Als Grenzen wurden bei diesem Test sicherheitshalber Werte angenommen, die mit $\Theta_{0,A}^{tg} = \pm 72$ mrad und $\Phi_{0,A}^{tg} = \pm 92$ mrad um jeweils 3 mrad innerhalb der wirklichen Kollimatorgrenzen liegen ($\Phi_{0,A}^{tg}$ korrigiert mit $\Delta\Phi_{0,A}^{tg} = -1.6 \cdot y_{0,A}^{tg}$ mrad/mm, vgl. 3. Absatz dieses Abschnittes).

In Abbildung 8.10.a ist zu erkennen, daß dieser Konus-Test die Θ_{pq}^{lab} -Häufigkeitsverteilung bis etwa 1° nur wenig beeinflusst, doch dann im Bereich bis 4° die meisten und oberhalb davon alle Ereignisse verwirft. Die (abgesehen von der durch den Wirkungsquerschnitt vorgegebenen Modulation) gleichmäßige Φ -Verteilung der übrigen Ereignisse, die in den Abbildungen 8.10.b+d gezeigt wird, ist mit dem Verzicht auf fast 80% der gemessenen $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignisse somit teuer erkauft.

Doch selbst nach diesem strengen Akzeptanztest ist die Θ_{pq}^{lab} - Φ -Akzeptanz noch nicht völlig unabhängig von W : anhand von Abbildung 8.9.c kann man sich klarmachen, daß zwar dann für jede der vorkommenden \vec{q} -Richtungen und damit auch für alle W die Φ -Akzeptanz gleichförmig ist, daß jedoch für W -Werte am Rande der Akzeptanz (z.B. 1200 oder 1260 MeV) die Θ_{pq}^{lab} -Akzeptanz nun kleiner ist als in der Mitte (bei z.B. 1230 MeV). Auch ist nicht zu vergessen, daß auch nach dem „Konus-Test um \vec{q} “ die Polarisationskomponenten über die verbleibende Θ_{pq}^{lab} -Akzeptanz mit Θ_{pq}^{lab} noch leicht (im Betrag) abfallen (besonders $P_y^{\text{S,SP}}$, siehe Tab. 8.3), so daß auch dann noch eine Akzeptanzkorrektur erforderlich ist, um das Meßergebnis der strikt parallelen Kinematik zuordnen zu können.

8.9 Gemessene Polarisationskomponenten

8.9.1 Ungewichtete Mittelung über die Akzeptanzen

Bei den „N- Δ “-Messungen wurden aus den mit den in Abschnitt 8.5 beschriebenen Schnitten selektierten $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignissen zur Polarisationsbestimmung im FPP Großwinkelstreuereignisse im (7 cm dicken) Kohlenstoffanalysator mit Θ_s zwischen 7° und 35° verwendet, die die „FPP-Standard-Cuts“ (siehe Abschnitt 5.2) erfüllen und den 180° -Akzeptanztest im FPP (siehe Abschnitt 5.7) bestehen. Die Abbildungen 8.11.a und 8.11.b zeigen die über beide N- Δ -Strahlzeiten über die gesamte FPP-Akzeptanz summierten Häufigkeitsverteilungen der im FPP gemessenen Azimutalwinkel Φ_s für die Helizitätssumme und die Helizitätsdifferenz dieser Ereignisse. In den Abbildungen 8.11.c und 8.11.d sind die gleichen Häufigkeitsverteilungen für diejenigen Ereignisse dargestellt, die den im letzten Abschnitt beschriebenen „Konus-Test um \vec{q} “ erfüllen.

Im Gegensatz zu den Φ_s -Verteilungen, die sich bei elastischer $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streuung ergeben (vgl. Abb. 7.4), sind bei den „N- Δ “-Messungen“ auch in den Helizitäts-Summen-Spektren klare Asymmetrien erkennbar, die das Vorhandensein einer großen helizitätsunabhängigen Proton-Polarisation anzeigen. Die gemessene Φ_s -Verteilung in Abbildung 8.11.a weicht allerdings deutlich von der dafür angesetzten Sinus-Form ab. Verantwortlich dafür sind die seitlichen Akzeptanzgrenzen an den Längsseiten der oberen HDCs, durch die ein kleiner Teil der unter großen Θ_s im Kohlenstoff nach außen (d.h. in den Φ_s -Bereich von $\pm 90^\circ$) gestreuten Protonen verloren geht. Der 180° -Akzeptanztest im FPP (siehe Abschnitt 5.7) sorgt jedoch dafür, daß dadurch keine falschen Asymmetrien entstehen. Bei den Ereignissen, die den „Konus-Test um \vec{q} “ bestehen, werden die Randbereiche der $\Phi_{0,A}^{tg}$ -Akzeptanz und damit auch die seitlichen Randbereiche der HDCs viel schwächer mit Protonen belegt; daher sind in Abbildung 8.11.c diese Einbrüche bei $\Phi_s \approx \pm 90^\circ$ nicht mehr erkennbar. Auch durch die Bildung der Helizitätsdifferenzen (Abbildungen 8.11.c und 8.11.d) werden solche Effekte in 1. Ordnung unterdrückt.

Die Anpassung der Asymmetriefunktionen an die Φ_s -Verteilungen über das gesamte FPP in Abbildung 8.11 und die Berechnung der transversalen Proton-Polarisationskomponenten im FPP daraus erfolgte nur zu Illustrationszwecken. Aus den in der Abbildung angegebenen Werten für $P_{x,y}^{s,d,p}$ sind weder falsche Asymmetrien (vgl. Abschnitt 5.8) herauskorrigiert, noch werden diese Werte in irgendeiner Form für die Polarisationsrückrechnung in die Streuebene verwendet.

Die Rückrechnung der Proton-Polarisation in die Streuebene erfolgt, wie bei den in Kapitel 7 beschriebenen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Experimenten, unter Benutzung der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Fitprozedur. Dafür werden die transversalen Polarisationskomponenten im FPP getrennt für Helizitäts-Summe und -Differenz in jedem Bin der 5-dimensional in jeweils 5 Bins unterteilten Akzeptanzen nach den Gleichungen (5.15) und (5.16) berechnet. Unter den Randbedingungen, daß bei der Fitprozedur die helizitätsabhängige y -Komponente $P_y^{d,sp}$ und die helizitätsunabhängigen x - und z -Komponenten $P_x^{s,sp}$ und $P_z^{s,sp}$ der Proton-Polarisation in der Streuebene auf Null

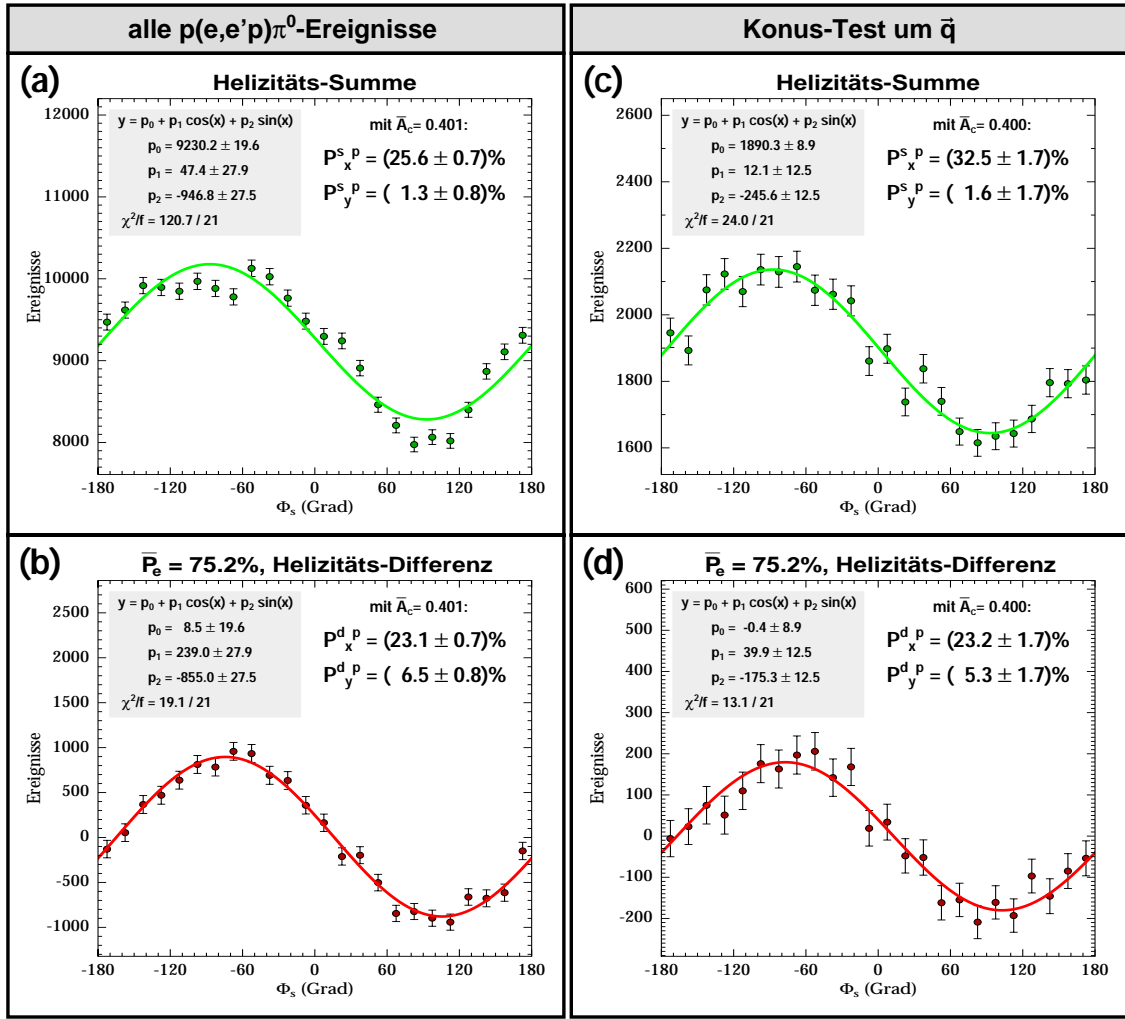


Abb. 8.11: Rohe Φ_s -Asymmetrie im FPP, summiert über die N- Δ -I- und die N- Δ -II-Strahlzeit für (a) die Summe aller $p(\bar{e},e'p)\pi^0$ -Ereignisse und (b) die Differenz zwischen Ereignissen mit vorwiegend positiver und vorwiegend negativer Elektronenstrahlhelizität. (c) und (d) zeigen dieselben Verteilungen wie (a) und (b) für diejenigen Ereignisse, die den „Konus-Test um \vec{q} “ (siehe Text) erfüllen. Zu den angepassten Funktionen und den daraus berechneten Polarisationskomponenten siehe Abschnitt 5.3.

festgehalten werden¹⁵, ergeben sich bei Mitnahme aller Ereignisse bzw. mit „Konus-Test um \vec{q} “ für die restlichen 3 Komponenten die in Tabelle 8.4 angegebenen Werte.

Die N- Δ -I- und die N- Δ -II-Strahlzeiten wurden getrennt voneinander analysiert. Auch die Fitprozedur wurde getrennt durchgeführt. Erst die Polarisationskomponenten in der Streuebene wurden, nach Skalierung der helizitätsabhängigen Komponenten mit der für die jeweilige Strahlzeit spezifischen longitudinalen Elektronenstrahlpolarisation (siehe Tab. 8.2), gewichtet mit ihrem statistischen Fehler zum Gesamtergebnis zusammengefaßt.

¹⁵Wie in Abschnitt 8.8 gezeigt wurde, kann diese Randbedingung nur dann gestellt werden, wenn die experimentelle Akzeptanz symmetrisch um die Streuebene ist, was strenggenommen hier nur mit der „Konus-Test um \vec{q} “-Forderung gilt. Jedoch mitteln sich $P_x^{s,sp}$, $P_y^{d,sp}$ und $P_z^{s,sp}$ auch bei Mitnahme aller Ereignisse in guter Näherung zu Null, wie später in Abschnitt 8.9.2 gezeigt wird.

alle $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignisse						
Messung	N_{FPP}	$P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ (%)	$P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ (%)	χ^2/f	$P_y^{\text{s,sp}}$ (%)	χ^2/f
N- Δ -I	104813	-9.2 ± 1.7	57.6 ± 2.4	$\frac{3811.2}{3300}$	-34.8 ± 1.5	$\frac{4012.6}{3301}$
N- Δ -II	116825	-9.1 ± 1.4	60.8 ± 2.0	$\frac{3771.0}{3314}$	-34.9 ± 1.4	$\frac{4025.6}{3315}$
Gesamt	221638	-9.1 ± 1.1	59.5 ± 1.5		-34.9 ± 1.0	
syst. Fehler		± 0.9	± 2.5		± 1.5	

„Konus-Test um \vec{q} “						
Messung	N_{FPP}	$P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ (%)	$P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ (%)	χ^2/f	$P_y^{\text{s,sp}}$ (%)	χ^2/f
N- Δ -I	21371	-8.3 ± 3.7	50.1 ± 5.8	$\frac{1296.7}{1146}$	-37.0 ± 3.2	$\frac{1404.6}{1147}$
N- Δ -II	24020	-7.7 ± 3.1	60.0 ± 4.9	$\frac{1403.3}{1194}$	-43.4 ± 3.0	$\frac{1385.5}{1195}$
Gesamt	45391	-7.9 ± 2.4	55.9 ± 3.7		-40.4 ± 2.2	
syst. Fehler		± 0.9	± 2.4		± 1.6	

Tab. 8.4: Proton-Polarisationskomponenten bezüglich der Streuebene und ihre statistischen Fehler bei den „N- Δ “-Messungen, angepaßt mit der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Fitprozedur (mit den Randbedingungen $P_x^{\text{s,sp}}, P_y^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{s,sp}} = 0$) an die im FPP gemessenen transversalen Polarisationskomponenten. N_{FPP} bezeichnet die Gesamtzahl der berücksichtigten Großwinkelstreueereignisse im Kohlenstoffanalysator. Die helizitätsabhängigen Komponenten $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ sind auf die longitudinale Elektronenstrahlpolarisation P_e der jeweiligen Messung (vgl. Tab. 8.2) normiert. Zur Zusammensetzung der systematischen Fehler siehe Tab. 8.5.

Die Zusammensetzung der ebenfalls in Tabelle 8.4 angegebenen systematischen Fehler ist in Tabelle 8.5 am Beispiel des Gesamtergebnisses bei Mitnahme aller Ereignisse näher aufgeschlüsselt. Zur Berechnung des systematischen Fehlers der Fitprozedur wurden dabei in den relevanten Einzelkoordinaten dieselben Fehler angenommen wie bei den in Kapitel 7 diskutierten elastischen $p(e, e'p)$ -Messungen (vgl. Tab. 7.6 in Abschnitt 7.7). Daher wird auch hier der systematische Fehler der Fitprozedur wieder von den Unsicherheiten in Δy_0^{tg} , $\Delta \Phi_0^{tg}$ und $\Delta \Theta_0^{tg}$ dominiert, deren Auswirkungen auf $P_x^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}$ zum Teil gegenläufig ist, so daß der systematische Fehler in dem (in Tab. 8.5 getrennt aufgeführten) Verhältnis $P_x^{\text{d,sp}}/P_z^{\text{d,sp}}$ etwas größer ist als bei Fortpflanzung unabhängiger Einzelfehler.

Da bei den „N- Δ “-Messungen sowohl die Proton-Polarisation als auch die longitudinale Elektronenstrahlpolarisation P_e mit dem FPP gemessen wurde, kürzt sich in den Verhältnissen $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ und $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ die Analysierstärke weg und ihr systematischer Fehler ($\Delta A_C = \pm 2\%$ relativ) trägt nur zu dem Fehler von $P_y^{\text{s,sp}}$ bei. Der Fehler in P_e wurde im Hinblick auf eventuell vorhandene zeitliche Schwankungen (vgl. Abschnitt 7.8) und auf die statistischen Fehler der beiden ND2e1-Messungen (vgl. Tab. 7.5) mit $\pm 3\%$ abgeschätzt. Der Fehler in der Korrektur der falschen Asymmetrien im FPP ($\pm 1\%$ absolut) pflanzt sich fort in einen Fehler von $\pm 1.3\%$ in $P_y^{\text{s,sp}}$.

Meßwert (alle Ereig.)	$P_x^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_z^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_x^{d,sp}/P_z^{d,sp}$ (%)	$P_y^{s,sp}$ (%)
	-9.11	59.46	-15.32	-34.85
einzelne syst. Fehler	$\sigma_{P_x^{d,sp}/P_e}^{sys}$	$\sigma_{P_z^{d,sp}/P_e}^{sys}$	$\sigma_{P_x^{d,sp}/P_z^{d,sp}}^{sys}$	$\sigma_{P_y^{s,sp}}^{sys}$
Fitprozedur (Δy_0^{tg} , ..)	± 0.84	± 0.86	± 1.48	± 0.36
$\Delta A_C = \pm 2$ % (rel.)	—	—	—	± 0.70
$\Delta P_e = \pm 3$ % (abs.)	± 0.36	± 2.38	—	—
$\Delta A_{\text{FPP}}^f = \pm 1$ % (abs.)	—	—	—	± 1.30
gesamter syst. Fehler	± 0.91	± 2.53	± 1.48	± 1.52

Tab. 8.5: Systematische Fehler der Proton-Polarisationskomponenten bezüglich der Streuebene bei den „N- Δ “-Messungen bei Mitnahme aller Ereignisse (vgl. Tab. 8.4). Für die einzelnen Koordinatenfehler bei der Fitprozedur wurden dieselben Werte angesetzt wie in Tab. 7.6. ΔA_C und ΔA_{FPP}^f bezeichnen den Fehler von Analysierstärke und Korrektur der falschen Asymmetrien im FPP und ΔP_e den Fehler der longitudinalen Elektronenstrahlpolarisation.

Tabelle 8.5 zeigt, daß in jeder der gemessenen Proton-Polarisationskomponenten eine andere Ursache den systematischen Gesamtfehler (d.h. die quadratisch aufaddierten Einzelbeiträge) dominiert: in $P_x^{d,sp}$ sind es die Koordinatenfehler bei der Fitprozedur, in $P_z^{d,sp}$ ist es der Fehler der Strahlpolarisation und in $P_y^{s,sp}$ die falschen Asymmetrien im FPP.

8.9.2 Akzeptanzkorrektur mit MAID2000

Eine Beschränkung auf die in Tabelle 8.4 angegebenen Ergebnisse würde einen genauen Vergleich mit existierenden oder zukünftigen Meßwerten anderer Experimente oder theoretischen Vorhersagen sehr erschweren, da es sich dabei um Mittelwerte über die ausgedehnten und teilweise stark miteinander korrelierten Akzeptanzen in W , Q^2 , ϵ , Θ_{pq} und Φ (vgl. Abschn. 8.6 – 8.8) handelt. Deshalb wurden die gemessenen Polarisationskomponenten mit dem Programm MAID2000 (siehe Abschnitt 8.7) zur exakt parallelen Kinematik ($\Theta_{pq} = 0$), zur Δ -Resonanzposition in W (1232 MeV) und zu festen Werten von Q^2 (0.121 (GeV/c)²) und ϵ (0.718) hin interpoliert. Diese Interpolation basiert auf der Annahme, daß das bei MAID2000 zugrunde liegende „UI-Modell“ [Dre99] die *relativen* Verläufe der Polarisationskomponenten über die experimentellen Akzeptanzen richtig beschreibt.

Zur Durchführung dieser „Akzeptanzkorrektur“ wurde MAID2000 wie ein Unterprogramm in die Datenanalyse integriert, das zu jedem gemessenen Ereignis aus den dazugehörigen Meßgrößen für W , Q^2 , ϵ , Θ_{pq} und Φ die helizitätsabhängige und die helizitätsunabhängige Proton-Polarisation im Streuebenen-Koordinatensystem berechnet. Die Akzeptanzkorrekturfaktoren $\kappa_j^{i,acc}$ für die einzelnen Polarisationskomponenten ergeben sich dann aus den Verhältnissen von $\bar{P}_{j,MAID}^{i,sp}$, den Mittelwerten der von MAID2000 berechneten Komponenten über alle Ereignisse, zu den Werten, die MAID2000 für $\Theta_{pq} = 0$, $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c)² und $\epsilon = 0.718$ berechnet

und die im folgenden mit $P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp},\Delta}$ bezeichnet werden:

$$\kappa_j^{i,\text{acc}} = \frac{P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp},\Delta}}{\bar{P}_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp}}}, \quad \text{mit } i = \text{s, d} \quad \text{und } j = x, y, z. \quad (8.18)$$

Diese ereignisweise Rechnung ist zwar sehr aufwendig, hat aber den Vorteil, daß dabei sowohl die Korrelationen zwischen den physikalischen Koordinaten als auch die asymmetrischen Akzeptanzbelegungen, unabhängig davon, ob diese durch Wirkungsquerschnittsverläufe oder lokale Detektorineffizienzen bedingt sind, automatisch berücksichtigt werden.

Darüber hinaus läßt sich durch Ausweitung dieses Verfahrens ein Problem untersuchen, das bisher noch nicht angesprochen wurde: Die in Abschnitt 6.5 beschriebene Fitprozedur basiert auf dem Ansatz, daß \vec{P}^{sp} selbst konstant ist, d.h. keine Funktion der Koordinaten ist, von denen die Transformation zwischen FPP und Streuebene abhängt (vgl. Gln. (6.14)). Dagegen wurde in Abschnitt 8.8 explizit gezeigt, daß die Proton-Polarisation stark mit den physikalischen Koordinaten W , Θ_{pq} und Φ und damit auch mit den Proton-Eintrittswinkeln $\Theta_{0,A}^{tg}$ und $\Phi_{0,A}^{tg}$ in Spektrometer A variiert, von denen die Spin-Präzession im Spektrometer abhängt. Diese zusätzlichen Abhängigkeiten führen zu Fehlern in den angepaßten Komponenten von \vec{P}^{sp} , da die Fitprozedur diese Abhängigkeiten über die als bekannt angenommene Abbildung in die Fitparameter hineinprojiziert.

Richtig deutlich (mehr als 10% absolut in P_y^{sp} und P_z^{sp}) tritt dieser Fehler dann zutage, wenn auf die Daten der „N- Δ “-Messungen die Fitprozedur ohne die Randbedingungen ($P_x^{\text{s,sp}}, P_y^{\text{d,sp}}$ und $P_z^{\text{s,sp}} = 0$) angewendet wird¹⁶, worauf hier jedoch nicht näher eingegangen werden soll. Bei der Fitprozedur mit Randbedingungen liegen die resultierenden Fehler im Bereich weniger Prozent.

Zur Untersuchung dieses Effektes und zur Korrektur der von ihm verursachten Fehler wird während der Datenanalyse die mit MAID2000 berechnete helizitätsabhängige und -unabhängige Proton-Polarisation bei jedem Ereignis mit Gleichung (6.8) von der Streuebene in das FPP hochtransformiert und dort nach derselben 5-dimensionalen Binierung einsortiert, die auch für die Bestimmung der experimentellen Polarisationskomponenten im FPP verwendet wird (vgl. Abschnitt 6.5). Bei der anschließenden Fitprozedur wird dann anstelle der gemessenen Polarisation der

¹⁶Das Zustandekommen dieser Fehler läßt sich an einem einfachen Beispiel demonstrieren: Dazu erzeugt man mit der in grober Näherung („Spektrometer A = Dipolfeld“ (vgl. Abschnitt 6.2) und „Streuebene = Hallenebene“) gültigen Spin-Transfer-Funktion $P_x^{\text{d,p}}(\chi) = P_y^{\text{d,sp}} \cos \chi - P_z^{\text{d,sp}} \sin \chi$ Datenpunkte für χ zwischen 190° und 240° , wobei man $P_z^{\text{d,sp}}$ konstant auf 60% läßt, aber $P_y^{\text{d,sp}}$ selbst noch zusätzlich von -12% bei $\chi = 190^\circ$ bis +12% bei $\chi = 240^\circ$ (vgl. Tab. 8.3) linear ansteigen läßt. Der Fit der Spin-Transfer-Funktion an diese Datenpunkte unter der Annahme konstanter Polarisationskomponenten liefert dann die fehlerhaften Ergebnisse $P_y^{\text{d,sp}} = 13.4\%$ und $P_z^{\text{d,sp}} = 76.7\%$. Hält man dagegen bei dem Fit $P_y^{\text{d,sp}}$ auf seinem Mittelwert von 0 fest, so bekommt man mit 62.1% auch für $P_z^{\text{d,sp}}$ wieder ein recht gutes, aber eben doch nicht exaktes Ergebnis. Das bei Anwendung der wirklichen Fitprozedur auf die Daten der „N- Δ “-Messungen gefundene Verhalten stimmt von Größenordnung und Richtung der gefundenen Abweichungen in etwa mit diesem einfachen Beispiel überein.

Mittelwert dieser hochtransformierten Polarisation (mit dem statistischen Fehler der Gemessenen) in jedem Bin als Datenpunkt verwendet.

Der Vergleich der aus diesem Fit resultierenden Streuebenen-Polarisationskomponenten, die im folgenden mit $P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp,fit}}$ bezeichnet werden, mit $\bar{P}_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp}}$, den Mittelwerten der ursprünglich mit MAID2000 berechneten, d.h. in die Prozedur hineinsteckten Streuebenen-Komponenten, zeigt dann, inwieweit die zusätzliche Variation von \bar{P}^{sp} mit den Spektrometer-Target-Koordinaten bei der Fitprozedur zu Fehlern führt und erlaubt die Definition von weiteren Korrekturfaktoren $\kappa_j^{i,\text{fit}}$, mit denen diese Fehler ausgeglichen werden können:

$$\kappa_j^{i,\text{fit}} = \frac{\bar{P}_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp}}}{P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp,fit}}}, \quad \text{mit } i = s, d \quad \text{und } j = x, y, z. \quad (8.19)$$

Die Gesamtkorrekturfaktoren, mit der die in Tabelle 8.4 aufgeführten Polarisationen multipliziert werden müssen um sowohl die Variation der Polarisationskomponenten über die experimentellen Akzeptanzen als auch die dadurch verursachten Fehler bei der Fitprozedur zu ihrer Rückrechnung vom FPP in die Streuebene auszugleichen, ergeben sich daher zu:

$$\kappa_j^{i,\text{ges}} = \kappa_j^{i,\text{acc}} \cdot \kappa_j^{i,\text{fit}} = \frac{P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp},\Delta}}{P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp,fit}}}, \quad \text{mit } i = s, d \quad \text{und } j = x, y, z. \quad (8.20)$$

Die mit MAID2000 berechneten Werte für $P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp},\Delta}$, $\bar{P}_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp}}$ und $P_{j,\text{MAID}}^{i,\text{sp,fit}}$ und die daraus berechneten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 8.6 angegeben. Es zeigt sich, daß bei Mitnahme aller $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignisse die Meßwerte für $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ und $P_y^{\text{s,sp}}$ um etwa ein Viertel ihres Betrages nach oben korrigiert werden müssen, wofür in beiden Fällen im wesentlichen der Akzeptanzkorrekturfaktor $\kappa_j^{i,\text{acc}}$ verantwortlich ist, während $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ fast ausschließlich aufgrund der Fitprozedurfehler um ca. 5% (relativ) nach unten korrigiert werden muß. Beim „Konus-Test um \vec{q} “ sind die anzubringenden Korrekturen erwartungsgemäß kleiner und führen, gemessen an den großen statistischen Fehlern, nur bei $P_y^{\text{s,sp}}$ noch zu einer signifikanten Verschiebung des Meßwertes.

Erfreulicherweise stimmen nach der Akzeptanzkorrektur die mit dem „Konus-Test um \vec{q} “ gefundenen Ergebnisse mit denen bei Mitnahme aller Ereignisse innerhalb ihrer Fehler gut überein, die unkorrigiert besonders in $P_y^{\text{s,sp}}$ signifikant verschieden sind. Da der „Konus-Test um \vec{q} “ im wesentlichen die Untermenge der Ereignisse mit kleinen Θ_{pq} repräsentiert (vgl. Abb. 8.10), ist dies ein Beleg dafür, daß MAID2000 die relativen Gänge der Polarisationskomponenten mit Θ_{pq} richtig beschreibt.

Daß MAID2000 nicht perfekt ist, zeigt der absolute Vergleich der korrigierten Meßwerte für die Polarisationskomponenten mit den Vorhersagen von MAID2000 (vgl. untere und obere Zeile von Tab. 8.6). Während $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ sehr gut mit der MAID2000-Vorhersage übereinstimmt, liegt der für $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ vorhergesagte Wert schon außerhalb der Fehlergrenzen des Meßwertes und der Meßwert für $P_y^{\text{s,sp}}$ wird sehr deutlich ($\approx 8 \sigma_{\text{stat}}$ bei Mitnahme aller Ereignisse!) von der MAID2000-Vorhersage verfehlt.

MAID2000 bei $\Theta_{pq} = 0$, $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c) ² und $\epsilon = 0.718$			
	$P_x^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_z^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_y^{s,sp}$ (%)
$P_{j,MAID}^{i,sp,\Delta}$	-11.66	60.91	-54.10
„N- Δ “-Messungen: alle $p(\bar{e},e'\bar{p})\pi^0$ -Ereignisse			
	$P_x^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_z^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_y^{s,sp}$ (%)
$\bar{P}_{j,MAID}^{i,sp}$	-9.83	60.76	-44.41
$P_{j,MAID}^{i,sp,fit}$	-9.35	64.40	-43.70
$\kappa_j^{i,acc}$	1.186	1.002	1.218
$\kappa_j^{i,fit}$	1.051	0.943	1.016
$\kappa_j^{i,ges}$	1.247	0.946	1.238
$P_{j,mess}^{i,sp}$	$-9.1 \pm 1.1 \pm 0.9$	$59.5 \pm 1.6 \pm 2.5$	$-34.9 \pm 1.0 \pm 1.5$
$P_{j,korr}^{i,sp,\Delta}$	$-11.4 \pm 1.3 \pm 1.1$	$56.2 \pm 1.5 \pm 2.4$	$-43.1 \pm 1.3 \pm 1.9$
„N- Δ “-Messungen: „Konus-Test um \vec{q} “			
	$P_x^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_z^{d,sp}/P_e$ (%)	$P_y^{s,sp}$ (%)
$\bar{P}_{j,MAID}^{i,sp}$	-10.74	60.95	-50.72
$P_{j,MAID}^{i,sp,fit}$	-10.70	62.00	-50.25
$\kappa_j^{i,acc}$	1.086	0.999	1.067
$\kappa_j^{i,fit}$	1.004	0.983	1.009
$\kappa_j^{i,ges}$	1.090	0.982	1.077
$P_{j,mess}^{i,sp}$	$-7.9 \pm 2.4 \pm 0.9$	$56.0 \pm 3.7 \pm 2.4$	$-40.4 \pm 2.2 \pm 1.6$
$P_{j,korr}^{i,sp,\Delta}$	$-8.7 \pm 2.6 \pm 1.0$	$55.0 \pm 3.7 \pm 2.4$	$-43.5 \pm 2.4 \pm 1.7$

Tab. 8.6: Akzeptanzkorrektur der bei den „N- Δ “-Messungen gemessenen Proton-Polarisationskomponenten ($P_{j,mess}^{i,sp}$, vgl. Tab. 8.4) mit MAID2000 [Dre99]. Die Definitionen von $P_{j,MAID}^{i,sp,\Delta}$, $\bar{P}_{j,MAID}^{i,sp}$ und $P_{j,MAID}^{i,sp,fit}$ und der daraus berechneten Korrekturfaktoren $\kappa_j^{i,acc}$, $\kappa_j^{i,fit}$ und $\kappa_j^{i,ges}$ werden im Text gegeben. Die mit $P_{j,korr}^{i,sp,\Delta}$ gekennzeichneten Tabellenzeilen beinhalten die durch die Akzeptanzkorrektur zu $\Theta_{pq} = 0$, $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c)² und $\epsilon = 0.718$ hin interpolierten Meßwerte mit ihren statistischen und systematischen Fehlern.

Um explizit zu untersuchen, inwieweit sich die von MAID2000 vorhergesagten Abhängigkeiten der Polarisationskomponenten von W und Θ_{pq} in den gemessenen Daten wiederfinden, wurden die Akzeptanzen in diesen Koordinaten in jeweils 3 Unterbereiche unterteilt, in denen die Polarisationskomponenten getrennt bestimmt wurden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 8.12 dargestellt.

Dort ist zunächst erkennbar, daß $P_y^{d,sp}/P_e$, $P_x^{s,sp}$ und $P_z^{s,sp}$ nach der ereignisweisen Rechnung mit MAID2000 auch ohne „Konus-Test um \vec{q} “ mit Abweichungen von weniger als 1% gleich Null sind. Dies gilt nicht nur im Gesamtmittel, sondern auch als Funktion von W und Θ_{pq} , so daß auch in deren Unterbereichen in guter Näherung die Fitprozedur mit dieser Randbedingung angewendet werden darf.

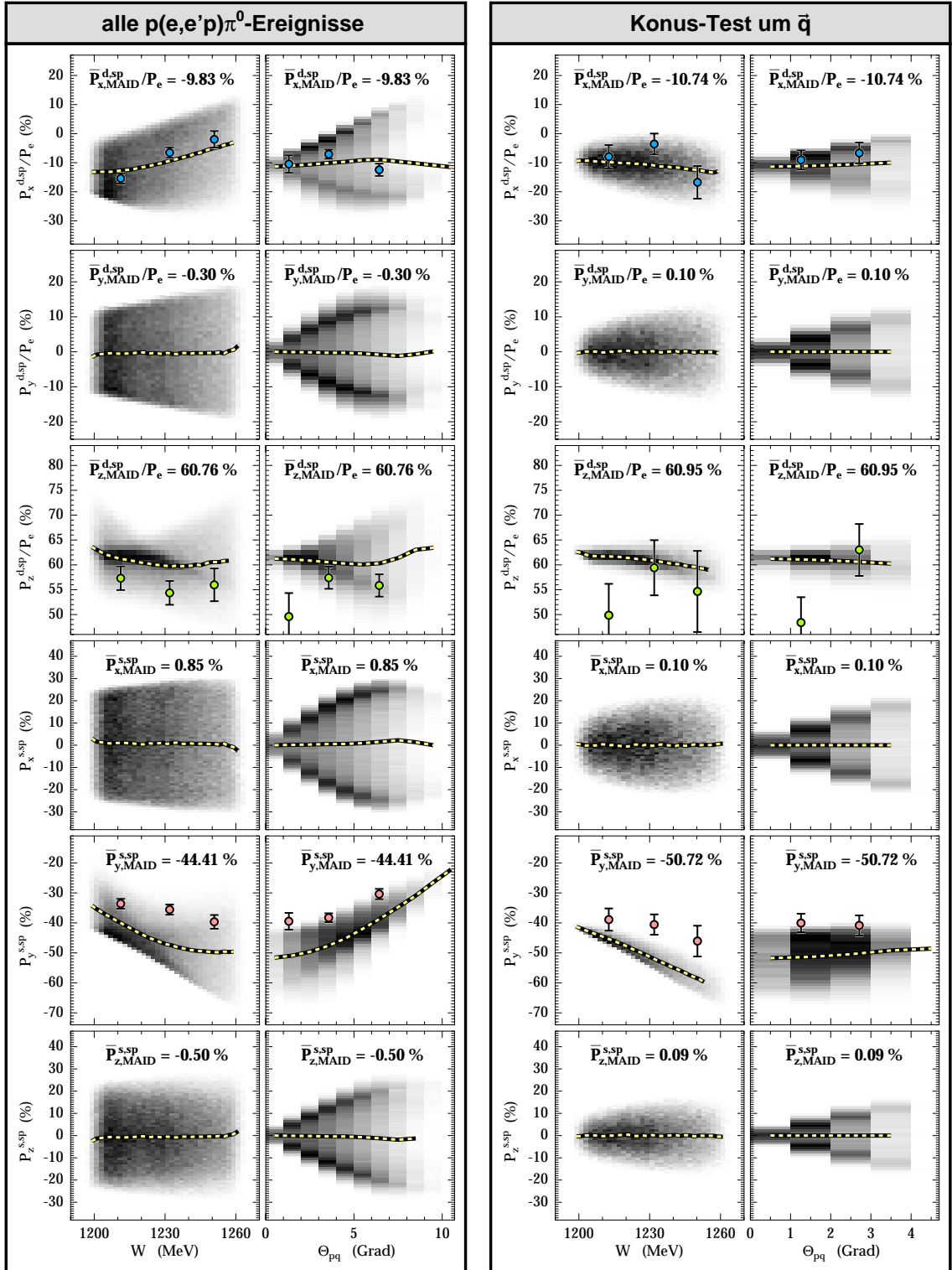


Abb. 8.12: Helizitätsabhängige (Index: d) und -unabhängige (Index: s) Komponenten der Proton-Polarisation in der Streuebene bei den „N- Δ “-Messungen in Abhängigkeit von W und Θ_{pq} . Die Graustufenplots im Hintergrund zeigen die Verteilungen der ereignisweise mit MAID2000 berechneten Werte, die Kurven verbinden die spaltenweise davon gebildeten Mittelwerte und der Gesamtmittelwert ist als Zahl angegeben. Die Datenpunkte repräsentieren die Meßergebnisse und ihre statistischen Fehler (nach der Fitprozedur mit den Randbedingungen $P_x^{s,sp}$, $P_y^{d,sp}$ und $P_z^{s,sp} = 0$ und einer für den jeweiligen Datenpunkt spezifischen Fitprozedurfehler-Korrektur).

Die Datenpunkte für die anderen 3 Komponenten stimmen trotz der bereits angesprochenen Abweichungen in den Absolutwerten in den für die Richtigkeit der Akzeptanzkorrektur wichtigen relativen Verläufen gut mit den MAID2000-Rechnungen überein. Dies ist besonders bei $P_y^{s,sp}$ erkennbar, dessen starker Anstieg über die Θ_{pq} -Akzeptanz (bzw. Abfall über die W -Akzeptanz) von den Datenpunkten bestätigt wird.

Auch die Korrelation zwischen W und der Φ -Akzeptanz wird richtig beschrieben, wie die in Abbildung 8.12 dargestellte W -Abhängigkeit von $P_x^{d,sp}/P_e$ zeigt: bei Mitnahme aller Ereignisse steigt $P_x^{d,sp}/P_e$ mit W über die Akzeptanz merklich an. Daß dies auf die Korrelation mit der Φ -Akzeptanz zurückzuführen ist, wird nach dem „Konus-Test um \vec{q} “ (im rechten Teil der Abbildung) deutlich, der diese Korrelation weitgehend unterdrückt. Nach dem „Konus-Test um \vec{q} “ fällt $P_x^{d,sp}/P_e$ mit W sogar leicht ab, was der mit MAID2000 erwarteten eigentlichen W -Abhängigkeit von $P_x^{d,sp}/P_e$ entspricht (vgl. Abb. 8.8).

An der Größe der Fehlerbalken in Abbildung 8.12 ist jedoch erkennbar, daß die statistische Genauigkeit der Meßdaten nur eine beschränkte Bestätigung der von MAID2000 berechneten Verläufe gibt, aber keine genauere differentielle Untersuchung zuläßt. Auf der anderen Seite kann argumentiert werden, daß die Φ -Abhängigkeit im Wirkungsquerschnitt (Gln. (8.7)), die Θ_{pq} -Abhängigkeit in den Strukturfunktionen (siehe z.B. [Dre92]) und die W -Abhängigkeit über die aus der πN -Streuung bekannten Streuphasen so weit vorgegeben sind, daß eine halbwegs vernünftige Wahl der πN -Multipole automatisch eine gute Beschreibung der *relativen* Polarisationsverläufe über diese Akzeptanzen ergeben muß.

Diese Argumentation wird dadurch gestützt, daß eine probeweise Veränderung der in MAID2000 variablen Resonanzkopplungsparameter (für M_{1+} um $\pm 5\%$ (relativ) und für E_{1+} , S_{1+} , M_{1-} und S_{1-} um jeweils $\pm 50\%$) zwar die absolute Größe der von MAID2000 berechneten Polarisationskomponenten zum Teil um bis zu $\pm 10\%$ (absolut) verändert, ihre relativen Verläufe über die Akzeptanzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren $\kappa_j^{i,acc}$, $\kappa_j^{i,fit}$ und $\kappa_j^{i,ges}$ jedoch nur wenig beeinflusst. Bei Mitnahme aller Ereignisse ändert sich dabei keine der korrigierten Komponenten um mehr als $\pm 1\%$ (absolut) und mit dem „Konus-Test um \vec{q} “ um mehr als $\pm 0.2\%$ (absolut).

Auch die systematischen Fehler bei der experimentellen Bestimmung der physikalischen Koordinaten selbst (W , Q^2 , ϵ , Θ_{pq} und Φ), nach denen die Akzeptanzkorrektur vorgenommen wird, pflanzen sich nicht zu nennenswert großen Fehlern fort. Fehler in den gemessenen Winkeln wirken sich dabei wegen der starken Variation der Polarisationskomponenten über die Θ_{pq} - Φ -Akzeptanz noch am stärksten aus. Jedoch zeigen die vor der $N-\Delta$ -I-Strahlzeit und während der $N-\Delta$ -II-Strahlzeit durchgeführten elastischen $p(e,e'p)$ -Messungen (vgl. Kapitel 7), daß die Protonen, die dabei in paralleler Kinematik auslaufen, auch mit einer mittleren Genauigkeit von $\leq \pm 1$ mrad in paralleler Kinematik nachgewiesen werden. Und bei $\Theta_{pq} = 1$ mrad variiert bei den „ $N-\Delta$ “-Messungen auch die empfindlichste der Komponenten, $P_x^{s,sp}$, mit Φ nicht um mehr als $\pm 0.3\%$ absolut (vgl. Tab. 8.3).

Somit ergibt sich für die mit dem „Konus-Test um \vec{q} “ erzielten Ergebnisse durch die Akzeptanzkorrektur keine nennenswerte Vergrößerung des systematischen Fehlers. Doch auch bei Mitnahme aller Ereignisse liegt der zusätzliche Fehler durch die Akzeptanzkorrektur, der im folgenden quadratisch zu den systematischen Fehlern hinzuaddiert wird, mit etwa

$$\sigma_{P_x^{\text{d,sp}}/P_e}^{\text{acc}} = 0.9\%, \quad \sigma_{P_z^{\text{d,sp}}/P_e}^{\text{acc}} = 1.0\% \quad \text{und} \quad \sigma_{P_y^{\text{s,sp}}}^{\text{acc}} = 1.2\% \quad (\text{absolut})$$

noch auf einem so niedrigen Niveau, daß ein Akzeptanztest wie der „Konus-Test um \vec{q} “ nicht effektiv ist, da dabei der Gewinn im systematischen Fehler kleiner ist als der Verlust an statistischer Genauigkeit.

Als Endergebnisse für die Proton-Rückstoß-Polarisationskomponenten bei den „N- Δ “-Messungen, interpoliert auf parallele Kinematik ($\Theta_{pq} = 0$), die Δ -Resonanzposition ($W = 1232$ MeV) und feste Werte für Q^2 (0.121 (GeV/c) 2) und ϵ (0.718), werden deshalb im folgenden die bei Mitnahme aller $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Ereignisse resultierenden Meßwerte verwendet:

$$\begin{aligned} P_x^{\text{d,sp}}/P_e &= (-11.4 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 1.4_{\text{syst}})\%, \\ P_z^{\text{d,sp}}/P_e &= (56.2 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 2.6_{\text{syst}})\%, \\ P_y^{\text{s,sp}} &= (-43.1 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{syst}})\%. \end{aligned}$$

Für $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ und $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ existieren keine vergleichbaren Meßwerte; sie wurden erstmalig bei diesem Experiment gemessen. Für $P_y^{\text{s,sp}}$ existiert dagegen bereits ein Meßwert von $(-39.7 \pm 5.5_{\text{stat}} \pm 0.9_{\text{syst}})\%$, der bei $W = 1231$ MeV, $Q^2 = 0.126$ GeV $^2/c^2$ und $\epsilon = 0.572$ bei einem Experiment am M.I.T.-Bates [War98] erzielt wurde. Umgerechnet auf $\epsilon = 0.718$ (der Faktor K_{LT} in Gln. (8.14) ändert sich) ergibt sich daraus mit $P_y^{\text{s,sp}} = (-45.3 \pm 6.3_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{syst}})\%$ ein Wert, der mit unserem Meßergebnis gut übereinstimmt, aber mit der MAID2000-Rechnung trotz des großen statistischen Fehlers ebenfalls nur schlecht verträglich ist.

8.10 Rückschlüsse auf C2/M1

Durch Einsetzen der am Ende des letzten Abschnittes angegebenen Meßergebnisse für $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ und $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ in die Näherung (8.17) ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\text{C2}}{\text{M1}} \right)_{\Delta_{33}} &= \frac{\Im\{S_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} \approx \frac{\Im\{S_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} \\ &\approx \frac{-v_{\text{TT}'}}{4\sqrt{2}v_{\text{LT}'}} \frac{P_x^{\text{d,sp}}}{P_z^{\text{d,sp}}} = (-6.5 \pm 0.8_{\text{stat}} \pm 0.9_{\text{syst}})\%. \end{aligned} \quad (8.21)$$

Wie in Abbildung 8.13 zu erkennen ist, ist dieser Wert für C2/M1 verträglich mit den meisten der existierenden Meßwerte (vgl. Abschnitt 8.3), jedoch nicht dem Ergebnis von [Kal97], das bei fast genau dem gleichen Q^2 -Wert erzielt wurde.

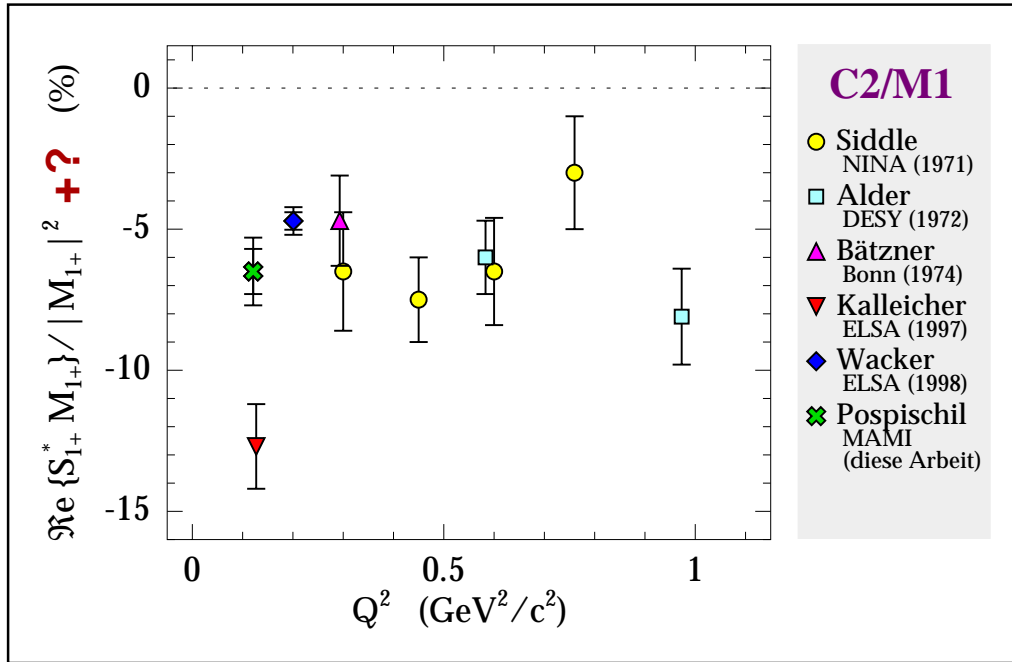


Abb. 8.13: Vergleich des in der Näherung (8.21) aus der gemessenen Polarisation der Rückstoßprotonen bei den „N- Δ “-Messungen berechneten C2/M1-Verhältnisses mit existierenden Meßergebnissen. Bei den älteren Messungen [Sid71, Ald72, Bae74, Kal97] sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet, die bei [Wac98] und dem Ergebnis dieser Arbeit durch die inneren Fehlerbalken gekennzeichnet sind, während hier die äußeren Fehlerbalken auch die quadratisch hinzuaddierten systematischen Fehler mit repräsentieren.

Allerdings sollte nicht vergessen werden, wie grob die Näherung (8.21) ist. Dabei wurde z.B. in $P_x^{\text{d,sp}} \Im\{S_{0+}\}$ gegen $\Im\{4S_{1+}\}$ (siehe Gln. (8.13)) vernachlässigt, obwohl den Berechnungen von MAID2000 zufolge $\Im\{S_{0+}\}$ vom Betrag her größer ist als $\Im\{S_{1+}\}$ und gegen $\Im\{4S_{1+}\}$ eine Abweichung von mehr als 30% erzeugt. Abbildung 8.7 zeigt, daß auch die meisten anderen Multipole nach MAID2000 nicht wirklich vernachlässigbar sind: z.B. erzeugen $\Im\{E_{0+}\}$ und $\Im\{E_{1+}\}$ verglichen mit dem „dominanten“ $\Im\{M_{1+}\}$ in $P_x^{\text{d,sp}}$ Beiträge in der Größenordnung von jeweils 10% und in $P_z^{\text{d,sp}}$ durch die größeren Vorfaktoren (vgl. Gln. (8.15)) sogar von bis zu 20%.

Bei den anderen bisherigen Messungen wurde $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ aus der über Winkelverteilungen gemessenen Strukturfunktion R_{LT} (vgl. Gln. (8.7)) extrahiert. Dort tragen dieselben „Untergrund-Multipole“ mit anderen Vorfaktoren und in anderen Kombinationen bei:

$$R_{\text{LT}} = \sin \Theta_{\pi q}^{\text{cm}} \Re\{ S_{0+}^* (M_{1+} - M_{1-} - 3E_{1+}) + E_{0+}^* (2S_{1+} - S_{1-}) + 6 \cos \Theta_{\pi q}^{\text{cm}} (S_{1+}^* (M_{1+} - M_{1-} - E_{1+}) - S_{1-}^* E_{1+}) \}. \quad (8.22)$$

Im Hinblick darauf, daß in den Datenanalysen von [Kal97] und [Wac98] die „Untergrund-Multipole“ ebenfalls einfach vernachlässigt wurden, ist daher das unter ihrer völligen Vernachlässigung aus der Rückstoßpolarisation berechnete C2/M1-Verhältnis nicht wirklich mit den dabei erzielten Ergebnissen vergleichbar.

Dieses Problem besteht jedoch auch schon bei dem Vergleich der von [Kal97] und [Wac98] aus R_{LT} extrahierten C2/M1-Verhältnisse untereinander. Geht man z.B. davon aus, daß S_{0+} zu R_{LT} einen deutlichen Beitrag liefert, so zeigt Gleichung (8.22), daß die dadurch erzeugte Abweichung relativ zu S_{1+} bei [Kal97], wo im $\Theta_{\pi q}^{\text{cm}}$ -Bereich zwischen 15° und 20° gemessen wurde, ein anderes Vorzeichen hat als bei [Wac98], wo im $\Theta_{\pi q}^{\text{cm}}$ -Bereich zwischen 120° und 180° gemessen wurde, da $\cos \Theta_{\pi q}^{\text{cm}}$ bei den beiden Messungen im Vorfaktor von S_{1+} für unterschiedliche Vorzeichen sorgt, während das Vorzeichen von S_{0+} unverändert bleibt. Um allerdings die Meßwerte von [Kal97] und [Wac98] allein über S_{0+} miteinander verträglich zu machen, müßte $\Im\{S_{0+}\}$ vom Betrag her noch einmal deutlich größer sein als von MAID2000 vorhergesagt und darüber hinaus noch ein anderes Vorzeichen haben.

Die einzigen wirklich untereinander vergleichbaren Meßwerte in Abbildung 8.13 sind die Resultate der Messungen von [Sid71], [Ald72] und [Bae74]. Dort wurden gleichzeitig mit $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$, wenn auch zum Teil mit großen statistischen Fehlern, die Verhältnisse von S_{0+} , E_{1+} , E_{0+} und M_{1-} zu M_{1+} aus den gemessenen Winkelverteilungen extrahiert. Doch selbst für diese Meßwerte kann das Fragezeichen in der y -Achsen-Beschriftung von Abbildung 8.13 nicht endgültig gestrichen werden, da bisher noch nicht experimentell untersucht wurde, ob nicht auch höhere Partialwellen ($l_{\pi N} \geq 2$), eventuell verstärkt über große Vorfaktoren, ebenfalls merkliche Abweichungen verursachen können.

Für $\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$ ergaben sich bei [Sid71], [Ald72] und [Bae74] zumeist positive, aber innerhalb ihrer großen statistischen Fehler (5–10%) nicht signifikant von Null verschiedene Werte. Da die Vermutung besteht, daß gerade S_{0+} einen großen Untergrundbeitrag in den neueren der in Abbildung 8.13 dargestellten Meßergebnisse verursachen könnte, wurde im Frühling 2000 an der 3-Spektrometer-Anlage ein Experiment durchgeführt [Els00, Sue00], das durch Messung von R_{LT} bei $\Theta_{\pi q}^{\text{cm}} = 20^\circ$ und 160° die Extraktion sowohl von $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$ als auch von $\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$ zum Ziel hat. Die dabei gewonnenen Daten werden zur Zeit analysiert.

Da somit zur Zeit noch keine modellunabhängige Extraktion des C2/M1-Verhältnisses aus der gemessenen Polarisation möglich ist, betrachten wir im folgenden, welche Aussagen sich im Rahmen des Mainzer „UI-Modells“ [Dre99] dafür treffen lassen. Dazu sind die gemessenen Polarisationskomponenten in Abbildung 8.14 verglichen mit den Vorhersagen von MAID2000 für verschieden starke Resonanzkopplungen von S_{1+} . Für $P_y^{\text{s,sp}}$ und $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ ist schnell einzusehen, daß sie nicht primär zur Bestimmung von $\Im\{S_{1+}\}$ geeignet sind, obwohl auch hier eine gewisse Empfindlichkeit vorhanden ist, die aber nur einen etwa 10%-Effekt auf die Meßgrößen ausmacht, deren dominante Beiträge ebenfalls nicht gut bekannt sind.

Das Diagramm für $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ in Abbildung 8.14 scheint dagegen auf den ersten Blick die bisher in diesem Abschnitt geäußerten Bedenken gegenüber der Näherung (8.21) zu entkräften, da der Meßwert für $P_x^{\text{d,sp}}/P_e$ auch im Rahmen von MAID2000 zu fast genau demselben C2/M1-Verhältnis wie in der Näherung führt, und die Tatsache, daß die mit MAID2000 unter der Bedingung $\Im\{S_{1+}^{3/2}\} = 0$ erzeugte Kurve für

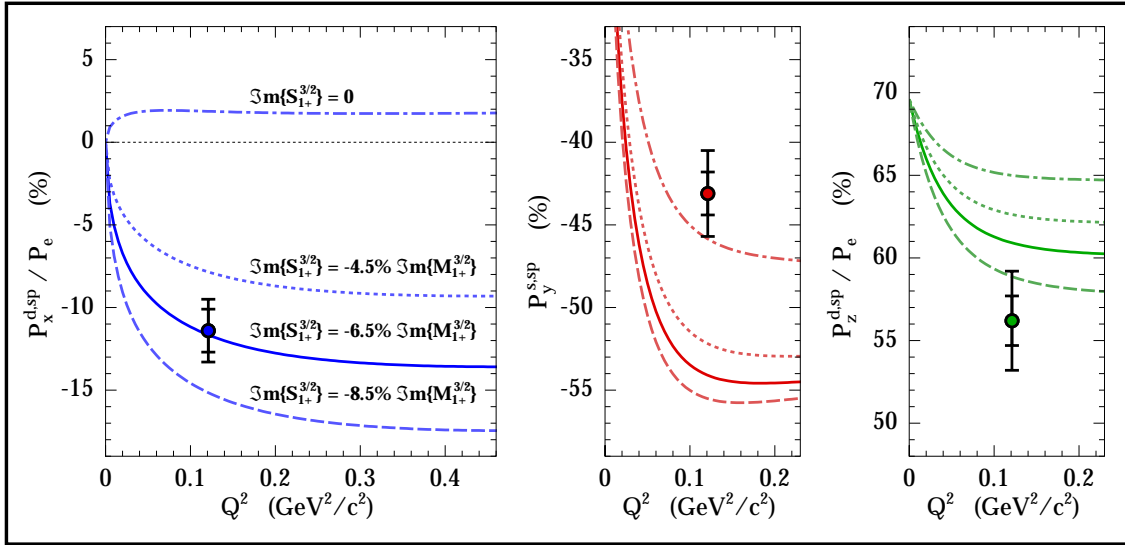


Abb. 8.14: Bei den „N- Δ “-Messungen gemessene Komponenten der Polarisation der Rückstoßprotonen (interpoliert zu $\Theta_{pq} = 0$, $W = 1232$ MeV, $Q^2 = 0.121$ (GeV/c)² und $\epsilon = 0.718$) mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und quadratisch aufaddierten Gesamtfehlern (äußere Fehlerbalken) im Vergleich mit den Vorhersagen von MAID2000 [Dre99] für verschieden starke Resonanzkopplungen von S_{1+} .

$P_x^{d,sp}/P_e$ nur wenig oberhalb der Nulllinie liegt den Eindruck erzeugt, als gäbe es außer $\Im\{S_{1+}^{3/2}\}$ tatsächlich keine nennenswerten Beiträge zu $P_x^{d,sp}$.

Doch hier darf man sich nicht täuschen lassen: Die Größen der einzelnen Multipole (vgl. Abb. 8.7) zeigen, daß die kleinen Werte von $P_x^{d,sp}/P_e$ bei $\Im\{S_{1+}^{3/2}\} = 0$ in MAID2000 offensichtlich nur dadurch zustande kommen, daß sich verschiedene größere Beiträge gegeneinander wegheben. Würde sich z.B. bei der (oben angesprochenen) neuen Messung herausstellen, daß S_{0+} den doppelten Betrag hat wie bisher in MAID2000 angenommen, so würde sich damit das mit MAID2000 aus unserem Meßwert für $P_x^{d,sp}/P_e$ extrahierte C2/M1-Verhältnis um mehr als 2% (absolut!) ändern. Mit den im letzten Abschnitt angenommenen Unsicherheiten von $\pm 5\%$ auf M_{1+} und $\pm 50\%$ auf die Beträge aller anderen neben S_{1+} und M_{1+} in Gleichung (8.13) auftretenden Multipole in MAID2000 ergibt sich ein (quadratisch aufaddierter) Modellfehler an dem mit MAID2000 aus dem Meßwert für $P_x^{d,sp}/P_e$ extrahierte C2/M1-Verhältnis von insgesamt ca. 1.4% (absolut), das dann lautet:

$$\left(\frac{C2}{M1}\right)_{\Delta_{33}} \Big|_{\text{MAID}}^{P_x^{d,sp}/P_e} = \frac{\Im\{S_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} = (-6.4 \pm 0.7_{stat} \pm 0.8_{syst} \pm 1.4_{mod})\% . \quad (8.23)$$

Da jedoch schwer abzuschätzen ist, wie gut die einzelnen Multipole von MAID2000 tatsächlich beschrieben werden, ist der an dieser Stelle angegebene „Modellfehler“ sehr willkürlich. Deshalb sollte als Ergebnis am Ende der „N- Δ “-Messungen nicht ein unter groben Näherungen oder speziellen (aber ungewissen) Modellannahmen extrahiertes C2/M1-Verhältnis stehen, sondern die wirklichen Observablen: Die gemessenen Komponenten der Polarisation der Rückstoßprotonen, aus denen

sich in Zukunft unter verbesserten Randbedingungen genauere Rückschlüsse über das C2/M1-Verhältnis ziehen lassen werden.

8.11 Bestimmung von R_L/R_T und Konsistenzregel

In [Sch00] wird gezeigt, daß die *reduzierten* Polarisationskomponenten

$$\chi_x = \frac{P_x^{\text{d,sp}}}{c_- P_e}, \quad \chi_y = \frac{P_y^{\text{s,sp}}}{c_+} \quad \text{und} \quad \chi_z = \frac{P_z^{\text{d,sp}}}{c_0 P_e}, \quad (8.24)$$

mit $c_{\pm} = \sqrt{2\epsilon_L(1 \pm \epsilon)}$ und $c_0 = \sqrt{1 - \epsilon^2}$ (vgl. Gln. (8.9)), in der Reaktion $p(\vec{e}, e' \vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik mit dem Verhältnis zwischen R_L und R_T , der longitudinalen und der transversalen Strukturfunktion im Wirkungsquerschnitt (8.7) folgendermaßen zusammenhängen:

$$\frac{R_L}{R_T} = \frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{\chi_z^2}. \quad (8.25)$$

Durch Einsetzen der (am Ende von Abschnitt 8.9.2 angegebenen) Resultate für die gemessenen Komponenten der Polarisation der Rückstoßprotonen bei den „N- Δ “-Messungen in diese Beziehung ergibt sich (mit $\epsilon = 0.718$ und $\epsilon_L = 1.97$)

$$\frac{R_L}{R_T} = (6.0 \pm 0.6_{\text{stat}} \pm 0.8_{\text{syst}}) \%. \quad (8.26)$$

Derart kleine statistische und systematische Fehler lassen sich mit der klassischen Rosenbluth-Methode zur L/T-Separation [Ros50] in diesem kinematischen Bereich nur schwerlich erreichen.

Verwendet man jedoch die ebenfalls in [Sch00] angegebene Beziehung zur Berechnung von R_L/R_T allein aus χ_x und χ_y ,

$$\frac{R_L}{R_T} = \frac{1}{\alpha_L + \sqrt{\alpha_L^2 - \epsilon_L^2}}, \quad \text{mit} \quad \alpha_L = \frac{1}{2(\chi_x^2 + \chi_y^2)} - \epsilon_L, \quad (8.27)$$

so ergibt sich daraus bei Einsetzen der gemessenen Polarisationskomponenten ein anderes Resultat:

$$\frac{R_L}{R_T} = (4.7 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{syst}}) \%, \quad (8.28)$$

das auf den ersten Blick mit dem Ergebnis (8.26) gut verträglich zu sein scheint, dies aber unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Gleichungen (8.25) und (8.27) nicht unabhängig voneinander sind, nicht wirklich ist.

Offensichtlich wird die Problematik bei Anwendung der weiteren in [Sch00] angegebenen Methode, der Berechnung von R_L/R_T allein aus χ_z :

$$\frac{R_L}{R_T} = \frac{1}{\epsilon_L} \left(\frac{1}{\chi_z} - 1 \right), \quad (8.29)$$

woraus sich bei Einsetzen des Meßwertes für $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$

$$\frac{R_L}{R_T} = (12.1 \pm 1.7_{\text{stat}} \pm 2.9_{\text{sys}}) \% , \quad (8.30)$$

ergibt, was stark von den Ergebnissen (8.26) und (8.28) abweicht.

Das Gleichsetzen der Gleichungen (8.25) und (8.29) ergibt eine „Konsistenzregel“:

$$\chi_x^2 + \chi_y^2 = \frac{\chi_z - \chi_z^2}{\epsilon_L} , \quad (8.31)$$

die von den Resultaten der „N- Δ “-Messungen nur schlecht erfüllt wird:

$$0.039 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.004_{\text{sys}} = 0.079 \pm 0.007_{\text{stat}} \pm 0.012_{\text{sys}} . \quad (8.32)$$

Angesichts der durch die ungünstige Fehlerfortpflanzung (besonders auf der rechten Seite) relativ großen Fehler besteht zwar für diesen Befund eine gewisse Wahrscheinlichkeit. Es ist jedoch auch nicht auszuschließen, daß hier der Hinweis auf einen bisher unerkannten Fehler bei der Auswertung der „N- Δ “-Messungen oder den zugrundeliegenden theoretischen Überlegungen gegeben wird.

Der Absolutwert der Polarisationskomponente $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ muß nach Gleichung (8.29) in paralleler Kinematik die Relation

$$\frac{P_z^{\text{d,sp}}}{P_e} = \frac{\sqrt{1 - \epsilon^2}}{1 + \epsilon_L \frac{R_L}{R_T}} \quad (8.33)$$

erfüllen. Mit R_L/R_T nach Gleichung (8.27) hätte somit $P_z^{\text{d,sp}}/P_e = 63.7\%$ gemessen werden müssen, um die Konsistenzregel (8.31) zu erfüllen, was mit einer Entfernung von jeweils ca. zwei Standardabweichungen im statistischen *und* systematischen Fehler von dem gefundenen Meßwert relativ unwahrscheinlich aber nicht unmöglich ist.

Interessant ist es, den Gedanken zu verfolgen, daß „Gleichung“ (8.32) augenscheinlich ein Faktor 2 fehlt. Z.B. würde ohne die „2“ in den Faktoren c_{\pm} (vgl. Gln. (8.24)) von den gemessenen Polarisationskomponenten die Konsistenzregel (8.31) erfüllt und von den Gleichungen (8.25) und (8.27) R_L/R_T einheitlich zu 12.0% bestimmt, was, eingesetzt in Gleichung (8.33), mit 56.3% den Meßwert für $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ gut träfe. Der [Sch00] zugrunde liegende Formalismus sollte im Hinblick darauf noch einmal überprüft werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Spektrometer A der 3-Spektrometer-Anlage am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI ein Fokalebene-Proton-Polarimeter (FPP) aufgebaut und mit elastischen Elektron-Proton-Streuexperimenten in Betrieb genommen. Mit dem FPP wurde dann in einem $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Experiment die Polarisation der Rückstoßprotonen zur Untersuchung der Coulomb-Quadrupol-Übergangsamplitude bei der Anregung des Nukleons zur $\Delta(1232)$ -Resonanz gemessen.

Der apparative Teil der Arbeit bestand in dem Entwurf geeigneter Horizontaler Driftkammern (HDCs) und ihrem Aufbau hinter den zur Standardinstrumentierung von Spektrometer A gehörenden Vertikalen Driftkammern (VDCs). Über die azimutale Asymmetrie bei der Streuung von Protonen in einem zwischen VDCs und HDCs installierten Kohlenstoffanalysator werden mit dieser Anordnung die transversalen Polarisationskomponenten der Protonen gemessen. Die HDCs haben eine sensitive Fläche von $2178 \times 749.5 \text{ mm}^2$, eine Ortsauflösung von $300 \mu\text{m}$, eine Winkelauflösung von 2 mrad und eine Spureffizienz für Protonen von ca. 75%.

Zur Berechnung der Proton-Spin-Präzession im Magnetsystem von Spektrometer A wurde das C++-Programm QSPIN erstellt und damit eine Spin-Transfer-Matrix (STM) erzeugt, mit der über eine Fitprozedur die Polarisationskomponenten in der Streuebene an die im FPP gemessenen angepaßt werden können. Die berechnete STM wurde mit elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Experimenten bestätigt. Außerdem erlaubten diese Experimente die Untersuchung falscher Asymmetrien im FPP, die Erweiterung der inklusiven Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke auf einen größeren Streuwinkelbereich und die Messung des Verhältnisses zwischen G_E^p und G_M^p , den Sachs-Formfaktoren des Protons, bei $Q^2 = 0.37, 0.40$ und $0.44 \text{ GeV}^2/c^2$.

Die Komponenten der Proton-Polarisation in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ wurden in paralleler Kinematik bei $W = 1232 \text{ MeV}$, $Q^2 = 0.121 \text{ (GeV/c)}^2$ und $\epsilon = 0.718$ gemessen zu: $P_x^{\text{d,sp}}/P_e = (-11.4 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 1.4_{\text{syst}})\%$, $P_z^{\text{d,sp}}/P_e = (56.2 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 2.6_{\text{syst}})\%$ und $P_y^{\text{s,sp}} = (-43.1 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{syst}})\%$. $P_z^{\text{d,sp}}/P_e$ und besonders $P_y^{\text{s,sp}}$ weichen von den Vorhersagen des Mainzer „UI-Modells“ [Dre99] deutlich ab. Dagegen existiert für $P_y^{\text{s,sp}}$ ein vergleichbarer Meßwert [War98], mit dem dieses Ergebnis gut verträglich ist. Eine Auswertung der Messung im Rahmen des „UI-Modells“ ergibt ein C2/M1-Verhältnis von $(-6.4 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 0.8_{\text{syst}} \pm 1.4_{\text{mod}})\%$. Ein ähnliches Ergebnis von -6.5% ergibt sich mit den üblichen, im Rahmen des „UI-Modells“ jedoch ungerechtfertigten Näherungen $M_{1+} \gg E_{1+}$, E_{0+} , M_{1-} und $4S_{1+} \gg S_{1-}$, S_{0+} . Die Berechnung von R_L/R_T aus den gemessenen Polarisationskomponenten nach [Sch00] ergibt, je nach verwendeter Meßinformation, mit 4.7%, 6.0% und 12.1% untereinander inkonsistente Ergebnisse.

Kapitel 10

Ausblick

Apparative Verbesserungen am FPP

Eine mögliche Verbesserung des FPPs wäre die Erweiterung des HDC-Paketes um eine dritte Doppeldriftkammer, was zumindest konstruktiv keinen Zusatzaufwand erfordern würde, da eine Kopie einer der bestehenden Doppelkammern und des Distanzrahmens einfach oben auf das existierende HDC-Paket aufgesetzt werden könnte. Damit ließe sich die Spureffizienz des HDC-Paketes von 75% auf nahezu 100% steigern. Außerdem würde die dann vorhandene Redundanz bei der Spurbestimmung die Fehlerdiagnose erleichtern und die winkelabhängigen falschen Asymmetrien weitgehend beseitigen. Auch die Erweiterung des VDC-Paketes um eine dritte Doppeldriftkammer würde die Effizienz bezüglich des verwertbaren Teilchenachweises steigern, wovon nicht nur das FPP profitieren würde. Bei den VDCs wird zwar durch das Ansprechen mehrerer Signaldrähte in jeder Drahtebene die Spur mit einer gewissen Redundanz bestimmt; die meisten Fehler dort werden jedoch durch das Ansprechen *zu vieler* Signaldrähte in einer Drahtebene verursacht.

Mit einem schnellen Trigger zur Unterdrückung der Auslese von Kleinwinkelstreueignissen im FPP, wie er bei anderen Proton-Polarimetern (z.B. [Hae87, Ra82]) eingesetzt wird, könnten z.B. die in Kapitel 7 beschriebenen elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messungen in viel kürzerer Zeit oder mit größerer statistischer Genauigkeit durchgeführt werden. Da die Spannrichtungen der VDC- und HDC-Drähte nicht miteinander übereinstimmen, ist jedoch der übliche Vergleich einfacher „Hitpattern“ mit logischen Schaltungen beim Mainzer FPP nicht anwendbar, so daß ein aufwendiges System mit schnellen Mikroprozessoren aufgebaut werden müßte. Bei einem Großteil der physikalischen Streuexperimente brächte ein solches System jedoch keinen Vorteil, da diese, wie die in Kapitel 8 beschriebenen „N- Δ “-Messungen, zumeist nicht durch die Geschwindigkeit der Datenerfassung begrenzt werden.

„N- Δ “-Messungen

Der Fehler bei der Extraktion des C2/M1-Verhältnisses aus den gemessenen Komponenten der Proton-Rückstoßpolarisation bei den „N- Δ “-Messungen wird dominiert von der Unkenntnis über die Größe der „Untergrundmultipole“ S_{0+} , S_{1-} , M_{1-} , E_{0+} und E_{1+} relativ zu S_{1+} und M_{1+} (vgl. Abschnitt 8.10). Dieses Problem besteht auch bei den anderen in jüngerer Vergangenheit durchgeführten Experimenten [Kal97, Wac98], bei denen C2/M1 aus der Messung der Strukturfunktion R_{LT} bestimmt wurde. Um eine genaue modellunabhängige Bestimmung von C2/M1 zu ermöglichen, ist es daher unerlässlich, wie bei den Anfang der 70er Jahre durchgeführten Streuexperimenten [Sid71, Ald72] entsprechend viele Observable zu messen, aus denen gleichzeitig S_{1+} und die „Untergrundmultipole“ bestimmt werden können.

Dieses Ziel ist in dem MAMI-Proposal [Blo93] formuliert, wo verschiedene Messungen mit Nachweis der Proton-Polarisation abseits der parallelen Kinematik (auch außerhalb der Streuebene) vorgeschlagen sind, die die Separation von 14 der 18 im Wirkungsquerschnitt (8.7) auftretenden Strukturfunktionen und damit die Trennung der Multipole ermöglichen sollen. In der Streuebene rechts und links von der parallelen Kinematik (bei $\Theta_{pq}^{\text{lab}} = 4.6^\circ$) wurden bereits kurze Pilotmessungen vorgenommen, die jedoch bisher noch nicht näher analysiert wurden. Die in dieser Arbeit analysierten Messungen zeigen, daß auch in paralleler Kinematik innerhalb der großen experimentellen Akzeptanzen schon starke Variationen der gemessenen Polarisationskomponenten vorhanden sind (vgl. Tab. 8.3), aus denen sich – nach Verbesserung der statistischen Genauigkeit der Daten – ebenfalls weitere Informationen gewinnen ließen.

Die Durchführung vergleichbarer Messungen in anderen kinematischen Bereichen von W oder Q^2 wird durch die Randbedingungen der 3-Spektrometer-Anlage und die maximale MAMI-Strahlenergie von 882 MeV stark eingeschränkt. Z.B. scheitert die Vermessung der Δ -Resonanz bei größeren Q^2 am maximalen Referenzimpuls von Spektrometer A ($p_{ref}^{A,\text{max}} \approx 630$ MeV/c), da dabei die Protonen mit höheren Impulsen auslaufen. Bei kleineren Q^2 wäre die Vermessung der Δ -Resonanz zwar möglich, bei dem dann ebenfalls kleineren Protonimpuls ist jedoch die Gesamteffizienz des FPPs, bedingt durch die kleinere Analysierstärke und die in einem dünneren Kohlenstoffanalysator verringerte Anzahl der zur Polarisationsanalyse verwendbaren Großwinkelstreuereignisse, deutlich geringer, so daß dafür wesentlich längere Meßzeiten einkalkuliert werden müßten. Für Messungen bei größeren W , z.B. im Bereich der Roper-Resonanz ($W = 1440$ MeV), sind nicht nur die zu großen Protonimpulse ein Problem, das eventuell noch durch ihre Abbremsung in einem Blei-Moderator vor dem Spektrometer gelöst werden könnte (vgl. [Gro00]), sondern auch der minimal mögliche Zentralwinkel von Spektrometer A zum auslaufenden Elektronenstrahl ($\Phi_A^{\text{min}} \approx 18^\circ$).

Neue Möglichkeiten ergeben sich nach der Fertigstellung von MAMI C. Mit einer Strahlenergie von 1.5 GeV ließe sich z.B. die Proton-Rückstoßpolarisation im Bereich der Δ -Resonanz bei $Q^2 = 0.95$ GeV²/c² in antiparalleler Kinematik mit dem FPP in Spektrometer A sehr gut vermessen.

Anhang A

Koordinatensysteme und kinematische Variable

Die in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensysteme in und hinter der Fokalebene von Spektrometer A werden im Zusammenhang mit der Polarisationsanalyse in Abschnitt 5.1 erläutert. Das Spektrometer-Target-Koordinatensystem und die Berechnung der Koordinaten dort aus den Fokalebenen-Koordinaten wird in Kapitel 6 bei der Behandlung der Spin-Präzession erklärt. Dieser Anhang behandelt den noch verbleibenden Schritt von den durch die Spektrometer gemessenen Größen zu den bei (e,e'p)-Experimenten physikalisch relevanten Koordinaten, die sich auf die Streu- bzw. Reaktionsebene (vgl. Kapitel 7 und 8) beziehen.

Als Basis dient das Koordinatensystem der A1-Spektrometerhalle („Hallensystem“), wie es von der A1-Kollaboration bei einem OAG¹-Meeting im Sept. 1992 definiert wurde: Der Ursprung liegt in der Mitte der Streukammer an der Stelle des Soll-Streupunktes. Die z-Achse zeigt in Richtung des auslaufenden Elektronenstrahls und die y-Achse senkrecht nach oben, so daß die x-Achse zur Definition eines rechtshändigen Koordinatensystems in der Hallenebene nach links zeigt.

Bezeichnet Φ_B den Winkel in der x-z-Ebene zwischen auslaufendem Elektronenstrahl und Spektrometer B und Θ_B den Winkel, um den das Spektrometer aus der Hallenebene nach oben herausgekippt ist (vgl. Abb. A.1.a), so werden die Achsen des Spektrometer-B-Target-Koordinatensystems im Hallensystem durch folgende Vektoren beschrieben:

$$\hat{x}_B^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} \sin \Theta_B \sin \Phi_B \\ -\cos \Theta_B \\ \sin \Theta_B \cos \Phi_B \end{pmatrix}, \quad \hat{y}_B^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} \cos \Phi_B \\ 0 \\ -\sin \Phi_B \end{pmatrix}, \quad \hat{z}_B^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_B \sin \Phi_B \\ \sin \Theta_B \\ \cos \Theta_B \cos \Phi_B \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Spektrometer A kann im Gegensatz zu Spektrometer B nicht aus der Hallenebene gehoben werden, daher vereinfacht sich (A.1) für Spektrometer A zu

$$\hat{x}_A^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{y}_A^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} \cos \Phi_A \\ 0 \\ -\sin \Phi_A \end{pmatrix}, \quad \hat{z}_A^{\text{tg}} = \begin{pmatrix} \sin \Phi_A \\ 0 \\ \cos \Phi_A \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Das gleiche gilt für Spektrometer C, das aber hier nicht näher behandelt werden soll, da es bei keinem der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente verwendet wurde.

¹OAG: **O**ffline **A**nalysis **G**roup

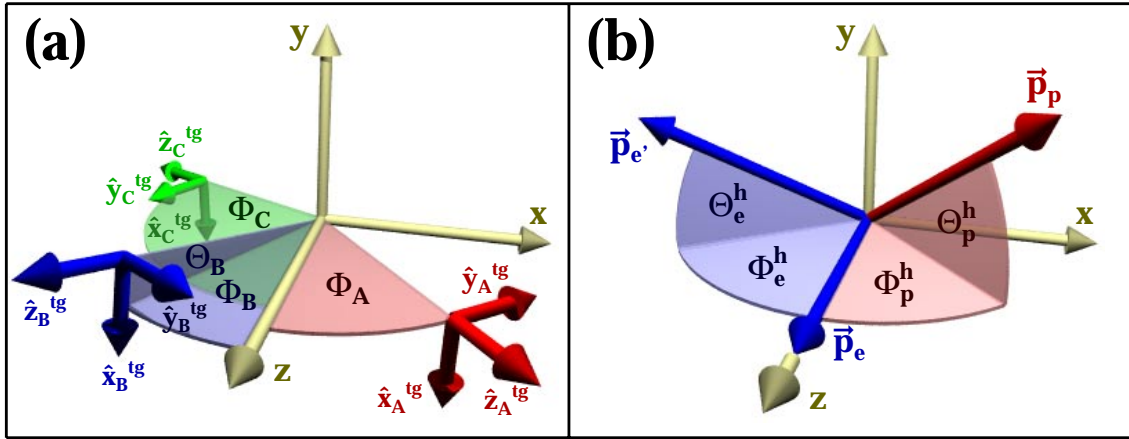


Abb. A.1: (a) Orientierung der Target-Koordinatensysteme von Spektrometer A, B und C im A1-Hallenkoordinatensystem. Die Lage der Ursprünge aller gezeigten Systeme stimmen überein; sie wurden nur aus darstellerischen Gründen getrennt. Im gezeigten Fall ist $\Phi_A > 0$, $\Phi_B < 0$, $\Phi_C < 0$ und $\Theta_B > 0$. (b) Teilchenimpulse bei (e,e'p)-Experimenten im A1-Hallenkoordinatensystem. Im gezeigten Fall ist $\Theta_e^h > 0$, $\Phi_e^h < 0$, $\Theta_p^h > 0$ und $\Phi_p^h > 0$.

Wir betrachten im folgenden Experimente vom Typ (e,e'p), bei denen das auslaufende Proton in Spektrometer A und das auslaufende Elektron in Spektrometer B nachgewiesen werden, da alle in den Kapiteln 7 und 8 beschriebenen Messungen in dieser Konfiguration durchgeführt wurden. Die Winkel der auslaufenden Teilchen (Abb. A.1.b) berechnen sich im Hallensystem in einfacher Weise aus den zentralen Winkeln, unter denen die Spektrometer aufgestellt sind (Abb. A.1.a) und den kartesischen Winkeln, die mit den Spektrometern relativ dazu in deren Target-Koordinatensystemen gemessen werden (vgl. Abschnitt 6.2): $\Phi_p^h = \Phi_A + \Phi_A^{tg}$ und $\Theta_p^h = -\Theta_A^{tg}$ für das Proton, und $\Phi_e^h = \Phi_B + \Phi_B^{tg}$ und $\Theta_e^h = \Theta_B - \Theta_B^{tg}$ für das Elektron. Zusammen mit den ebenfalls von den Spektrometern gemessenen Impulsen p_p und $p_{e'}$ der auslaufenden Teilchen ergibt sich für die Impuls-Vektoren von ein- und auslaufendem Elektron bzw. auslaufendem Proton im Hallensystem:

$$\vec{p}_e = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_e \end{pmatrix}, \quad \vec{p}_{e'} = \begin{pmatrix} p_{e'} \cos \Theta_e^h \sin \Phi_e^h \\ p_{e'} \sin \Theta_e^h \\ p_{e'} \cos \Theta_e^h \cos \Phi_e^h \end{pmatrix}, \quad \vec{p}_p = \begin{pmatrix} p_p \cos \Theta_p^h \sin \Phi_p^h \\ p_p \sin \Theta_p^h \\ p_p \cos \Theta_p^h \cos \Phi_p^h \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist der Impuls des einlaufenden hochrelativistischen Elektrons p_e in guter Näherung gleich der Elektronenstrahlenergie E_e . *Elektronstreuwinkel* Θ_e und *Protonstreuwinkel* Θ_p ergeben sich zu

$$\Theta_e = \arccos(\cos \Theta_e^h \cos \Phi_e^h) \quad \text{und} \quad \Theta_p = \arccos(\cos \Theta_p^h \cos \Phi_p^h). \quad (\text{A.4})$$

Die Differenz zwischen den Impulsen von ein- und auslaufendem Elektron wird als *Impulsübertrag* \vec{q} bezeichnet:

$$\vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}_{e'}, \quad (\text{A.5})$$

analog bezeichnet

$$\omega = E_e - E_{e'} \quad (\text{A.6})$$

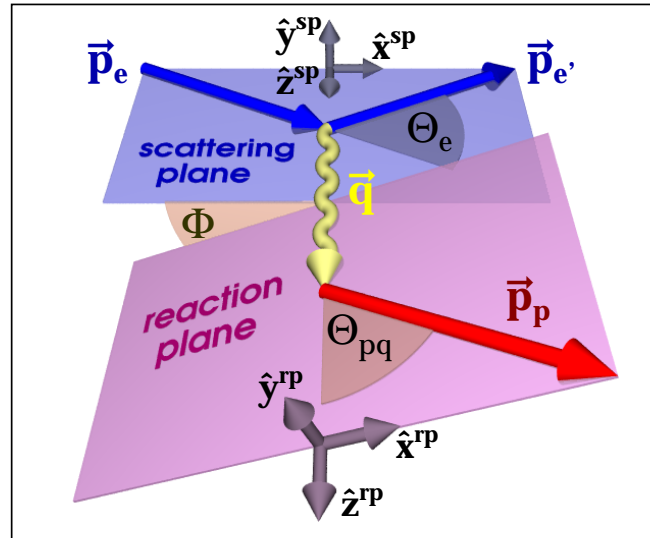


Abb. A.2: Kinematik bei Streuexperimenten vom Typ (e,e'p). Der Winkel Φ zwischen Streu- und Reaktionsebene ist im gezeigten Fall positiv.

den *Energieübertrag*. Der Winkel zwischen Impulsübertrag und z-Achse des Hallensystems ist gegeben durch

$$\Theta_q = \arcsin(|\vec{p}_{e'}| \sin \Theta_e / |\vec{q}|) . \quad (\text{A.7})$$

Die Vektoren \vec{p}_e und $\vec{p}_{e'}$ spannen die sog. *Streuebene* („scattering plane“) auf (siehe Abb. A.2), in der das *Streuebene-Koordinatensystem* definiert wird durch

$$\hat{z}^{\text{SP}} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} , \quad \hat{y}^{\text{SP}} = \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_{e'}}{|\vec{p}_e \times \vec{p}_{e'}|} , \quad \hat{x}^{\text{SP}} = \hat{y}^{\text{SP}} \times \hat{z}^{\text{SP}} , \quad (\text{A.8})$$

d.h. seine z-Achse zeigt in \vec{q} -Richtung und seine y-Achse steht senkrecht auf der Streuebene. Da bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten das Elektron immer mit Spektrometer B „rechts“ vom Elektronenstrahl nachgewiesen wurde, steht das Streuebene-Koordinatensystem im Hallensystem sozusagen auf dem Kopf, denn seine y-Achse zeigt, wenn auch i.a. nicht exakt, nach unten.

Die Vektoren \vec{p}_p und \vec{q} spannen die sog. *Reaktionsebene* („reaction plane“) auf, in der das *Reaktionsebene-Koordinatensystem* definiert wird durch

$$\hat{z}^{\text{RP}} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} , \quad \hat{y}^{\text{RP}} = \frac{\vec{q} \times \vec{p}_p}{|\vec{q} \times \vec{p}_p|} , \quad \hat{x}^{\text{RP}} = \hat{y}^{\text{RP}} \times \hat{z}^{\text{RP}} . \quad (\text{A.9})$$

\hat{z}^{RP} liegt parallel zu \vec{q} und damit auch parallel zu \hat{z}^{SP} , während die die x- und y-Achsen des Reaktionsebenen-Koordinatensystems gegenüber denen des Streuebene-Koordinatensystems um den Winkel Φ (um \vec{q}) gedreht sind, den man erhält aus:

$$\Phi = \frac{\hat{x}^{\text{RP}} \cdot \hat{y}^{\text{SP}}}{|\hat{x}^{\text{RP}} \cdot \hat{y}^{\text{SP}}|} \arccos(\hat{x}^{\text{RP}} \cdot \hat{x}^{\text{SP}}) . \quad (\text{A.10})$$

Der Winkel zwischen auslaufendem Proton und Impulsübertrag, Θ_{pq} , berechnet sich zu

$$\Theta_{pq} = \arccos \left(\frac{\vec{p}_p \cdot \vec{q}}{|\vec{p}_p \cdot \vec{q}|} \right) . \quad (\text{A.11})$$

Θ_{pq} ist immer positiv und liegt zwischen 0 und 180 Grad. Im Fall der elastischen Elektron-Proton-Streuung, wie sie in Kap. 7 besprochen wird, ist der Impuls des auslaufenden Protons \vec{p} gleich dem Impulsübertrag \vec{q} und damit Θ_{pq} gleich Null.

Gibt es bei (e,e'p)-Experimenten außer dem Proton noch weitere auslaufende Teilchen, die nicht nachgewiesen werden, wie z.B. das π^0 bei dem in Kap. 8 beschriebenen N- Δ -Experiment, so unterscheiden sich \vec{p} und \vec{q} in der Regel. Der Differenzvektor wird *missing momentum*

$$\vec{p}_{miss} = \vec{q} - \vec{p} \quad (\text{A.12})$$

genannt. Analog bezeichnet die *missing energy* die Differenz zwischen dem Energieübertrag und der kinetischen Energie des auslaufenden Protons:

$$E_{miss} = \omega - T_p . \quad (\text{A.13})$$

Aus diesen beiden Größen läßt sich die *missing mass*, die Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens, bestimmen:

$$M_{miss} = \sqrt{E_{miss}^2 - \vec{p}_{miss}^2} . \quad (\text{A.14})$$

Zeigen \vec{q} und \vec{p} in dieselbe Richtung, so spricht man von *paralleler Kinematik*.

Eine Lorentz-invariante Kenngröße des Streuprozesses ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags $q = (\omega, \vec{q})$. Da q^2 bei Streuprozessen negativ ist, benutzt man in der Regel

$$Q^2 = -q^2 = \vec{q}^2 - \omega^2 \quad (\text{A.15})$$

an seiner Stelle, um mit einer positiven Größe zu arbeiten. Die Lorentz-invariante Gesamtmasse W der Reaktion berechnet sich als Quadrat der Summe von Viererimpulsübertrag q und Anfangsviererimpuls des Protons. Ruht das Proton vor der Streuung im Laborsystem, so ist

$$W = \sqrt{m_p^2 + 2m_p\omega - Q^2} . \quad (\text{A.16})$$

Dabei bezeichnet $m_p = 938.27$ MeV die Ruhemasse des Protons. Das Quadrat von W ist die Mandelstammvariable s .

Anhang B

Berechnungen im FPP

B.1 Die VTH-Transformation

Die Transformation einer im VDC-Koordinatensystem gemessenen Spur

$$\vec{r}_{\text{VDC}} = \vec{x}_{\text{VDC}} + \lambda \vec{v}_{\text{VDC}} = \begin{pmatrix} x_{\text{VDC}} \\ y_{\text{VDC}} \\ 0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{VDC}} \\ \tan \Phi_{\text{VDC}} \\ 1 \end{pmatrix}, \lambda \in \mathbb{R}, \quad (\text{B.1})$$

in das HDC-Koordinatensystem (siehe Abbildung 5.1) besteht aus einer Ursprungsverschiebung um den Vektor $\vec{x}_t = (x_t, y_t, z_t)$ und 3 Drehungen:

$$\vec{r}_{\text{VTH}} = M_z(\Psi_t) \cdot M_x(\Phi_t) \cdot M_y(\Theta_t) \cdot (\vec{r}_{\text{VDC}} - \vec{x}_t), \quad (\text{B.2})$$

wobei die $M_i(\alpha)$ Eulersche Drehmatrizen mit Drehwinkel α um die Drehachse i sind:

$$M_z(\Psi_t) = \begin{pmatrix} \cos \Psi_t & \sin \Psi_t & 0 \\ -\sin \Psi_t & \cos \Psi_t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, M_x(\Phi_t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi_t & \sin \Phi_t \\ 0 & -\sin \Phi_t & \cos \Phi_t \end{pmatrix},$$
$$\text{und } M_y(\Theta_t) = \begin{pmatrix} \cos \Theta_t & 0 & -\sin \Theta_t \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Theta_t & 0 & \cos \Theta_t \end{pmatrix}.$$

Zur Parametrisierung der Spur im HDC-Koordinatensystem in der Form

$$\vec{r}_{\text{VTH}} = \vec{x}_{\text{VTH}} + t \vec{v}_{\text{VTH}} = \begin{pmatrix} x_{\text{VTH}} \\ y_{\text{VTH}} \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{VTH}} \\ \tan \Phi_{\text{VTH}} \\ 1 \end{pmatrix}, t \in \mathbb{R}, \quad (\text{B.3})$$

muß die Lage von \vec{x}_{VTH} , dem Durchtrittspunkt der Spur durch die x-y-Ebene des HDC-Koordinatensystems, berechnet werden. Dies erreicht man nach ausmultiplizieren von Gleichung (B.2) durch die Forderung, daß die z-Komponente des entstandenen Ortsvektors gleich 0 sein muß, woraus sich eine Bedingung für λ ergibt

$$\lambda_{\text{HDC}} = \frac{z_t \cos \Theta_t \cos \Phi_t - (x_{\text{VDC}} - x_t) \cos \Phi_t \sin \Theta_t + (y_{\text{VDC}} - y_t) \sin \Phi_t}{\cos \Theta_t \cos \Phi_t - \sin \Phi_t \tan \Phi_{\text{VDC}} + \cos \Phi_t \sin \Theta_t \tan \Theta_{\text{VDC}}}.$$

Die x- und die y-Komponente von \vec{x}_{VTH} ergeben sich damit zu

$$x_{\text{VTH}} = m_{x1}a_z + m_{x2}a_y + m_{x3}a_x,$$
$$y_{\text{VTH}} = m_{y1}a_z + m_{y2}a_y + m_{y3}a_x,$$

wobei die Hilfsgrößen

$$\begin{aligned}
a_x &= x_{\text{VDC}} - x_t + \lambda_{\text{HDC}} \tan \Theta_{\text{VDC}} , \\
a_y &= y_{\text{VDC}} - y_t + \lambda_{\text{HDC}} \tan \Phi_{\text{VDC}} , \\
a_z &= \lambda_{\text{HDC}} - z_t , \\
m_{x1} &= -\cos \Psi_t \sin \Theta_t + \cos \Theta_t \sin \Phi_t \sin \Psi_t , \\
m_{x2} &= \cos \Phi_t \sin \Psi_t , \\
m_{x3} &= \cos \Theta_t \cos \Psi_t + \sin \Theta_t \sin \Phi_t \sin \Psi_t , \\
m_{y1} &= \cos \Theta_t \cos \Psi_t \sin \Phi_t + \sin \Theta_t \sin \Psi_t , \\
m_{y2} &= \cos \Phi_t \cos \Psi_t , \\
m_{y3} &= \cos \Psi_t \sin \Theta_t \sin \Phi_t - \cos \Theta_t \sin \Psi_t
\end{aligned}$$

verwendet wurden. λ_{HDC} ist proportional zur Flugstrecke r des Teilchens zwischen VDC und HDC:

$$r = \lambda_{\text{HDC}} \sqrt{1 + \tan^2 \Theta_{\text{VDC}} + \tan^2 \Phi_{\text{VDC}}} . \quad (\text{B.4})$$

Die kartesischen Winkel im HDC-Koordinatensystem ergeben sich aus dem Verhältnis zwischen x- und z-, bzw. y- und z-Komponenten des transformierten Richtungsvektors:

$$\begin{aligned}
\Theta_{\text{VTH}} &= \arctan \left(\frac{m_{x1} + m_{x2} \tan \Phi_{\text{VDC}} + m_{x3} \tan \Theta_{\text{VDC}}}{\cos \Theta_t \cos \Phi_t - \sin \Phi_t \tan \Phi_{\text{VDC}} + \cos \Phi_t \sin \Theta_t \tan \Theta_{\text{VDC}}} \right) , \\
\Phi_{\text{VTH}} &= \arctan \left(\frac{m_{y1} + m_{y2} \tan \Phi_{\text{VDC}} + m_{y3} \tan \Theta_{\text{VDC}}}{\cos \Theta_t \cos \Phi_t - \sin \Phi_t \tan \Phi_{\text{VDC}} + \cos \Phi_t \sin \Theta_t \tan \Theta_{\text{VDC}}} \right) .
\end{aligned}$$

Experimentelle Bestimmung der relativen Lage der HDC zur VDC

Die Transformationsparameter $x_t, y_t, z_t, \Theta_t, \Phi_t$ und Ψ_t lassen sich vollständig aus einer Eichmessung mit dem FPP ohne Kohlenstoffanalysator bestimmen. Dazu betrachten wir die DVH-Koordinaten (**D**ifferenz **V**TH - **H**DC):

$$\begin{aligned}
x_{\text{DVH}} &= x_{\text{VTH}} - x_{\text{HDC}} , \\
\Theta_{\text{DVH}} &= \Theta_{\text{VTH}} - \Theta_{\text{HDC}} , \\
y_{\text{DVH}} &= y_{\text{VTH}} - y_{\text{HDC}} , \\
\Phi_{\text{DVH}} &= \Phi_{\text{VTH}} - \Phi_{\text{HDC}} .
\end{aligned}$$

Unter der Annahme, daß die Aufstreuung in den Szintillatoren nur zu einer symmetrischen Verbreiterung der DVH-Koordinaten führt, müssen x_t, Θ_t, y_t und Φ_t so gewählt werden, daß die Verteilungen von $x_{\text{DVH}}, \Theta_{\text{DVH}}, y_{\text{DVH}}$ und Φ_{DVH} um Null zentriert sind (siehe Abbildung B.1). Ψ_t und z_t lassen sich aus der Forderung bestimmen, daß keine der DVH-Koordinaten abhängig von einer der VTH- oder HDC-Koordinaten sein darf. Nur bei korrektem z_t ist $\langle x_{\text{DVH}} \rangle$ unabhängig von Θ_{VTH} (siehe

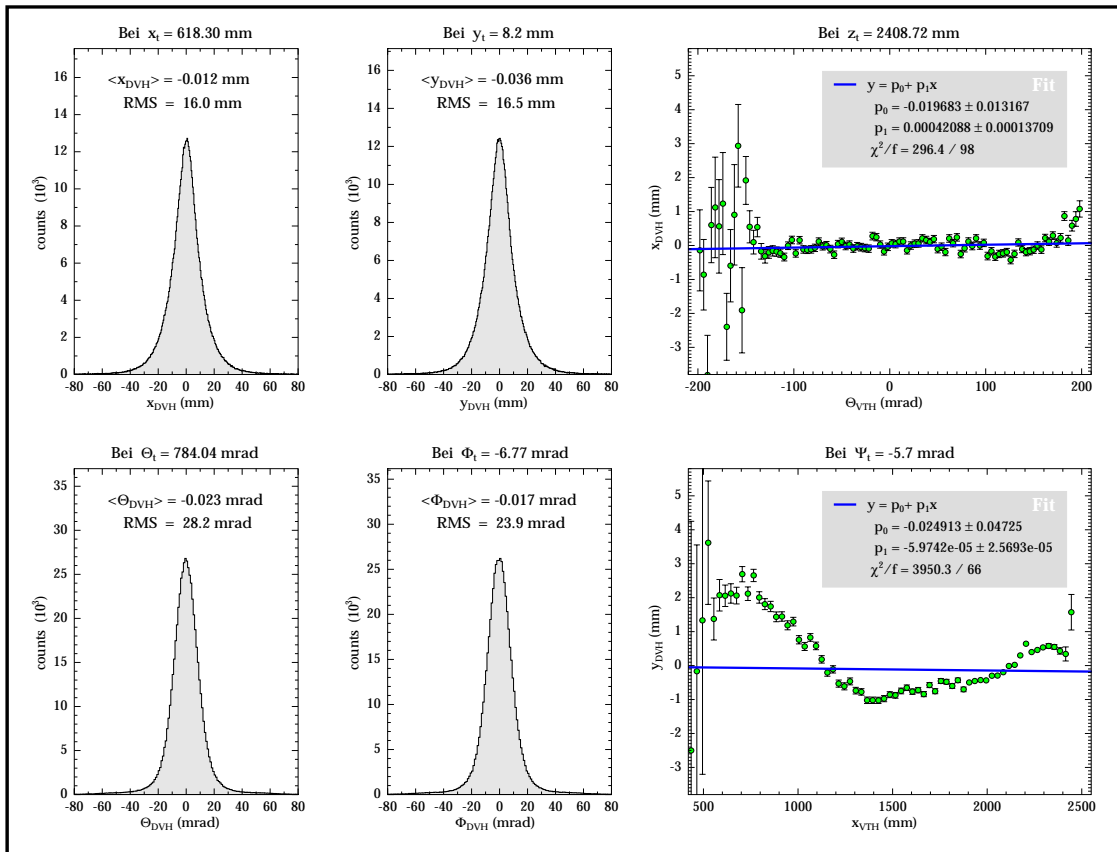


Abb. B.1: Verteilung der DVH-Koordinaten nach Optimierung der VTH-Transformationsparameter x_t , y_t , z_t , Θ_t , Φ_t und Ψ_t bei einer FPP Inbetriebnahme-Messung ohne Kohlenstoffanalysator (run_970804230311 und run_970805000505).

Abbildung B.1 rechts oben). Zur Bestimmung von Ψ_t minimiert man z.B. die x_{VTH} -Abhängigkeit von $\langle y_{DVH} \rangle$. In Abbildung B.1 (rechts unten) ist allerdings erkennbar, daß in dem Beispiel nur die Steigung einer an diese Abhängigkeit angepaßten Geraden minimiert wurde, während die Mittelwerte der gemessenen y_{DVH} -Verteilungen selbst einen gekrümmten Verlauf zeigen, der weit außerhalb der Meßfehler von der angepaßten Geraden abweicht. In dieser Größenordnung zeigen auch andere DVH-Koordinaten teilweise Restabhängigkeiten (bei den Winkeln im Bereich von ca. ± 1 mrad) von VTH-Koordinaten, die sich durch Änderung der Transformationsparameter nicht eliminieren lassen. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich in Ungenauigkeiten im inneren Aufbau der beiden Driftkammerpakete zu suchen

z_t korreliert stark mit x_t und Ψ_t mit y_t , daher müssen die Transformationsparameter gemeinsam (iterativ) optimiert werden. Wegen der großen Breite der DVH-Koordinaten-Verteilungen muß die dafür verwendete Messung hohe statistische Genauigkeit haben. Abbildung B.1 liegen mehr als 1.5 Millionen Roh-Ereignisse zugrunde. Da das Szintillator-Material eine ähnlich große Analysierstärke aufweist wie der Kohlenstoffanalysator, darf eine solche Messung nicht mit polarisierten Protonen durchgeführt werden, da dies zu Asymmetrien in den Verteilungen der DVH-Koordinaten führen würde.

B.2 Lage des Streupunktes

Zwischen Punkten auf der von der VDC gemessenen Spur \vec{r}_{VTH} (siehe Gleichung B.3) und Punkten auf der von der HDC gemessenen Spur

$$\vec{r}_{\text{HDC}} = \vec{x}_{\text{HDC}} + s\vec{v}_{\text{HDC}} = \begin{pmatrix} x_{\text{HDC}} \\ y_{\text{HDC}} \\ 0 \end{pmatrix} + s \begin{pmatrix} \tan \Theta_{\text{HDC}} \\ \tan \Phi_{\text{HDC}} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad s \in \mathbb{R}, \quad (\text{B.5})$$

beträgt das Quadrat des Abstandes d :

$$\begin{aligned} d^2 = & (x_{\text{HDC}} + s \tan \Theta_{\text{HDC}} - x_{\text{VTH}} - t \tan \Theta_{\text{VTH}})^2 \\ & + (y_{\text{HDC}} + s \tan \Phi_{\text{HDC}} - y_{\text{VTH}} - t \tan \Phi_{\text{VTH}})^2 \\ & + (s - t)^2. \end{aligned}$$

Die Stelle des geringsten Abstandes d_{min} zwischen den beiden Spuren entspricht dem Minimum in $d^2(s, t)$, d.h. es gilt

$$\frac{\partial d^2(s_{\text{min}}, t_{\text{min}})}{\partial s} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial d^2(s_{\text{min}}, t_{\text{min}})}{\partial t} = 0,$$

woraus sich s_{min} und t_{min} berechnen lassen:

$$\begin{aligned} t_{\text{min}} &= \frac{x_{\text{DVH}}(|\vec{v}_{\text{HDC}}|^2 \tan \Theta_{\text{VTH}} - (\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}}) \tan \Theta_{\text{HDC}})}{(\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}})(\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}}) - |\vec{v}_{\text{HDC}}|^2 |\vec{v}_{\text{VTH}}|^2} + \\ & \frac{y_{\text{DVH}}(|\vec{v}_{\text{HDC}}|^2 \tan \Phi_{\text{VTH}} - (\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}}) \tan \Phi_{\text{HDC}})}{(\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}})(\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}}) - |\vec{v}_{\text{HDC}}|^2 |\vec{v}_{\text{VTH}}|^2}, \\ s_{\text{min}} &= \frac{|\vec{v}_{\text{VTH}}|^2 t_{\text{min}} + x_{\text{DVH}} \tan \Theta_{\text{VTH}} + y_{\text{DVH}} \tan \Phi_{\text{VTH}}}{\vec{v}_{\text{HDC}} \cdot \vec{v}_{\text{VTH}}}. \end{aligned}$$

$\vec{r}_{\text{HDC}}(s_{\text{min}})$ und $\vec{r}_{\text{VTH}}(t_{\text{min}})$ kennzeichnen auf beiden Spuren die Endpunkte der kürzesten Verbindungsstrecke zwischen den Spuren. Als Streupunkt definieren wir die Mitte dieser Verbindungsstrecke:

$$\begin{aligned} \vec{x}_s &= \frac{1}{2}(\vec{r}_{\text{VTH}}(t_{\text{min}}) + \vec{r}_{\text{HDC}}(s_{\text{min}})) \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (x_{\text{VTH}} + x_{\text{HDC}}) + s_{\text{min}} \tan \Theta_{\text{HDC}} + t_{\text{min}} \tan \Theta_{\text{VTH}} \\ (y_{\text{VTH}} + y_{\text{HDC}}) + s_{\text{min}} \tan \Phi_{\text{HDC}} + t_{\text{min}} \tan \Phi_{\text{VTH}} \\ (s_{\text{min}} + t_{\text{min}}) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Die Länge der kürzesten Verbindungsstrecke, d_{min} , ist einfach der Abstand der beiden Endpunkte:

$$d_{\text{min}} = |\vec{r}_{\text{VTH}}(t_{\text{min}}) - \vec{r}_{\text{HDC}}(s_{\text{min}})|.$$

B.3 Azimutalwinkel der Streuung

Zur Bestimmung des Azimutalwinkels Φ_s der Streuung muß \vec{v}_{HDC} , der Richtungsvektor des gestreuten Protons, vom HDC-Koordinatensystem in das sogenannte Teilchen-Koordinatensystem gedreht werden, dessen z-Achse in Flugrichtung des einlaufenden Protons zeigt. Die Drehachse \vec{D} dieser Drehung wird aus dem Vektorprodukt der z-Achsen beider Koordinatensysteme bestimmt:

$$\vec{D} = \frac{\vec{v}_{\text{VTH}}}{|\vec{v}_{\text{VTH}}|} \times \hat{z}_{\text{HDC}} = \frac{1}{\sqrt{\tan^2 \Theta_{\text{VTH}} + \tan^2 \Phi_{\text{VTH}}}} \begin{pmatrix} \tan \Phi_{\text{VTH}} \\ -\tan \Theta_{\text{VTH}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.6})$$

der Drehwinkel α ergibt sich aus dem Skalarprodukt:

$$\alpha = \arccos \left(\frac{\vec{v}_{\text{VTH}}}{|\vec{v}_{\text{VTH}}|} \cdot \hat{z}_{\text{HDC}} \right) = \arccos \left(\frac{1}{\sqrt{\tan^2 \Theta_{\text{VTH}} + \tan^2 \Phi_{\text{VTH}} + 1}} \right). \quad (\text{B.7})$$

Aus α und \vec{D} ergibt sich die Drehmatrix

$$M_{\vec{D}}(\alpha) = \begin{pmatrix} \frac{\tan^2 \Phi_{\text{VTH}}(1-\cos \alpha)}{|\vec{D}|^2} + \cos \alpha & \frac{-\tan \Theta_{\text{VTH}} \tan \Phi_{\text{VTH}}(1-\cos \alpha)}{|\vec{D}|^2} & \frac{-\tan \Theta_{\text{VTH}} \sin \alpha}{|\vec{D}|} \\ \frac{-\tan \Theta_{\text{VTH}} \tan \Phi_{\text{VTH}}(1-\cos \alpha)}{|\vec{D}|^2} & \frac{\tan^2 \Theta_{\text{VTH}}(1-\cos \alpha)}{|\vec{D}|^2} + \cos \alpha & \frac{-\tan \Phi_{\text{VTH}} \sin \alpha}{|\vec{D}|} \\ \frac{-\tan \Theta_{\text{VTH}} \sin \alpha}{|\vec{D}|} & \frac{\tan \Phi_{\text{VTH}} \sin \alpha}{|\vec{D}|} & \cos \alpha \end{pmatrix},$$

durch deren Anwendung der Richtungsvektor des gestreuten Protons von dem HDC-Koordinatensystem in das Teilchen-Koordinatensystem des einlaufenden Protons gedreht wird:

$$\vec{v}_{\text{PAR}} = M_{\vec{D}}(\alpha) \cdot \vec{v}_{\text{HDC}}.$$

Aus den x- und y-Komponenten von \vec{v}_{PAR} ,

$$\begin{aligned} x_{\text{PAR}} &= \tan \Theta_{\text{HDC}} \cos \alpha - G_c \tan \Phi_{\text{VTH}} - G_s \tan \Theta_{\text{VTH}}, \\ y_{\text{PAR}} &= \tan \Phi_{\text{HDC}} \cos \alpha + G_c \tan \Theta_{\text{VTH}} - G_s \tan \Phi_{\text{VTH}}, \end{aligned}$$

mit

$$G_c = \frac{(1 - \cos \alpha)}{|\vec{D}|^2} (\tan \Phi_{\text{HDC}} \tan \Theta_{\text{VTH}} - \tan \Theta_{\text{HDC}} \tan \Phi_{\text{VTH}}) \quad \text{und} \quad G_s = \frac{\sin \alpha}{|\vec{D}|},$$

berechnet sich der Azimutalwinkel der Streuung gemäß

$$\Phi_s = \arctan 2(y_{\text{PAR}}, x_{\text{PAR}}) = \begin{cases} \arctan \left(\frac{y_{\text{PAR}}}{x_{\text{PAR}}} \right), & x_{\text{PAR}} > 0 \\ \frac{\pi}{2}, & x_{\text{PAR}} = 0, y_{\text{PAR}} > 0 \\ \pi + \arctan \left(\frac{y_{\text{PAR}}}{x_{\text{PAR}}} \right), & x_{\text{PAR}} < 0, y_{\text{PAR}} > 0 \\ -\frac{\pi}{2}, & x_{\text{PAR}} = 0, y_{\text{PAR}} < 0 \\ -\pi + \arctan \left(\frac{y_{\text{PAR}}}{x_{\text{PAR}}} \right), & x_{\text{PAR}} < 0, y_{\text{PAR}} < 0. \end{cases}$$

B.4 Spur des 180°-Protons

Zur Durchführung des 180°-Akzeptanztests ist es notwendig, die Durchstoßpunkte $\vec{x}_{180}^{w_i}$ der Spur \vec{r}'_{HDC} des (fiktiven) 180°-Protons durch die 4 HDC-Drahtebenen zu berechnen, die sich bei einer Streuung im selben Streupunkt \vec{x}_s mit dem gleichen Streuwinkel Θ_s , aber einem Azimutalwinkel von $\Phi_s \pm 180^\circ$ ergäbe.

\vec{v}'_{HDC} , der Richtungsvektor des 180°-Protons, ergibt sich durch Drehung des Richtungsvektors \vec{v}_{HDC} des nachgewiesenen auslaufenden Protons um die Richtung \vec{v}_{VTH} des einlaufenden Protons:

$$\vec{v}'_{\text{HDC}} = M_{\vec{v}_{\text{VTH}}}(180^\circ) \cdot \vec{v}_{\text{HDC}}$$

mit der Drehmatrix

$$M_{\vec{v}_{\text{VTH}}}(180^\circ) = \begin{pmatrix} 2d_x^2 - 1 & 2d_x d_y & 2d_x d_z \\ 2d_y d_x & 2d_y^2 - 1 & 2d_y d_z \\ 2d_z d_x & 2d_z d_y & 2d_z^2 - 1 \end{pmatrix},$$

wobei $d_x = \frac{\tan \Theta_{\text{VTH}}}{|\vec{v}_{\text{VTH}}|}$, $d_y = \frac{\tan \Phi_{\text{VTH}}}{|\vec{v}_{\text{VTH}}|}$ und $d_z = \frac{1}{|\vec{v}_{\text{VTH}}|}$.

Die durch den Streupunkt \vec{x}_s verlaufende Spur des 180°-Protons kann damit in der Form

$$\vec{r}'_{\text{HDC}} = \vec{x}_s + \xi \vec{v}'_{\text{HDC}} \quad , \xi \in \mathbb{R} ,$$

parametrisiert werden. Die ξ^{w_i} zur Berechnung der gesuchten Durchstoßpunkte ergeben sich mit Hilfe der z -Koordinaten der Drahtebenen im HDC-Koordinatensystem, die bei $z^{u_1} = 0$ mm, $z^{v_1} = 20$ mm, $z^{u_2} = 220$ mm und $z^{v_2} = 240$ mm liegen:

$$\xi^{w_i} = \frac{z^{w_i} - z_s}{v'_{\text{HDC},z}} \quad , w_i = u_1, v_1, u_2, v_2 ,$$

womit sich die x - und y -Koordinaten der Durchstoßpunkte berechnen zu:

$$\begin{aligned} x_{180}^{w_i} &= x_s + \xi^{w_i} v'_{\text{HDC},x} , \\ y_{180}^{w_i} &= y_s + \xi^{w_i} v'_{\text{HDC},y} . \end{aligned}$$

B.5 Statistischer Fehler der gemessenen Polarisation

Nach der Fehlerfortpflanzung ergibt sich die Varianz einer Asymmetrie A_y , die aus zwei unabhängig voneinander gemessenen Ereigniszahlen N^r und N^l gemäß

$$A_y = \frac{N^r - N^l}{N^r + N^l} \quad (\text{B.8})$$

gebildet wird, nach

$$\sigma_{A_y}^2 = \left(\frac{\partial A_y}{\partial N^r} \Delta N^r \right)^2 + \left(\frac{\partial A_y}{\partial N^l} \Delta N^l \right)^2 = \left(\frac{2 N^l \Delta N^r}{(N^r + N^l)^2} \right)^2 + \left(\frac{2 N^r \Delta N^l}{(N^r + N^l)^2} \right)^2 .$$

Mit

$$\Delta N^r = \sqrt{N^r} \quad \text{und} \quad \Delta N^l = \sqrt{N^l} \quad (\text{B.9})$$

und $N = N^r + N^l$ folgt daraus

$$\sigma_{A_y} = 2 \sqrt{\frac{N^r N^l}{N^3}} . \quad (\text{B.10})$$

Der korrekte Ausdruck für den statistischen Fehler der gemessenen Polarisationen (Gleichungen (5.9) und (5.10)) ist daher

$$\sigma_P = \pi \sqrt{\frac{N^r N^l}{N^2 \sum_{i=1}^N A_C^i{}^2}} . \quad (\text{B.11})$$

Mit diesem Ausdruck stimmt die in der Datenanalyse verwendete Gleichung (5.11) nur bei $N^r = N^l = N/2$ exakt überein. Im allgemeinen stellt sie eine obere Abschätzung dar, die jedoch in der Praxis bei den Experimenten mit dem FPP nur geringfügig von Gln. (B.11) abweicht, wie im folgenden gezeigt wird.

Aus der Umformung von Gleichung (5.10) ergibt sich

$$\frac{N^l}{N} = \frac{1}{2} - \frac{A_C P_y}{\pi} \quad \text{und} \quad \frac{N^r}{N} = \frac{1}{2} + \frac{A_C P_y}{\pi} .$$

Damit läßt sich der Faktor f , um den sich Gleichung (B.11) von der in der Datenanalyse verwendeten Gleichung (5.11) unterscheidet, schreiben als

$$f = 2 \sqrt{\frac{N^r N^l}{N^2}} = \sqrt{1 - \frac{4 A_C^2 P_y^2}{\pi^2}} .$$

Bei den Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, liegt die mittlere Analysierstärke im Bereich von $A_C \leq 0.5$ und die gemessenen Polarisationskomponenten im FPP sind kleiner als 50%. Daraus ergibt sich $f \geq 0.987$, d.h. die Überschätzung von σ_P in der Datenanalyse ist mit maximal 1.3% (relativ) vernachlässigbar klein.

Der Grund für die Verwendung von Gleichung (5.11) anstelle von Gleichung (B.11) in der Datenanalyse ist das Verhalten bei kleinen Ereigniszahlen: Werden alle Protonen zufällig zur selben Seite hin gestreut, wird N^r oder N^l gleich Null und damit auch σ_P nach Gleichung (B.11). Gleichung (5.11) liefert dagegen einen endlichen Fehler, sobald N^r oder N^l ungleich Null sind.

Allerdings muß darauf hingewiesen werden, das bei kleinen Ereigniszahlen sowohl Gleichung (5.11) als auch Gleichung (B.11) den statistischen Fehler von P nicht mehr korrekt beschreiben. Die in die Herleitung eingegangenen Annahmen (B.9) schätzen zu einer beobachteten Zahl k die Konfidenzgrenzen zum Konfidenzniveau $\beta = 68.3\%$ mit $k \pm \sqrt{k}$ aus der Varianz der Gaußschen Normalverteilung ab, die jedoch nur ab etwa $k \geq 20$ eine gute Näherung für die eigentlich zu verwendende Poisson-Verteilung darstellt (vgl. [Bra92], Kap. 6.8, S. 175 ff). Bei Verwendung der Poisson-Verteilung liegen die entsprechenden Konfidenzgrenzen, besonders bei kleinen k , asymmetrisch um k .

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Datenanalysen treten kleine Ereigniszahlen nur in einzelnen Bins bei der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Rückrechnung der Polarisationskomponenten in die Streuebene auf. Da die Varianzen der Polarisierungen in den einzelnen Bins nur zur Gewichtung der Bins untereinander bei der anschließenden χ^2 -Minimierung dienen, werden sie mit dem Ausdruck (5.11) ausreichend genau berechnet.

Lägen dagegen den am Ende berechneten Polarisationskomponenten in der Streuebene insgesamt nur kleine Ereigniszahlen zugrunde¹, so sollte der statistische Fehler dazu tatsächlich unter Verwendung der Poisson-Verteilung aus den Konfidenzgrenzen abgeschätzt werden.

¹Dieser Fall könnte eintreten, wenn das FPP bei Dreifachkoinzidenzexperimenten wie z.B. $^{16}\text{O}(\vec{e}, e' \vec{p}p)^{14}\text{C}$ verwendet wird.

Anhang C

Das Programm QSPIN

Dieses Kapitel dient zur Dokumentation des Programms `QSPIN`, das zur Berechnung der Spin-Präzession von Protonen in den Magneten von Spektrometer A erstellt wurde. Nach einer Motivation in Abschnitt C.1, warum zu diesem Zweck ein eigenes Programm geschrieben wurde, wird auf dessen Arbeitsweise eingegangen, wobei sich Abschnitt C.2 auf die Methode der numerischen Integration konzentriert, während Abschnitt C.3 die Berechnung der Magnetfelder beschreibt. Um zu sehen, wie gut das Programm das wirkliche Spektrometer beschreibt, werden in Abschnitt C.4 die von `QSPIN` berechneten Teilchenbahnen mit Bahnen verglichen, die von dem Programm `RAYTRACE` berechnet wurden, und beides experimentell gemessenen Koordinatensätzen gegenübergestellt. Eine Einführung in die Benutzung des Programms gibt Abschnitt C.5. Abschnitt C.6 dient zur Dokumentation des Quelltextes.

C.1 Motivation

In einer groben Näherung können Magnet-Spektrometer als einfache Dipole aufgefaßt werden, in denen sich der Spin-Präzessionswinkel eines Protons in einfacher Weise aus seinem Gesamtablenkwinkel (Gl. 6.3) ergibt. In Kapitel 6 wird aber gezeigt, daß es besonders an den Rändern der Akzeptanz des QSDD-Spektrometers A große Abweichungen von dieser Näherung gibt, da durch die Einwirkung von Quadrupol und Sextupol, aber auch durch die Randfelder der beiden Dipole, die Bewegung der Protonen nicht in einer Ebene verläuft und auch die longitudinalen Felder auf dem Weg nicht vernachlässigt werden können. Um den Zusammenhang zwischen der Spinstellung am Target und hinter der Fokalebene ausreichend genau zu bestimmen, müssen daher die Bahnen der Protonen detailliert durch die Magnete verfolgt und die Spin-Präzession kleinschrittig auf dem Weg berechnet werden.

Das Programm `RAYTRACE` [Kow87], mit dem die Teilchenoptik der Spektrometer entworfen wurde, berücksichtigt keine Spin-Dynamik und kann daher nicht zur Berechnung der Spin-Präzession verwendet werden. Zur Benutzung anderer gängiger Programme, die neben der Berechnung der Teilchenbahnen auch die Spin-Dynamik behandeln, wie z.B. `COSY` [Ber90] oder `SNAKE`, muß die exakte Beschreibung der Magnete von Spektrometer A in einem für das jeweilige Programm spezifischen Eingabeformat neu erstellt werden. Anschließend muß sichergestellt werden, daß die so berechneten Magnetfelder eine gute Näherung für Spektrometer A darstellen. Somit ist die Benutzung eines solchen Programmes mit erheblichem Aufwand verbunden. Dagegen liegen die passenden Eingabe-Parameter für `RAYTRACE` vom Entwurf her vor und die von `RAYTRACE` daraus berechnete Teilchenoptik stimmt in guter Näherung mit der experimentell ermittelten überein [Sch95, Kor95, Blo98].

Der frei verfügbare FORTRAN-Quellcode von **RAYTRACE** ist jedoch fast nicht kommentiert und auch im Handbuch zu **RAYTRACE** [RAY87] nur schlecht dokumentiert, was seine Erweiterung zur Mitbehandlung der Spin-Dynamik stark erschweren würde. Im Unterschied dazu ist im **RAYTRACE** -Handbuch sehr gut dokumentiert, wie für die verschiedenen magnetischen Elemente aus den Eingabeparametern die magnetischen Felder berechnet werden. Deshalb wurden diese Magnetfeldberechnungen zusammen mit einem Verfahren zur Berechnung von Teilchen- und Spin-Dynamik in einem C++-Programm neu implementiert, dem Programm **QSPIN** .

Da in **QSPIN** nur die für die Lösung des Spin-Präzessions-Problems in Spektrometer A absolut notwendigen Dinge implementiert wurden, stellt dieses Programm kein vollwertiges C++-Äquivalent zu **RAYTRACE** dar. Z.B. beschränken sich die magnetischen Elemente auf einen Dipol- und einen Multipol-Typ (Quadru- bis Dodecapol), während es in **RAYTRACE** neben einer Vielzahl von anderen magnetischen Elementen allein 6 verschiedene Dipol-Typen gibt. Auch viele andere **RAYTRACE** -Eigenschaften, wie zum Beispiel die Kontrolle, ob ein Teilchen im Magneteisen eines Elementes gestoppt wird, gibt es in **QSPIN** (bisher) nicht. Im folgenden wird wiederholt auf die Unterschiede zwischen **QSPIN** und **RAYTRACE** eingegangen, wobei die **RAYTRACE** -Version, auf die Bezug genommen wird, vom 1. Juli 1987 stammt.

C.2 Flugbahn und Spin-Präzession der Protonen im Magnetfeld

Die Bewegung eines Protons (Ladung e , Masse m_p) im magnetischen Feld \vec{B} wird bestimmt durch die Lorentzkraft:

$$\vec{F} = \frac{d(m_p \gamma \vec{v})}{dt} = e(\vec{v} \times \vec{B}) . \quad (\text{C.1})$$

Da sich die kinetische Energie des Protons im Magnetfeld nicht ändert ist γ konstant. Die Berechnung der Teilchenbewegung kann daher durch numerische Lösung von 6 einfachen Differential-Gleichungen 1. Ordnung für die Komponenten von Ortsvektor \vec{r} und Geschwindigkeitsvektor \vec{v} erfolgen:

$$\dot{r}_x = v_x , \quad (\text{C.2})$$

$$\dot{r}_y = v_y , \quad (\text{C.3})$$

$$\dot{r}_z = v_z , \quad (\text{C.4})$$

$$\dot{v}_x = k_p(v_y B_z - v_z B_y) , \quad (\text{C.5})$$

$$\dot{v}_y = k_p(v_z B_x - v_x B_z) , \quad (\text{C.6})$$

$$\dot{v}_z = k_p(v_x B_y - v_y B_x) , \quad (\text{C.7})$$

mit $k_p = e/(\gamma m_p)$. **RAYTRACE** benutzt dazu ein Runge-Kutta-Integrationsverfahren 4.Ordnung mit fester Schrittweite [Gea71]. Dabei wird aus zur Zeit t_0 vorgegebenem Ort \vec{r}_0 und Geschwindigkeit \vec{v}_0 nach dem Runge-Kutta-Verfahren mit den Differential-Gleichungen der Ort \vec{r}_1 und die Geschwindigkeit \vec{v}_1 zur Zeit $t_1 = t_0 + \Delta t$

berechnet, was iterativ in kleinen Schritten bis zur Zeit t_n fortgesetzt wird, zu der man an Ort \vec{r}_n und Geschwindigkeit \vec{v}_n interessiert ist.

Die Spin-Präzession kann völlig analog behandelt werden. Sie wird beschrieben durch die Thomas-Gleichung (siehe Abschnitt 6.1). Aus ihrer für die vorliegenden Verhältnisse vereinfachten Form (6.2) ergeben sich die Differential-Gleichungen für die Komponenten des Spin-Vektors \vec{S} zu

$$\dot{S}_x = k_p \left[\frac{g_p}{2} (S_y B_z^\parallel - S_z B_y^\parallel) + \left(1 + \gamma \frac{g_p - 2}{2} \right) (S_y B_z^\perp - S_z B_y^\perp) \right], \quad (\text{C.8})$$

$$\dot{S}_y = k_p \left[\frac{g_p}{2} (S_z B_x^\parallel - S_x B_z^\parallel) + \left(1 + \gamma \frac{g_p - 2}{2} \right) (S_z B_x^\perp - S_x B_z^\perp) \right], \quad (\text{C.9})$$

$$\dot{S}_z = k_p \left[\frac{g_p}{2} (S_x B_y^\parallel - S_y B_x^\parallel) + \left(1 + \gamma \frac{g_p - 2}{2} \right) (S_x B_y^\perp - S_y B_x^\perp) \right], \quad (\text{C.10})$$

wobei \vec{B}^\parallel und \vec{B}^\perp die zum Geschwindigkeitsvektor \vec{v} parallelen und transversalen Komponenten des Magnetfeldes am Ort \vec{r} sind und $g_p = 5.586$ der g-Faktor des Protons ist.

Das in **RAYTRACE** verwendete Runge-Kutta-Verfahren hat mit der festen Schrittweite den Nachteil daß in Zonen mit schwachem konstanten Magnetfeld durch viele kleine Schritte unnötig Rechenzeit verschwendet wird, während in Zonen mit starken inhomogenen Feldern dieselbe Schrittgröße zu einem ungenauen Ergebnis führen kann. Effektiver ist es, statt der Schrittweite einen maximalen Fehler pro Schritt vorzugeben.

Deshalb verwendet **QSPIN** zur numerischen Integration der Differential-Gleichungen (C.2-C.10) ein Runge-Kutta-Verfahren, das jeden Schritt nach der Methode von Cash und Karp [Cas90] gleichzeitig in 4. und 5. Ordnung berechnet und aus der Differenz der Ergebnisse den dabei gemachten Fehler abschätzt. Überschreitet dieser für eine der Komponenten von \vec{r} , \vec{v} und \vec{S} eine vorgegebene Grenze, so wird die Schrittweite Δt verkleinert und der Schritt wiederholt. Unterschreiten dagegen die Fehler aller 9 Komponenten die vorgegebenen Grenzen, so wird die Schrittweite für den nächsten Schritt vergrößert. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens findet sich in [Pre95], von wo auch die C-Implementierung, die Routinen `rkck`, `rkqs` und `odeint`, mit kleinen Anpassungen in den **QSPIN** -Quellcode übernommen wurden.

Ein weiterer wesentlicher Unterschied zu **RAYTRACE** ist die Wahl des Koordinatensystems, in dem die beschriebene Integration der Differential-Gleichungen erfolgt. In **RAYTRACE** werden die magnetischen Elemente entlang einer Sollbahn hintereinander positioniert und die Teilchenbewegung in an ihnen festen Koordinatensystemen relativ zur Sollbahn berechnet. Dagegen dienen in **QSPIN** die an den magnetischen Elementen festen Koordinatensysteme nur zur Berechnung der Magnetfelder. Die Positionierung der Elemente erfolgt ebenso wie die Berechnung von Teilchenbahn und Spin-Präzession in einem absoluten Koordinatensystem (ACS), wofür im vorliegenden Fall das Target-Koordinatensystem von Spektrometer A (vgl. Abschnitt 6.2) gewählt wurde.

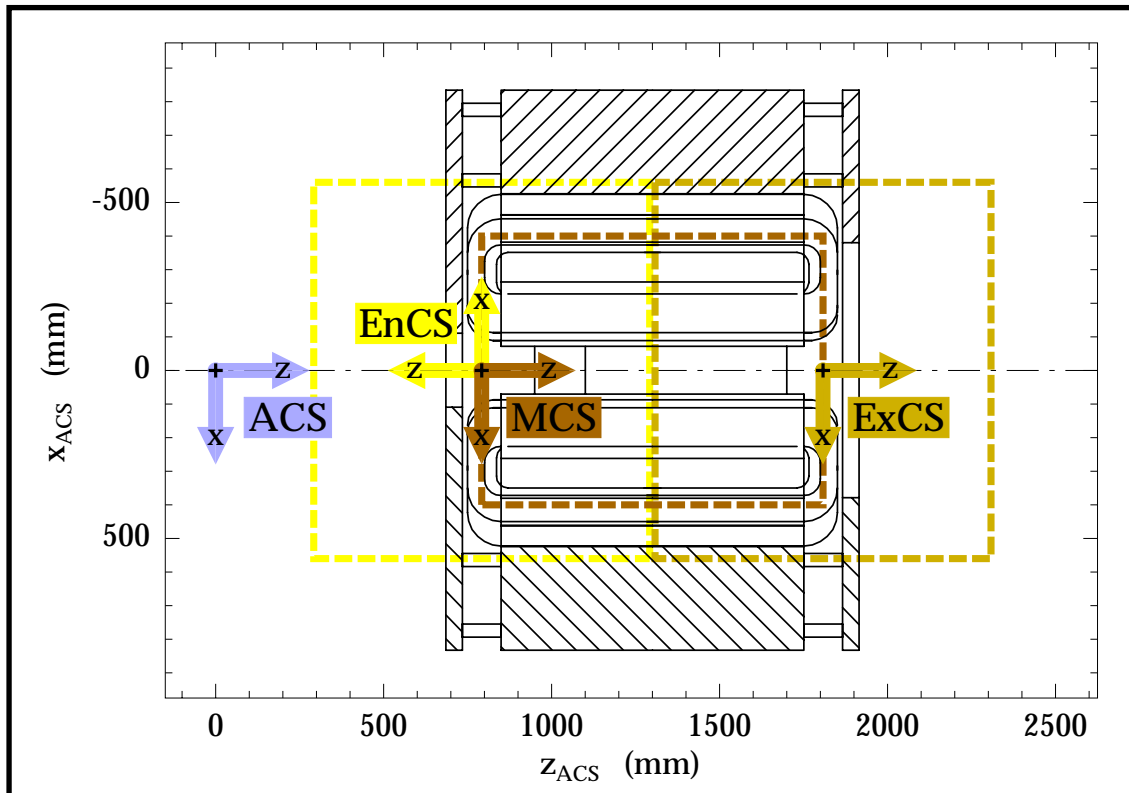


Abb. C.1: Seitenansicht des Quadrupols von Spektrometer A mit Lage der Koordinatensysteme ACS (Ursprung bei $(0, 0, 0)$), EnCS, MCS (Ursprünge bei $(0, 0, 792)$) und ExCS (Ursprung bei $(0, 0, 1808)$). Die gestrichelten Linien markieren die effektiven Grenzen von Eingangs-, Ausgangs- und innerem Feldbereich.

C.3 Berechnung der Magnetfelder

Zur Lösung der Differential-Gleichungen (C.5-C.10) ist es erforderlich, an jeder Stelle des Spektrometers die Komponenten des \vec{B} -Feldes zu berechnen. Hierfür wurden die im Handbuch zu RAYTRACE [RAY87] aufgeführten Formeln zur Berechnung der magnetischen Felder in der Programmiersprache C++ neu implementiert. Dies ist der aufwendigste Teil von QSPIN.

Die Basiseigenschaften, die allen magnetischen Elementen gemein sind, wurden in der abstrakten Klasse `Magnet` definiert. Dazu gehören Lage und Orientierung von zwei an dem magnetischen Element festen Koordinatensystemen, dem *Entrance Coordinate System* (*EnCS*) und dem *Exit Coordinate System* (*ExCS*) im absoluten Koordinatensystem (ACS). Wie in RAYTRACE wird davon ausgegangen, daß die xz -Ebenen dieser Systeme mit der xz -Ebene des ACS übereinstimmen, sie also neben der Verschiebung des Ursprungs in dieser Ebene nur um die y -Achse gegeneinander verdreht sind. Die Aufhebung dieser Einschränkung in QSPIN wäre einfach gewesen, ist jedoch für die Beschreibung des mittelebenensymmetrischen Spektrometers A nicht notwendig.

Jedes magnetische Element hat neben dem inneren Feldbereich, in dem das Feld unabhängig von der z -Koordinate ist, einen Eingangs- und einen Ausgangs-Feldbereich,

deren Ausdehnungen im EnCS bzw. ExCS definiert sind und die zur Beschreibung der mit z ansteigenden bzw. abfallenden Randfelder dienen. Die effektiven Grenzen der Feldbereiche und die Lage der Koordinatensysteme sind in den Abbildungen C.1-C.4 für die magnetischen Elemente von Spektrometer A dargestellt.

Der Abfall der Randfelder im Ein- und Ausgangs-Feldbereich wird folgendermaßen parametrisiert:

$$B(z) = \frac{B_0}{1 + e^{S(z)}}, \quad (\text{C.11})$$

mit

$$S(z) = C_{00} + C_{01}s(z) + C_{02}s^2(z) + C_{03}s^3(z) + C_{04}s^4(z) + C_{05}s^5(z), \quad (\text{C.12})$$

wobei $s(z)$ eine für das jeweilige magnetische Element spezifische, in z lineare Funktion ist.

Bei relativ kurzen magnetischen Elementen, wie z.B. dem Sextupol von Spektrometer A (vgl. Abb. C.2), kann es vorkommen, daß die volle Stärke des inneren Feldes an keiner Stelle erreicht wird, so daß die Feldbereiche von Ein- und Ausgangsfeld in der Mitte überlappen. In einem solchen Fall integriert RAYTRACE die Spur erst komplett durch den Eingangs-Feldbereich, integriert dann *rückwärts* (in der Zeit) durch das fiktive innere Feld und läuft anschließend wieder vorwärts durch den kompletten Ausgangs-Feldbereich. Ein Überlapp der Feldbereiche benachbarter magnetischer Elemente wird mittels Rückwärtslaufen über eine Driftstrecke ähnlich behandelt.

Dieses Verfahren ist für die Berechnung der Spin-Präzession, bei der es nicht nur auf die Richtigkeit von Ort und Impulsrichtung des Protons hinter dem magnetischen Element ankommt, bei der vielmehr auch der genommene Weg eine entscheidende Rolle spielt, ungeeignet. Deshalb wird in QSPIN in Überlapp-Bereichen ein effektives Feld nach folgenden Regeln berechnet:

- im Überlapp eines Randfeldbereiches mit dem inneren Feldbereich wird (wie in RAYTRACE) allein das Randfeld genommen,
- im Überlapp von Ein- und Ausgangsfeldbereich wird die Summe der beiden Randfelder minus dem inneren Feld genommen,
- im Überlapp der Feldbereiche verschiedener magnetischer Elemente werden die Felder aufaddiert.

Durch dieses effektive Feld wird dann wie in den anderen Feldzonen geradlinig hindurchintegriert. Ein „Rückwärtslaufen“ wie in RAYTRACE gibt es in QSPIN nicht.

Zurück zur C++-Implementation: In der abstrakten Basis-Klasse `Magnet` sind folgende, rein virtuelle Element-Funktionen deklariert, die von abgeleiteten Klassen implementiert werden müssen, also für jedes magnetische Element verfügbar sind:

- Die Funktion `inside` bestimmt, ob und in welchem Feldbereich eines magnetischen Elementes sich ein übergebener Ort befindet.

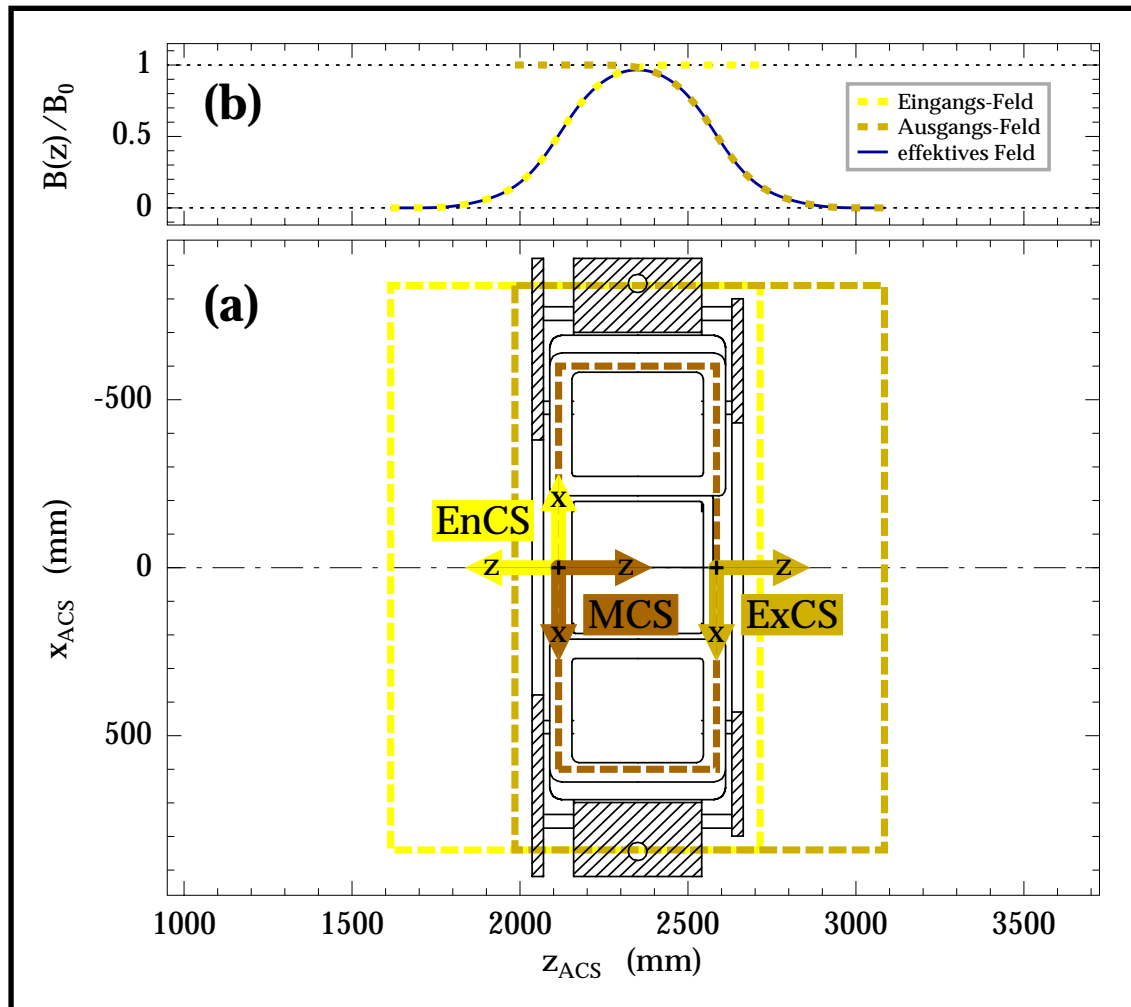


Abb. C.2: (a) Seitenansicht des Sextupols von Spektrometer A mit Lage der Koordinatensysteme EnCS, MCS (Ursprünge bei $(0, 0, 2115)$) und ExCS (Ursprung bei $(0, 0, 2585)$). Die gestrichelten Linien markieren die effektiven Grenzen von Eingangs-, Ausgangs- und innerem Feldbereich. (b) Relative Stärke der Randfelder und der aus ihnen berechneten effektiven Feldstärke als Funktion von z_{ACS} für den Sextupol von Spektrometer A.

- Die Funktion `GetField` berechnet das magnetische Feld des Elementes am übergebenen Ort.
- Die Funktion `ScaleField` skaliert die magnetischen Felder relativ zum nominalen Feld des Elementes.

Daneben gibt es Funktionen zur Ausgabe der Grenzen von innerem, sowie von Ein- und Ausgangs-Feldbereich eines magnetischen Elementes im ACS in Dateien.

Abgeleitet von `Magnet` sind die Klasse `Multipol`, mit der Quadrupol und Sextupol von Spektrometer A beschrieben werden, und die Klasse `Dipol`, die zur Beschreibung der beiden Dipole des Spektrometers dient.

C.3.1 Multipol

Die Klasse `Multipol` beschreibt magnetische Elemente mit Quadrupol-, Sextupol-, Oktupol-, Dekapol- oder Dodekapol-Feldern oder mit einer beliebigen Mischung all dieser Feldkomponenten. Die Referenzbahn, auf der die Ursprünge von EnCS und ExCS liegen, geht durch die feldfreie Mitte des Multipols. Deshalb stehen EnCS und ExCS genau antiparallel zueinander, und ihre Ursprünge unterscheiden sich nur durch eine Verschiebung entlang der z -Achse, die gleich der effektiven Länge L des inneren Feldes ist. Zur Berechnung des Eingangs-Feldes hat es sich als zweckmäßig erwiesen, nicht das EnCS, sondern das *Multipole Coordinate System (MCS)* zu verwenden, das denselben Ursprung wie das EnCS hat, aber wie das ExCS orientiert ist. Der Grund dafür ist, daß Multipolfelder nicht symmetrisch zur xz -Ebene sind und sich daher die Feldberechnung einfacher gestaltet, wenn die Koordinatensysteme einheitlich orientiert sind.

Ist R der Radius der Multipolapertur und B_n der Wert des $2(n+1)$ -Pol-Feldes auf diesem Radius, dann werden die Feldgradienten G_n definiert durch

$$G_n = \frac{B_n}{R^n}. \quad (\text{C.13})$$

Die Komponenten des inneren Feldes am Ort $(x, y, z)_{MCS}$ berechnen sich als Summe über die Beiträge aller Multipolkomponenten:

$$\begin{aligned} B_x &= G_1 y + G_2 (2xy) + G_3 (3x^2 y - y^3) \\ &\quad + G_4 (x^3 y - xy^3) + G_5 (5x^4 y - 10x^2 y^3 + y^5) \\ B_y &= G_1 x + G_2 (x^2 - y^2) + G_3 (x^3 - 3xy^2) \\ &\quad + G_4 (x^4 - 6x^2 y^2 + y^4) + G_5 (x^5 - 10x^3 y^2 + 5xy^4) \\ B_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

In den Randfeldern fallen die Feldgradienten mit z gemäß

$$G_n^{(0)}(s) = \frac{G_n}{1 + e^{S(s)}} \quad (\text{C.15})$$

ab, wobei $S(s)$ das Polynom (C.12) mit $s(z) = \frac{z}{2R}$ ist. Randfeldpositionen und -abfälle der höheren Multipolkomponenten können von denen der Quadrupolkomponente verschieden sein. Zum einen erlauben Parameter Δs_n ($n=2,3,4,5$) eine Verschiebung der Grenzen des inneren Feldes und damit der Ursprünge von EnCS und ExCS um $\Delta z_n = 2R\Delta s_n$ (nach innen wenn Δs_n positiv). Zum anderen können die Gradienten der höheren Komponenten in den Randfeldern schneller oder langsamer als die der Quadrupolkomponente nach außen abfallen, was durch Multiplikation von R in Gleichung (C.13) mit einem Faktor f_{Rn} beschrieben wird ($f_{Rn} < 1$ entspricht schnellerem Abfall).

Die Feldkomponenten der Randfelder werden durch Taylorentwicklung um die z -Achse berechnet. Dafür nötige Ableitungen der Gradienten nach z :

$$G_n^{(1)} = \frac{dG_n^{(0)}}{dz}, \quad G_n^{(2)} = \frac{d^2 G_n^{(0)}}{dz^2}, \quad \dots \quad (\text{C.16})$$

werden analytisch in der Klasse `FringeFallFunc` bestimmt. Es ergeben sich folgende Quadrupolfeldkomponenten (n=1):

$$\begin{aligned}
B_{1x} &= G_1^{(0)}y - \frac{1}{12}G_1^{(2)}(3x^2y + y^3) + \frac{1}{384}G_1^{(4)}(5x^4y + 6x^2y^3 + y^5) \\
&\quad - \frac{1}{23040}G_1^{(6)}(7x^6y + 15x^4y^3 + 9x^2y^5 + y^7), \\
B_{1y} &= G_1^{(0)}x - \frac{1}{12}G_1^{(2)}(x^3 + 3xy^2) + \frac{1}{384}G_1^{(4)}(x^5 + 6x^3y^2 + 5xy^4) \\
&\quad - \frac{1}{23040}G_1^{(6)}(x^7 + 9x^5y^2 + 15x^3y^4 + 7xy^6), \\
B_{1z} &= G_1^{(1)}xy - \frac{1}{12}G_1^{(3)}(x^3y + xy^3) + \frac{1}{384}G_1^{(5)}(x^5y + 2x^3y^3 + xy^5),
\end{aligned} \tag{C.17}$$

Sextupolfeldkomponenten (n=2):

$$\begin{aligned}
B_{2x} &= G_2^{(0)}(2xy) - \frac{1}{48}G_2^{(2)}(12x^3y + 4xy^3), \\
B_{2y} &= G_2^{(0)}(x^2 - y^2) - \frac{1}{48}G_2^{(2)}(3x^4 + 6x^2y^2 - 5y^4), \\
B_{2z} &= G_2^{(1)}(x^2y - \frac{1}{3}y^3) - \frac{1}{48}G_2^{(3)}(3x^4y + 2x^2y^3 - y^5),
\end{aligned} \tag{C.18}$$

Oktupolfeldkomponenten (n=3):

$$\begin{aligned}
B_{3x} &= G_3^{(0)}(3x^2y - y^3) - \frac{1}{80}G_3^{(2)}(20x^4y - 4y^5), \\
B_{3y} &= G_3^{(0)}(x^3 - 3xy^2) - \frac{1}{80}G_3^{(2)}(4x^5 - 20xy^4), \\
B_{3z} &= G_3^{(1)}(x^3y - xy^3),
\end{aligned} \tag{C.19}$$

Dekapolfeldkomponenten (n=4):

$$\begin{aligned}
B_{4x} &= G_4^{(0)}(4x^3y - 4xy^3), \\
B_{4y} &= G_4^{(0)}(x^4 - 6x^2y^2 + y^4), \\
B_{4z} &= G_4^{(1)}(x^4y - 2x^2y^3 + \frac{1}{5}y^5),
\end{aligned} \tag{C.20}$$

und Dodekapolfeldkomponenten (n=5):

$$\begin{aligned}
B_{5x} &= G_5^{(0)}(5x^4y - 10x^2y^3 + y^5), \\
B_{5y} &= G_5^{(0)}(x^5 - 10x^3y^2 + 5xy^4), \\
B_{5z} &= 0.
\end{aligned} \tag{C.21}$$

Mit steigendem Abstand von der z -Achse wird diese Taylorentwicklung allerdings immer ungenauer, weshalb eine solche Feldbeschreibung für Multipole mit großer Apertur ungeeignet ist.

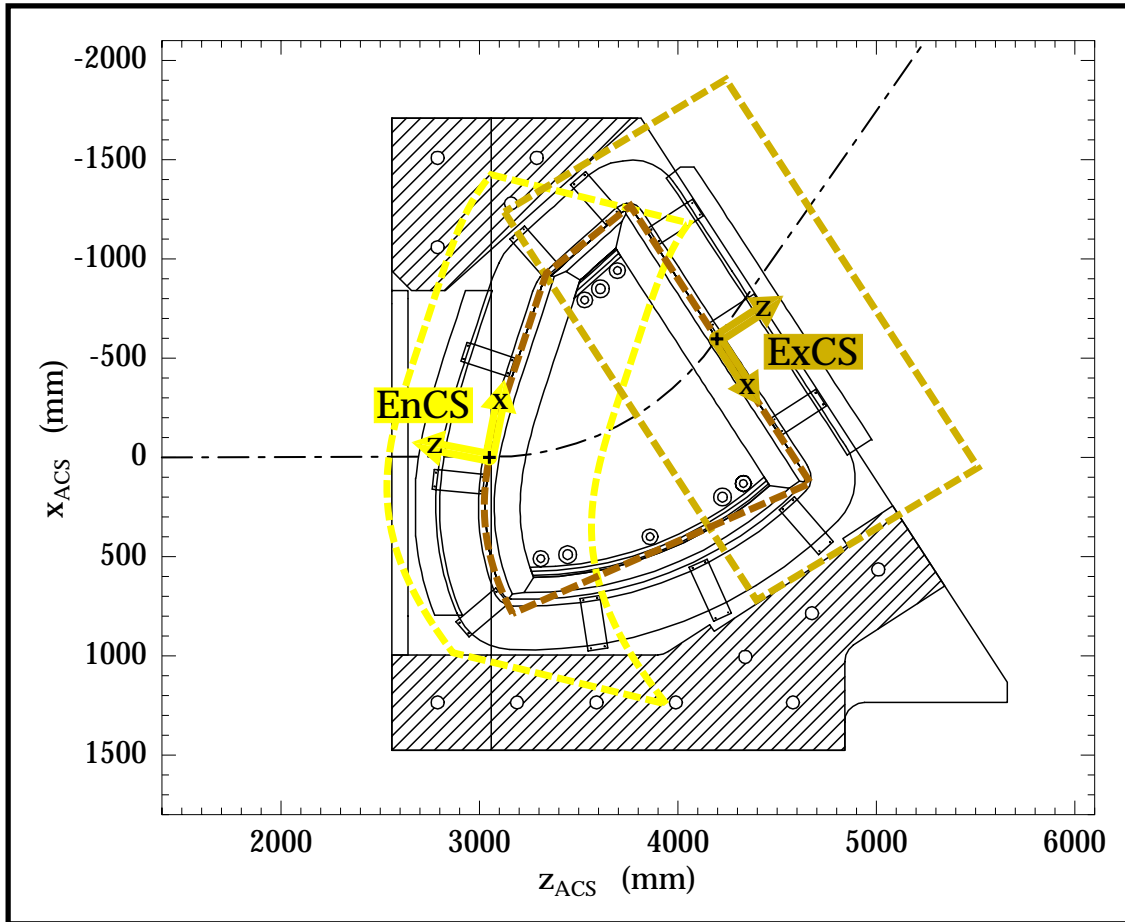


Abb. C.3: Seitenansicht von Dipol 1 des Spektrometers A mit Lage der Koordinatensysteme EnCS (Ursprung bei $(0, 0, 3050)$, $\phi_{EnCS} = 169^\circ$) und ExCS (Ursprung bei $(-597, 0, 4196.8)$, $\phi_{ExCS} = 33^\circ$). Die gestrichelten Linien markieren die effektiven Grenzen von Eingangs-, Ausgangs- und innerem Feldbereich.

C.3.2 Dipol

Die Klasse `Dipol` dient zur Beschreibung von magnetischen Elementen mit einem homogenen Dipolfeld im inneren Feldbereich. Es zeigt in ExCS- y -Richtung und reicht darin von $-\frac{D}{2}$ bis $\frac{D}{2}$, wobei D die Gap-Breite des Dipols ist. Bei Dipolen ist im Gegensatz zum Multipol die Referenzbahn gekrümmt: Sie beschreibt einen Kreisbogen mit Radius R . Deshalb stehen EnCS und ExCS nicht antiparallel zueinander, sondern sind um die y -Achse gegeneinander verdreht.

Die Berechnung des inneren Feldes ist einfach: $B_x = 0$, $B_y = B_0$, $B_z = 0$. In den Randfeldern verschwinden B_x und B_z nur in der Mittelebene, in der B_y mit z in EnCS und ExCS gemäß den Gleichungen (C.11) und (C.12) abfällt, wobei im Fall des Dipols gilt:

$$s(x, z) = \frac{z + \Delta z(x)}{D}. \quad (\text{C.22})$$

Die zusätzliche x -Abhängigkeit ergibt sich dadurch, daß die Dipole schiefe bzw. gekrümmte Ein- und Austrittsflächen haben können, wie es z.B. bei den beiden

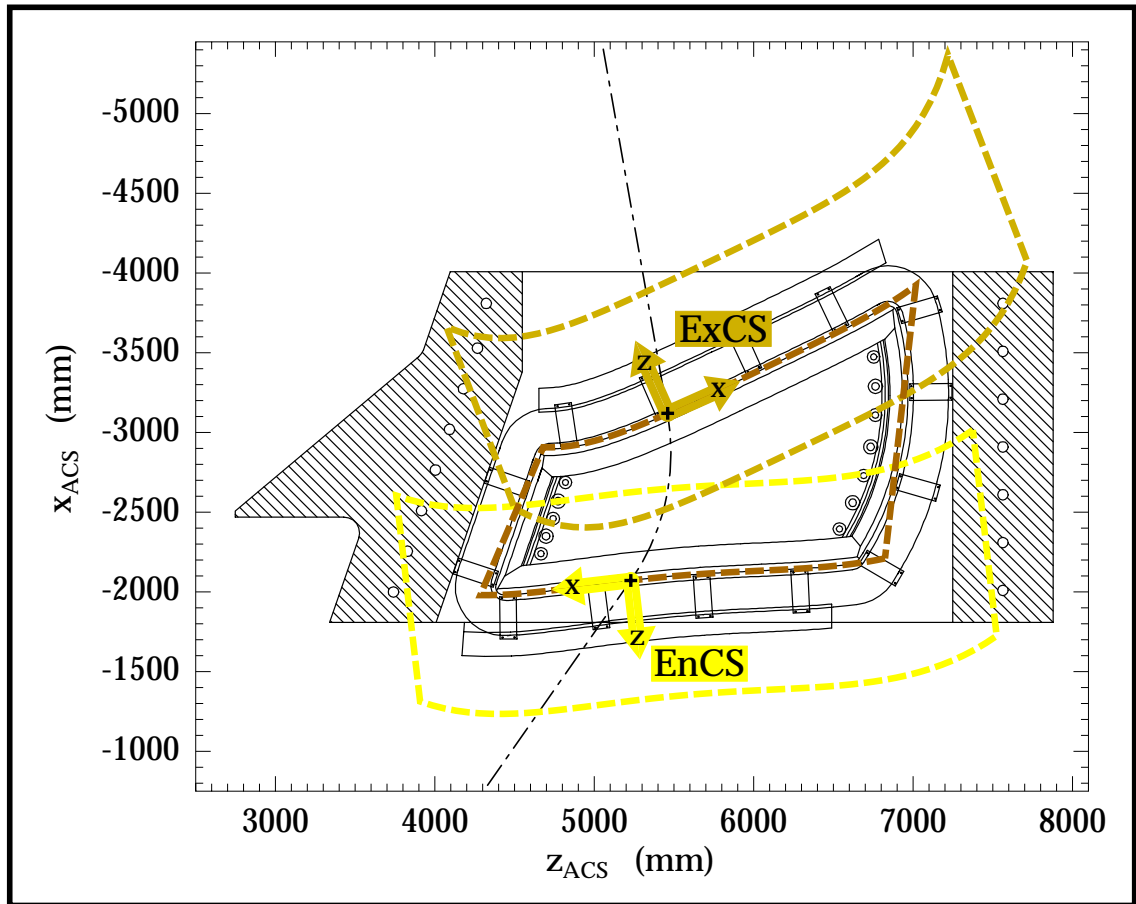


Abb. C.4: Seitenansicht von Dipol 2 des Spektrometers A mit Lage der Koordinatensysteme EnCS (Ursprung bei $(-2071.4, 0, 5229.2)$, $\phi_{EnCS} = -83.4^\circ$) und ExCS (Ursprung bei $(-3120, 0, 5460.7)$, $\phi_{ExCS} = 33^\circ$). Die gestrichelten Linien markieren die effektiven Grenzen von Eingangs-, Ausgangs- und innerem Feldbereich.

Dipolen von Spektrometer A (Abb. C.3 und C.4) der Fall ist. Die Krümmung wird beschrieben durch ein Polynom 8. Ordnung:

$$\Delta z(x) = -R \left[S_{02} \left(\frac{x}{R} \right)^2 + S_{03} \left(\frac{x}{R} \right)^3 + \dots + S_{08} \left(\frac{x}{R} \right)^8 \right]. \quad (\text{C.23})$$

Außerhalb der Mittelebene berechnen sich die Komponenten der Randfelder durch Taylor-Entwicklung bis zur 4. Ordnung in y aus der Mittelebene heraus:

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{y}{1!} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} \right)_{y=0} + \frac{y^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 B_x}{\partial y^3} \right)_{y=0}, \\ B_y &= B_0 + \frac{y^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} \right)_{y=0} + \frac{y^4}{4!} \left(\frac{\partial^4 B_y}{\partial y^4} \right)_{y=0}, \\ B_z &= \frac{y}{1!} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right)_{y=0} + \frac{y^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 B_z}{\partial y^3} \right)_{y=0}. \end{aligned}$$

Da damit der Verlauf der Feldkomponenten mit y erst berechnet werden soll, sind ihre partiellen Ableitungen nach y zunächst unbekannt. Diese können jedoch unter

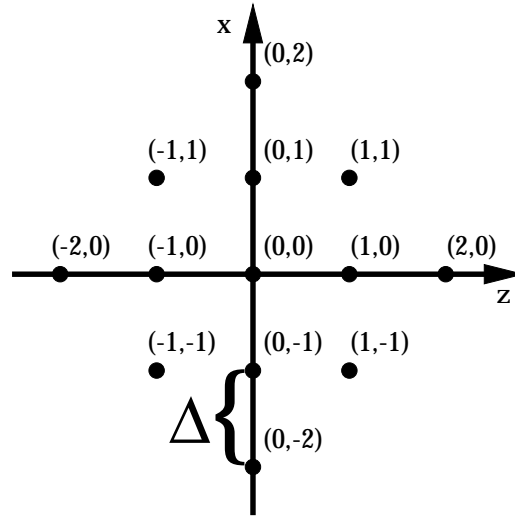


Abb. C.5: 13-Punkte-Gitter zur numerischen Berechnung der partiellen Ableitungen des magnetischen Feldes in der Mittelebene.

Verwendung der Maxwell-Gleichungen durch partielle Ableitungen nach x und z ersetzt werden, die mit Hilfe eines 13-Punkt-Gitters (Abb. C.5) um die aktuelle Position in der Mittelebene numerisch bestimmt werden.

Als Resultat ergibt sich für die Feldkomponenten:

$$B_x = \frac{y}{\Delta} \left[\frac{2}{3} (B_{01} - B_{0-1}) - \frac{1}{12} (B_{02} - B_{0-2}) \right] + \frac{y^3}{\Delta^3} \left[\frac{1}{6} (B_{01} - B_{0-1}) - \frac{1}{12} (B_{02} - B_{0-2}) - \frac{1}{12} (B_{11} + B_{-11} - B_{1-1} - B_{-1-1} - 2B_{01} + 2B_{0-1}) \right],$$

$$B_z = \frac{y}{\Delta} \left[\frac{2}{3} (B_{10} - B_{-10}) - \frac{1}{12} (B_{20} - B_{-20}) \right] + \frac{y^3}{\Delta^3} \left[\frac{1}{6} (B_{10} - B_{-10}) - \frac{1}{12} (B_{20} - B_{-20}) - \frac{1}{12} (B_{11} + B_{1-1} - B_{-11} - B_{-1-1} - 2B_{10} + 2B_{-10}) \right],$$

$$B_y = B_{00} - \frac{y^2}{\Delta^2} \left[\frac{2}{3} (B_{10} + B_{-10} + B_{01} + B_{0-1} - 4B_{00}) - \frac{1}{24} (B_{20} + B_{-20} + B_{02} + B_{0-2} - 4B_{00}) \right] + \frac{y^4}{\Delta^4} \left[-\frac{1}{6} (B_{10} + B_{-10} + B_{01} + B_{0-1} - 4B_{00}) + \frac{1}{24} (B_{20} + B_{-20} + B_{02} + B_{0-2} - 4B_{00}) + \frac{1}{12} (B_{11} + B_{-11} + B_{1-1} + B_{-1-1} - 2B_{10} - 2B_{-10} - 2B_{01} - 2B_{0-1} + 4B_{00}) \right].$$

Dabei ist Δ der Gitterabstand und B_{ij} die y -Komponente des Feldes in der Mittelebene an einer Position, die von der aktuellen Position um $i \cdot \Delta$ in z -Richtung und um $j \cdot \Delta$ in x -Richtung entfernt ist. Der Gitterabstand wurde in QSPIN mit $\Delta = 0.01D$ wesentlich kleiner als in RAYTRACE ($0.3D$) gewählt.

In ihrer aktuellen Form entspricht die Klasse `Dipol` dem einfachsten der in RAYTRACE zur Verfügung stehenden Dipol-Typen (MTYP=1). Es ist kein Feldgradient im inneren Feld vorgesehen, was man z.B. zur Beschreibung des Clamshell-Dipols von Spektrometer B benötigen würde. Bei den Randfeldern wird zur Berechnung von s auch zu gekrümmten Polflächen einfach der Abstand in z -Richtung verwendet, und nicht wie bei den höheren RAYTRACE Dipol-Typen ein aufwendig berechneter kürzester oder effektiver Abstand.

C.4 Genauigkeit der Ergebnisse

In den vorangegangenen Abschnitten wurde an verschiedenen Stellen auf die Unterschiede zwischen QSPIN und RAYTRACE eingegangen, die sich teilweise daraus ergeben, daß QSPIN nicht so aufwendig angelegt ist wie RAYTRACE, aber auch teilweise daraus, daß die Zuverlässigkeit verschiedener in RAYTRACE verwendeter Verfahren (z.B. das einfache Runge-Kutta-Verfahren oder das „Rückwärtslaufen“ in Überlapp-Zonen) nicht zweifelsfrei geklärt werden konnte. Am Ende stellt sich deshalb die Frage, wie gut die von beiden Programmen berechneten Bahnen miteinander und mit den wirklichen Teilchen-Bahnen in Spektrometer A übereinstimmen.

Die kompletten Bahnverläufe können nur zwischen den Programmen verglichen werden, da sie experimentell nicht zugänglich sind. Abb. C.6 zeigt einen Vergleich von 15 mit RAYTRACE und QSPIN berechneten Bahnen, die in der Spektrometer-Mittelebene verlaufen und die Fokussierungs-Eigenschaften des Spektrometers in dispersiver Richtung deutlich machen. Die Übereinstimmung ist für diese Bahnen so gut, daß die winzigen Unterschiede in dem gezeigten Maßstab nicht sichtbar sind.

Außerhalb der Mittelebene ergeben sich, besonders in nicht-dispersiver Richtung, Abweichungen zwischen den mit beiden Programmen berechneten Bahnen, deren graphische Darstellung jedoch für mehrere Bahnen gleichzeitig sehr unübersichtlich wird. Deshalb werden die Unterschiede anhand von Tab. C.1 verdeutlicht, wo zu 45 Bahnen mit verschiedenen Startkoordinaten im Spektrometer-Target-Koordinatensystem die von QSPIN und RAYTRACE vorhergesagten Koordinaten in der Fokalebene, zusammen mit den dafür „experimentell“ ermittelten Werten, aufgelistet sind.

Die „experimentellen“ Fokalebene-Koordinaten wurden dabei folgendermaßen berechnet. Da die experimentell bestimmte Spektrometer-Transport-Matrix (TMA) gerade entgegengesetzt arbeitet, d.h. aus Fokalebene-Koordinaten die Spektrometer-Target-Koordinaten berechnet, wurde aus der Lochkollimator-Eichmessung, die der von uns verwendeten Transport-Matrix `qsdda665.mx1` zugrunde liegt, eine invers dazu arbeitende Matrix bestimmt. Die Spalten mit den damit berechneten Werten sind in Tab. C.1 mit IT, was für *Inverse TMA* steht, überschrieben.

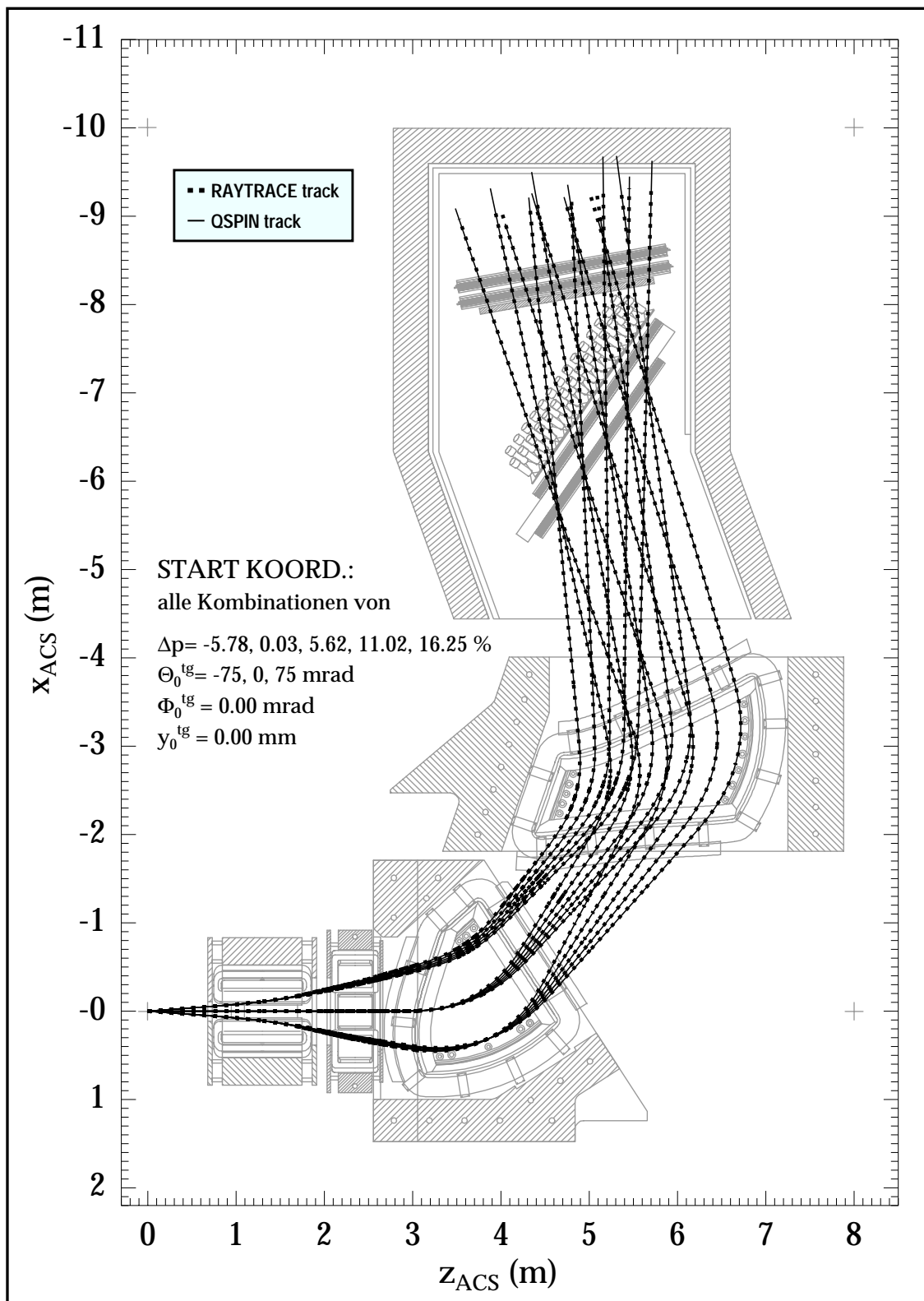


Abb. C.6: Seitenansicht von Spektrometer A mit 15 von QSPIN und RAYTRACE berechneten Teilchenbahnen. Alle gezeigten Bahnen verlaufen in der Spektrometer-Mittelebene; ihre Startkoordinaten unterscheiden sich nur in Δp oder Θ_0^{tg} .

#	Target-Koordinaten				Fokalebene-Koordinaten											
	Δp	Θ_0^{tg}	y_0^{tg}	Φ_0^{tg}	x_{VDC} (mm)			Θ_{VDC} (mrad)			y_{VDC} (mm)			Φ_{VDC} (mrad)		
	(%)	(mrad)	(mm)	(mrad)	IT	QS	RT	IT	QS	RT	IT	QS	RT	IT	QS	RT
1	-5	0	0	0	-386	-391	-390	761	759	759	-5	-5	-5	-0	-1	-1
2	-5	-35	-10	45	-374	-394	-393	817	814	815	-57	-58	-58	-26	-28	-28
3	-5	-35	10	45	-375	-394	-393	817	815	815	-61	-61	-61	-2	-5	-4
4	-5	35	-10	45	-382	-391	-390	703	702	702	-71	-71	-71	-27	-29	-29
5	-5	35	10	45	-378	-389	-388	703	701	701	-60	-62	-62	-3	-7	-7
6	-5	-70	-20	90	-362	-401	-398	879	872	873	-105	-106	-111	-44	-47	-31
7	-5	-70	20	90	-364	-414	-414	890	874	871	-125	-107	-47	12	11	61
8	-5	70	-20	90	-384	-403	-396	638	642	642	-160	-161	-143	-56	-58	-43
9	-5	70	20	90	-266	-390	-394	627	639	641	-111	-121	-87	-15	-13	12
10	0	0	0	0	48	47	47	788	788	788	-5	-5	-5	-1	-1	-1
11	0	-35	-10	45	56	43	43	850	849	849	-66	-66	-66	-33	-33	-33
12	0	-35	10	45	58	43	43	850	849	849	-69	-70	-70	-11	-13	-13
13	0	35	-10	45	48	46	47	725	725	725	-78	-76	-76	-31	-32	-32
14	0	35	10	45	52	48	48	724	725	725	-67	-69	-69	-10	-12	-12
15	0	-70	-20	90	58	32	33	915	911	912	-119	-122	-126	-56	-60	-47
16	0	-70	20	90	47	21	21	921	913	910	-148	-137	-95	-25	-15	23
17	0	70	-20	90	53	34	40	656	661	661	-168	-168	-152	-63	-62	-49
18	0	70	20	90	94	44	41	647	656	658	-125	-133	-102	-14	-20	2
19	5	0	0	0	450	450	450	807	807	807	-6	-5	-5	-2	-1	-1
20	5	-35	-10	45	457	447	446	872	872	872	-76	-74	-74	-37	-37	-37
21	5	-35	10	45	458	446	446	873	872	872	-75	-77	-76	-17	-18	-18
22	5	35	-10	45	448	449	449	739	740	740	-85	-83	-83	-34	-35	-35
23	5	35	10	45	451	450	451	738	739	739	-72	-73	-73	-13	-15	-15
24	5	-70	-20	90	456	439	438	940	939	939	-138	-138	-140	-65	-71	-59
25	5	-70	20	90	444	430	428	949	941	938	-163	-158	-127	-33	-33	-3
26	5	70	-20	90	455	439	444	670	672	671	-180	-180	-163	-70	-68	-55
27	5	70	20	90	455	447	444	656	667	668	-132	-139	-108	-23	-25	-4
28	10	0	0	0	826	830	829	819	819	819	-7	-5	-5	-2	-1	-1
29	10	-35	-10	45	834	827	827	887	888	888	-87	-85	-85	-41	-42	-42
30	10	-35	10	45	834	827	826	888	888	888	-81	-82	-82	-20	-23	-22
31	10	35	-10	45	827	829	829	748	750	749	-96	-92	-93	-38	-39	-39
32	10	35	10	45	828	830	830	747	749	749	-77	-77	-77	-16	-18	-18
33	10	-70	-20	90	835	824	822	957	958	959	-161	-160	-155	-77	-82	-70
34	10	-70	20	90	823	817	814	970	961	958	-175	-172	-149	-34	-46	-21
35	10	70	-20	90	811	821	825	674	678	677	-204	-202	-181	-78	-75	-62
36	10	70	20	90	825	829	826	662	673	674	-138	-145	-111	-29	-29	-9
37	15	0	0	0	1185	1192	1191	827	828	828	-8	-5	-5	-1	-1	-1
38	15	-35	-10	45	1193	1191	1190	898	900	900	-102	-97	-97	-46	-47	-47
39	15	-35	10	45	1195	1191	1189	899	900	900	-88	-88	-88	-24	-27	-26
40	15	35	-10	45	1191	1190	1190	754	756	755	-112	-107	-107	-42	-44	-44
41	15	35	10	45	1189	1192	1191	752	755	755	-83	-83	-83	-19	-21	-21
42	15	-70	-20	90	1197	1192	1190	973	972	973	-188	-187	-175	-94	-93	-80
43	15	-70	20	90	1182	1187	1183	979	976	973	-185	-185	-165	-53	-56	-34
44	15	70	-20	90	1106	1182	1186	663	680	679	-249	-242	-213	-87	-86	-72
45	15	70	20	90	1210	1192	1189	670	676	676	-146	-154	-113	-17	-35	-13

Tab. C.1: Vergleich von zu 45 Target-Koordinatensätzen in Spektrometer A berechneten Fokalebene-Koordinaten: Die mit IT (*Inverse TMA*) gekennzeichneten Spalten wurden mit einer an die Eichmessung zur Matrix `qsdda665.mx1` invers angefitzten Transfer-Matrix berechnet und repräsentieren den experimentellen Befund, während die Spalten mit QS die mit QSPIN und die Spalten mit RT die mit RAYTRACE berechneten Koordinaten enthalten.

Man beachte, daß die absolute Lage der VDC und damit die des an ihr festen Fokalebene-Koordinatensystems in den Koordinatensystemen von QSPIN und RAYTRACE nicht genau bekannt ist, weshalb sie so gewählt wurde, daß der Referenzstrahl bei den experimentell bestimmten Offsets der Matrix `qsdda665.mx1` durch die VDC-x1-Ebene tritt. Daher ist dieser Vergleich nicht absolut, sondern nur relativ zum Referenzstrahl gültig. Die Lage der VDC in z_{VDC} -Richtung ist ebenfalls innerhalb einiger Zentimeter unsicher, sie kann im Gegensatz zu den anderen Offsets auch nicht an der Eichmessung festgemacht werden. Ein Fehler in dem dafür angenommenen Wert in QSPIN und RAYTRACE beeinflusst die Werte für x_{VDC} und y_{VDC} , aber nicht die für Θ_{VDC} und Φ_{VDC} . Deshalb liegt im folgenden das Augenmerk hauptsächlich auf dem Vergleich dieser Winkel.

Zu fünf verschiedenen Impulsablagen werden in Tab. C.1 jeweils neun verschiedene Kombinationen der anderen Target-Koordinaten betrachtet: Die zentral in das Spektrometer eintretende Bahn, vier leicht seitlich in der Akzeptanz liegende Bahnen, und vier Bahnen, die in Θ_0^{tg} , y_0^{tg} und Φ_0^{tg} nahe an den Akzeptanzgrenzen liegen.

Es zeigt sich, daß für die zentralen und die im inneren Bereich der Akzeptanz verlaufenden Bahnen die Unterschiede in Θ_{VDC} und Φ_{VDC} zwischen QSPIN und RAYTRACE zumeist kleiner als 1 mrad sind. Auf diesen Bahnen ist auch die Übereinstimmung mit der Inversen TMA recht gut: 0–2 mrad Unterschied in den meisten Fällen, selten einmal 3 oder 4 mrad.

Auf den Bahnen, die durch die Randbereiche der Akzeptanz gehen, zeigen sich deutlichere Differenzen. In Θ_{VDC} stimmen QSPIN und RAYTRACE noch innerhalb von 3 mrad überein, die Werte der Inversen TMA weichen jedoch schon bis zu 10 mrad davon ab. Bei der Bahn Nr. 44 ist zu berücksichtigen, daß ihr y_{VDC} -Wert außerhalb der Akzeptanz unserer VDCs (Breite: ± 202.5 mm) liegt und ihr daher keine wirklichen Meßpunkte zugrunde liegen. Sie wurde demnach von der Inversen TMA über die Akzeptanz extrapoliert (was bekanntermaßen nicht zu den Stärken von Polynomen höherer Ordnung zählt). In Φ_{VDC} zeigen sich auf den Randbahnen massive Unterschiede zwischen QSPIN und RAYTRACE, wobei die von QSPIN berechneten Werte im Mittel deutlich näher an den experimentellen liegen als die von RAYTRACE. Hier scheint eine der Schwächen von RAYTRACE zu liegen.

Bahnen, die in mehreren Koordinaten am Rand der Akzeptanz verlaufen, machen jedoch nur einen kleinen Bruchteil der von dem Spektrometer akzeptierten Ereignisse aus. Daher bleibt als Fazit dieses Vergleiches, daß QSPIN aus den Target-Koordinaten die Teilchenwinkel in der Fokalebene über den größten Teil der Akzeptanz mit einer Genauigkeit von wenigen mrad berechnen kann. Streng genommen kann daraus allerdings nicht geschlossen werden, daß auch die berechneten Spin-Präzessions-Winkel mit entsprechender Genauigkeit stimmen, da sie auch von den longitudinalen magnetischen Feldern beeinflusst werden (vgl. DGL 6.2), während die Ablenkung der Bahnen nur von den transversalen magnetischen Feldern bestimmt werden.

Die Gründe für die verbleibenden Abweichungen zwischen QSPIN und der experimentellen Matrix liegen wahrscheinlich in der Güte, mit der die berechneten magnetischen Felder mit der Realität übereinstimmen. Wie in Abschnitt C.3 beschrieben,

basieren alle Magnetfeldberechnungen auf Taylorentwicklung um die z -Achse bei Multipolen bzw. aus der Mittelebene heraus bei Dipolen, die mit steigendem Abstand ungenauer werden. Außerdem erreichen im Bereich der maximalen Erregung von Spektrometer A, wo alle unsere Messungen stattfanden und wo auch die Matrix `qsdda665.mx1` bestimmt wurde, die Dipolfelder mit über 1.5 Tesla die Sättigungsmagnetisierung des Magneteisens. Dies führt zu Deformationen der Randfelder und damit zu Veränderungen der Magnetoptik. Die Sättigungs-Effekte werden von QSPIN klarerweise nicht berücksichtigt, da nicht einmal die Form der Magnetjoche in die Berechnungen eingeht. Eine Möglichkeit, realistischere Magnetfelder zu bekommen, wäre, das Spektrometer-Innere in zusammengebautem Zustand bei maximaler Magnetfeld-Erregung mit Sonden zu vermessen. QSPIN könnte dann mit den gemessenen Feldkarten anstatt mit den berechneten Magnetfeldern arbeiten. Eine solche Vermessung wäre jedoch sehr aufwendig und würde das Spektrometer für längere Zeit vom Meßbetrieb ausschließen.

C.5 Bedienung

Wird das Programm ohne weitere Kommandozeilenparameter aufgerufen, so erscheint zur Erklärung der möglichen Benutzungsmodi folgende Meldung:

```
qspin - calculate proton spin precession in Spek A
        V1.3, T.Pospischil, 10.2.99
usage: qspin <dp/%> <th/mrad> <y0/mm> <ph/mrad> <p_ref/MeV/c>
        <Sx_tg> <Sy_tg> <Sz_tg>
or  qspin -showbound
or  qspin -checkbound
or  qspin -10290 <Sx_tg> <Sy_tg> <Sz_tg>
```

Die erste Möglichkeit beschreibt den Normalfall: Man übergibt QSPIN in der Kommandozeile die Spektrometer-Target-Koordinaten eines einlaufenden Protons, den eingestellten Referenzimpuls des Spektrometers und die drei Komponenten des Startspins, z.B.:

```
qspin 10 -40 20 60 630 0 0 100
```

Man beachte, daß die Komponenten des Startspins dem Programm im ACS vorgegeben werden. Daß die x - und y -Komponenten des Startspins in diesem Beispiel gleich Null sind, bedeutet somit nicht, daß der Startspin longitudinal steht, da das Proton nicht parallel zur z -Achse startet! Auf die Beispiel-Kommandozeile reagiert QSPIN folgendermaßen:

```
-----
Reference Momentum   : 630 MeV/c
gamma of the particle: 1.24319
Start position      : ( 0 20 0 )
Start velocity      : ( -7.1097 10.6717 177.648 ), beta = 0.594111
Start spin (ACS)    : ( 0 0 100 )
----- calculating, please wait -----
Number of good steps : 417
Number of bad steps  : 53
```

```

Number of stored steps : 132
End position   : ( -9192.15 -133.186 5234.35 )
End velocity   : ( -177.724 -2.33151 -11.4766 ), beta = 0.594111
End spin (ACS) : ( 86.3606 -36.1739 35.1186 )
End spin (hdc particle system) : ( 29.4535 -37.3498 -87.9631 )
VDC-Coordinates (ACS): ( -6720.76 -100.765 5393.94 )
VDC-Coordinates (x/mm, th/mrad, y/mm, ph/mrad): 825.319 898.375 -105.865 -22.164
-----

```

Die ersten fünf Zeilen erscheinen gleich nach Programmstart und stellen direkt oder indirekt eingestellte Startparameter dar, wobei die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in mm/nsec angegeben sind. Danach erfolgt die schrittweise Berechnung der Teilchenbahn, deren Betrachtung nach der derzeitigen Einstellung des Programms nach dem Schritt abgebrochen wird, mit dem x_{ACS} -8800 mm unterschreitet.

Es folgt die Ausgabe der Gesamtzahl der bis dahin gemachten Schritte und der Anzahl der Schritte, die dabei aus Gründen der Genauigkeit wiederholt werden mußten. Ebenfalls ausgegeben werden Position, Geschwindigkeit und Spin des Protons am Ende der Teilchenbahnberechnung. Der Spin wird zusätzlich noch in dem durch eine direkte Drehung am HDC-Koordinatensystem orientierten Teilchensystem (vgl. Abschnitt 5.2) ausgegeben, da die transversalen Polarisationskomponenten in diesem System diejenigen Größen sind, die durch die Streuung am Kohlenstoff im FPP gemessen werden. Schließlich werden noch die Koordinaten des Punktes, an dem die Teilchenbahn die VDC- x_1 -Ebene schneidet, in ACS und Fokalebenekoordinatensystem ausgegeben, damit eine berechnete Bahn wie in Tab. C.1 mit der Spektrometer-Messung verglichen werden kann.

Zusätzlich zur Ausgabe der Ergebnisse auf dem Bildschirm wird die Entwicklung der Koordinaten auf der Bahn in Dateien geschrieben. `qspin.dat` enthält Position, Geschwindigkeit und Spin im Format

```

Zeilen-   rxACS   ryACS   rzACS   vxACS   vyACS   vzACS   sxACS   syACS   szACS ,
nummer   (mm)    (mm)    (mm)    (mm/nsec) (mm/nsec) (mm/nsec)

```

während in `qspin_B.dat` die Komponenten und der Absolutbetrag des magnetischen Feldes als Funktion der Bahnlänge im Format

```

lBahn   BxACS   ByACS   BzACS   |B|
(mm)    (Tesla) (Tesla) (Tesla) (Tesla)

```

protokolliert werden. Die Informationen in `qspin.dat` ermöglichen eine graphische Darstellung der Teilchenbahn. Dafür kann prinzipiell ein beliebiges Plotprogramm verwendet werden.

Die diesbezüglich in dieser Arbeit gezeigten Bilder wurden mit dem Graphik-Programm `data2ps` [dps99] erzeugt, das von `QSPIN` insoweit eine besondere Unterstützung erhält, als daß Start- und End-Koordinaten im `data2ps`-Textformat in der Datei `qspin.dps` abgelegt werden.

Zur graphischen Darstellung der Bahn mit `data2ps` im Postscript-Format dient das Shellscript `show_track.sh`, das mit denselben, oben beschriebenen Kommandozeilen-Parametern wie `QSPIN` aufgerufen wird. Abb. C.7 zeigt ein typisches Ergebnis von `show_track.sh`.

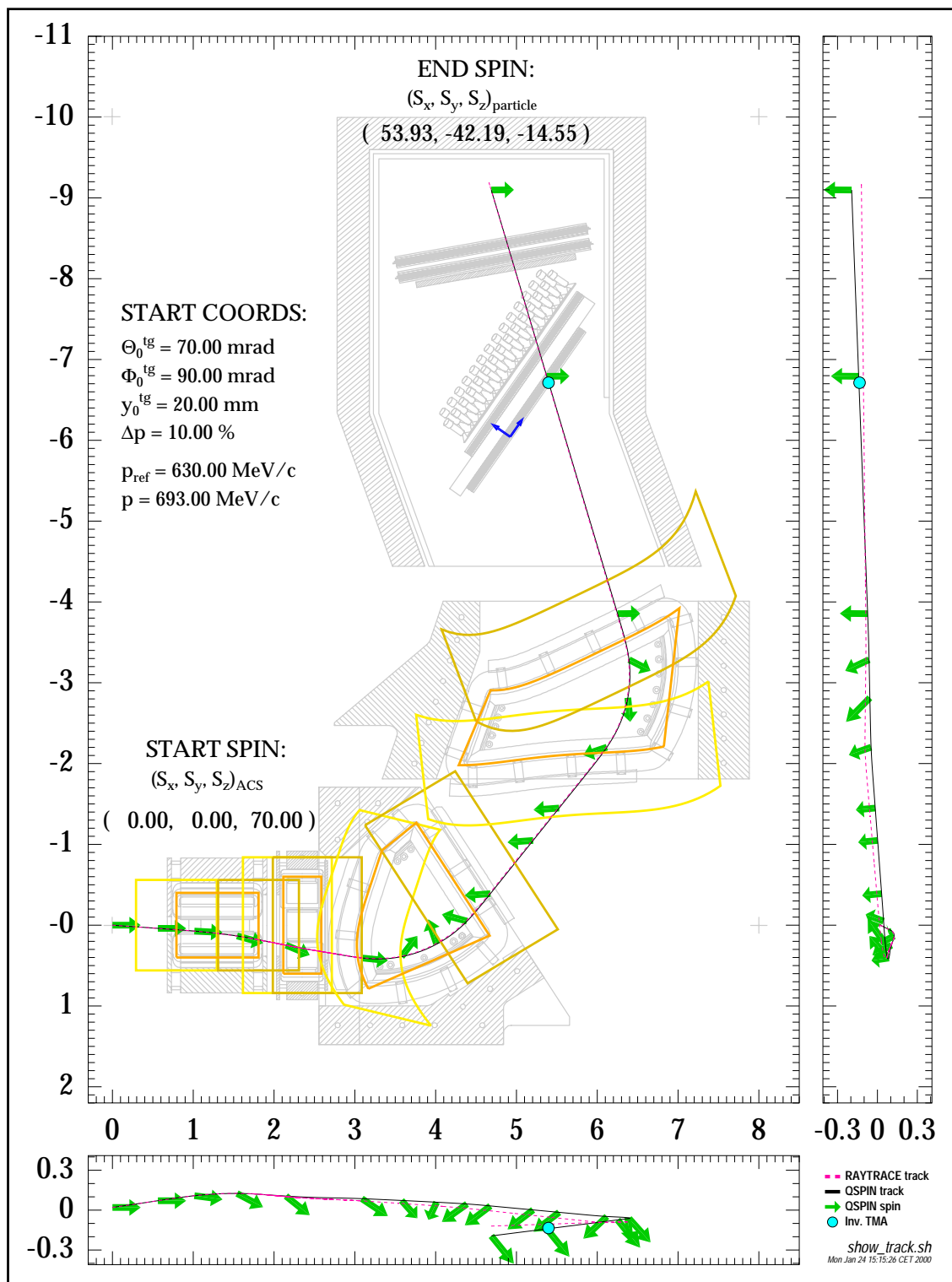


Abb. C.7: Graphische Darstellung einer QSPIN-Rechnung in Spektrometer A aus drei Perspektiven mit dem Shellsript `show_track.sh` (Aufruf: `show_track.sh 10 70 20 90 630 0 0 70`), das zum Vergleich auch die von RAYTRACE berechnete Bahn und den von der Inversen TMA berechneten Durchstoßpunkt durch die VDC- x_1 -Ebene zeigt.

Grundvoraussetzung für die Funktion des Shellsriptes ist das Vorhandensein der Programme `QSPIN` und `data2ps` (Version 1.01 oder höher) im Suchpfad. Sollen wie in Abb. C.7 eine Seitenansicht des Spektrometers im Hintergrund liegen, eine `RAYTRACE`-Vergleichsbahn oder der von der Inversen TMA berechnete Durchstoßpunkt durch die `VDC- x_1` -Ebene eingezeichnet werden, so müssen die jeweils dafür benötigten Dateien und Programme (siehe in `show_track.sh`) ebenfalls verfügbar sein.

Zurück zu den `QSPIN`-Betriebsmodi: `qspin -showbound` erzeugt im Unterverzeichnis `dat/` für jedes magnetische Element drei Dateien, in denen die Grenzen von Eingangs-, Ausgangs- und innerem Feldbereich in Form von x - z -Wertepaaren im ACS enthalten sind. Dieser Modus wird z.B. von `show_track.sh` benutzt, um wie in Abb. C.7 die Umrisse der Feldbereiche einzuzeichnen.

`qspin -checkbound` dient zur Prüfung, ob die `inside`-Funktionen der magnetischen Elemente funktionieren. In diesem Betriebsmodus würfelt `QSPIN` Positionen in der xz -Ebene, mit denen als Argument die `inside`-Funktionen aller magnetischen Elemente aufgerufen werden. Liefert eine `inside`-Funktion zurück, daß die Position innerhalb des Feldbereiches eines magnetischen Elementes liegt, so werden ihre x - und z -Koordinate in einer nach dem magnetischen Element und dessen Feldbereich benannten Datei im Unterverzeichnis `ps/` eingetragen. Dieser Betriebsmodus wird z.B. von dem Shellsript `show_boundcheck.sh` benutzt, das danach die Ergebnisse mit Hilfe von `data2ps` graphisch darstellt.

Der vierte Betriebsmodus von `QSPIN` ist zur Erzeugung einer Spin-Transfer-Matrix gedacht. Hier gibt man in der Kommandozeile neben der Option `-10290` nur die Komponenten des Start-Spins im ACS vor, z.B.:

```
qspin -10290 100 0 0.
```

Das Programm berechnet dann für 1715 gleichmäßig über die gesamte Akzeptanz von Spektrometer A verteilte Bahnen bei 6 verschiedenen Spektrometer-Referenzimpulsen die Präzession des vorgegebenen Start-Spins durch das Spektrometer. Die Start-Koordinaten dieser insgesamt 10290 Bahnen sind alle Kombinationen von

$$\begin{aligned} \Delta p &= -5.7794, 0.0327, 5.6206, 11.0182, 16.2521 \%, \\ \Theta_0^{\text{tg}} &= -75, -50, -25, 0, 25, 50, 75 \text{ mrad}, \\ y_0^{\text{tg}} &= -30, -20, -10, 0, 10, 20, 30 \text{ mm}, \\ \Phi_0^{\text{tg}} &= -105, -70, -35, 0, 35, 70, 105 \text{ mrad}, \\ p_{\text{ref}} &= 480, 510, 540, 570, 600, 630 \text{ MeV}/c. \end{aligned}$$

Für jede Bahn wird dabei eine Zeile in die Datei `QS10290` geschrieben, deren erste 10 Einträge die Start-Koordinaten enthalten:

$$\begin{array}{cccccccccc} \text{Bahn} & \Theta_0^{\text{tg}} & \Phi_0^{\text{tg}} & y_0^{\text{tg}} & \Delta p & p_{\text{ref}} & p & s_x^{\text{ACS}} & s_y^{\text{ACS}} & s_z^{\text{ACS}} \\ \# & (\text{mrad}) & (\text{mrad}) & (\text{mm}) & (\%) & (\text{MeV}/c) & (\text{MeV}/c) & & & \end{array},$$

während die restlichen 7 die von `QSPIN` berechneten End-Koordinaten sind:

$$\begin{array}{ccccccc} x_{\text{VDC}} & \Theta_{\text{VDC}} & y_{\text{VDC}} & \Phi_{\text{VDC}} & S_x^{\text{p}} & S_y^{\text{p}} & S_z^{\text{p}} \\ (\text{mm}) & (\text{mrad}) & (\text{mm}) & (\text{mrad}) & & & \end{array}.$$

Mit dem Shellsript `Do_10290_xyz.sh` werden drei dieser QS10290-Dateien (getrennt für die drei Komponenten des Start-Spins) erzeugt. Danach werden die neun Element-Funktionen der Spin-Transfer-Matrix, die den Zusammenhang zwischen den Spin-Komponenten am Target und hinter der Fokalebene beschreibt, durch 5-dimensionale Fits von Polynomen der Akzeptanz-Koordinaten an diese Daten bestimmt (vgl. Abschnitt 6.4). Voraussetzung für das Funktionieren dieses Shellscripts ist, daß sich die benötigten Fit-Programme (siehe in `Do_10290_xyz.sh`) im Suchpfad befinden.

C.6 Struktur des Quellcodes

Der Quellcode von QSPIN ist verteilt über folgende Dateien:

<code>Magnets.h</code>	enthält die Deklaration der abstrakten Klasse <code>Magnet</code> und der von ihr abgeleiteten Klassen <code>Multipol</code> und <code>Dipol</code> , die zur Berechnung der entsprechenden Magnetfelder dienen,
<code>Multipol.cc</code>	enthält die Implementation der Elementfunktionen der Klasse <code>Multipol</code> ,
<code>Dipol.cc</code>	enthält die Implementation der Elementfunktionen der Klasse <code>Dipol</code> ,
<code>FringeFall.h</code>	enthält die Deklaration der Klasse <code>FringeFallFunc</code> , die die analytische Berechnung der Ableitungen der Multipol-Feldgradienten besorgt, was von der Klasse <code>Multipol</code> zur Berechnung der Multipol-Randfelder benötigt wird,
<code>FringeFall.cc</code>	enthält die Implementation der Elementfunktionen der Klasse <code>FringeFallFunc</code> ,
<code>CK_RungeKutta.h</code>	enthält die Deklaration der Routinen <code>rkck</code> , <code>rkqs</code> und <code>odeint</code> , die zur numerischen Runge-Kutta-Integration von Differentialgleichungen nach dem Verfahren von Cash und Carp dienen,
<code>CK_RungeKutta.cc</code>	enthält die Implementation von <code>rkck</code> , <code>rkqs</code> und <code>odeint</code> , die nach leichten Modifikationen im wesentlichen aus [Pre95] übernommen wurde,
<code>SpecA.cc</code>	enthält die Beschreibung von Spektrometer A, also Ausdehnung, Position und Stärke der Magnetfelder von Quadrupol, Sextupol und den beiden Dipolen, und
<code>qspin.cc</code>	ist das Hauptmodul und enthält neben der <code>main</code> -Funktion, die zur Kommunikation mit dem Benutzer und zur Kontrolle des Programmablaufes dient, die Funktion <code>StoreStep</code> , die die Koordinatenverläufe in Ausgabedateien protokolliert, die Funktion <code>getMagField</code> , in der die Magnetfeld-Berechnungen zusammengefaßt sind und die Funktion <code>magmove</code> , in der die zu lösenden Differentialgleichungen definiert sind.

Zur Kompilierung von `QSPIN` werden außerdem die beiden Dateien `Matrix3D.h` und `Matrix3D.cc` benötigt. Sie stellen 3er-Vektoren (Datentyp `Vektor3D`), 3x3-Matrizen (Datentyp `Matrix3D`) und dazugehörige Operationen zur Verfügung. Im Quelltext von `QSPIN` werden oft Positionen, Geschwindigkeiten und Spins als `Vektor3D` gespeichert und Drehungen als Multiplikationen mit 3x3-Matrizen realisiert. Die Verwendung dieser Datentypen trägt zur Übersichtlichkeit des Quellcodes bei, da Operationen wie z.B. das Vektor-Kreuzprodukt als einfacher Operator definiert sind.

Entwickelt wurde `QSPIN` auf einem Linux-System. Es wird jedoch an keiner Stelle im Quelltext von systemspezifischen Operationen Gebrauch gemacht, so daß es sich problemlos auch auf anderen UNIX-Plattformen übersetzen lassen sollte.

Quelltext-Modifikationen

Da eine umfangreiche Kontrolle der Betriebsparameter von `QSPIN` über Kommandozeilenoptionen nicht vorgesehen ist, sind zu ihrer Veränderung kleine Modifikationen im Quelltext mit anschließender Neuübersetzung des Programmes nötig.

Soll z.B. die Genauigkeit der numerischen Integration erhöht werden, so verändert man in `qspin.cc` im Aufruf der Routine `odeint` den entsprechenden Parameter. An dieser Stelle lassen sich unter anderem auch die Abbruchbedingungen für die Integration oder die Abstände, in denen die Koordinaten in die Ausgabedateien geschrieben werden manipulieren.

Kleine Modifikationen in `qspin.cc` ermöglichen zudem z.B. das Studium der Auswirkungen von Abweichungen in der Startposition: man initialisiert dazu einfach den `Vektor3D` `Position`, der die Startposition enthält, mit (x_0, y_0, z_0) anstatt mit $(0, y_0, 0)$.

Ebenfalls fest im Quelltext eingebaut ist die Position der VDCs im ACS. Allerdings werden bei der Berechnung der VDC-Koordinaten auch die TMA-Offsets mit berücksichtigt, da man in der Regel den berechneten VDC-Durchstoßpunkt mit gemessenen Koordinaten vergleichen will. Derzeit werden dafür die Offsets der Matrix `qsdda665.mx1` verwendet. Sollen die berechneten VDC-Koordinaten mit von einer anderen Matrix bestimmten Koordinaten verglichen werden, so sind die Offsets in `qspin.cc` entsprechend zu ändern.

Um mit `QSPIN` Teilchenbahn und Spin-Dynamik in Spektrometer C statt in Spektrometer A zu berechnen, wäre hauptsächlich eine Erstellung der Spektrometer-Beschreibung, also einer Datei `SpecC.cc` analog zur Datei `SpecA.cc`, erforderlich, was aufgrund der vorhandenen Eingabedatei für `RAYTRACE` nicht allzu aufwendig sein sollte. Zusätzlich müßten Anpassungen in `qspin.cc` vorgenommen werden (Positionen in `getMagField`, Lage der VDC, Akzeptanzgrenzen und maximaler Referenzimpuls in `main`). Da Spektrometer C von Art und Anordnung der magnetischen Elemente Spektrometer A gleicht, beschränken sich die notwendigen Änderungen auf diese beiden Dateien. Die Beschreibung von Spektrometer B würde wegen des nicht verschwindenden Gradienten im Dipolfeld (Clamshell-Dipol) darüber hinaus eine Erweiterung der Klasse `Dipol` erfordern.

Anhang D

Analyse-Software

D.1 Module für Cola++

Zur Integration der HDCs und des FPPs in Cola++, die Datenanalyse-Software der A1-Kollaboration, wurden folgende Dateien¹ mit C++-Quellcode [Str91] erstellt:

`hdcPlane.h / hdcPlane.cc` enthält die Klasse `HdcPlane`, die von der Einlese der TDC-Offsets, der Odd-Even-Konfiguration und der Parameter des Driftzeit-Driftweg-Zusammenhangs in der Driftzelle bis hin zur Berechnung der Teilchendurchgangskoordinate senkrecht zur Drahtspannrichtung und eines dazugehörigen `ok`-Wertes (vgl. Abschnitt 4.6) alle Funktionen bereitstellt, die im Zusammenhang mit den einzelnen FPP-HDC-Drahtebenen stehen;

`hdcPacket.h / hdcPacket.cc` enthält die Klasse `HdcPacket`, in der für jede der 4 FPP-HDC-Drahtebenen ein Objekt vom Typ `HdcPlane` verwaltet wird, und die Funktionen zur Berechnung der Koordinaten und Winkel eines Teilchendurchgangs im HDC-Koordinatensystem und des `ok`-Wertes für das HDC-Gesamtpaket (vgl. Abschnitt 4.6) bereitstellt;

`ppo1.h / ppo1.cc` enthält Funktionen zur Transformation einer mit der VDC gemessenen Teilchenbahn vom VDC- ins HDC-Koordinatensystem (vgl. Anhang B.1), zur Berechnung der Streuwinkel (vgl. Abschnitt 5.2 und Anhang B.3) und der Koordinaten des Streupunktes (vgl. Anhang B.2) im FPP, zur Berechnung des Energieverlustes der Protonen zwischen der Fokalebene und der Mitte des Kohlenstoffanalysators (vgl. Abschnitt 5.5) und zur Berechnung der inklusiven Proton-Kohlenstoff-Analysierstärke (vgl. Abschnitt 5.6);

`ConeTest.h / ConeTest.cc` enthält eine Funktion zur Durchführung des 180°-Akzeptanztests im FPP, mit dem die Entstehung von falschen Asymmetrien an den Akzeptanzrändern der HDCs und im Bereich toter Drähte vermieden werden kann (vgl. Abschnitt 5.7 und Anhang B.4). Man beachte, daß die Eintragung neuer toter Drähte im Quelltext erfolgen muß.

Zur Bestimmung des Driftzeit-Driftweg-Zusammenhangs in den Driftzellen der FPP-HDCs (vgl. Abschnitt 4.6) aus Driftzeitspektren, die im Cola++-eigenen `hmbook`-Format vorliegen, wurde das Shellscript `NewDriftParaHM.sh` (bzw. für alle Drahtebenen auf einmal: `AllPlanesNDP_HM.sh`) geschrieben, das mit Hilfe des Programms

¹Die gleichnamigen Dateien für das Programm `Histo` (den Cola++-Vorläufer), das in dieser Arbeit zur Datenanalyse verwendet wurde, weichen in einigen Details von den Cola++-Versionen ab. Dort befinden sich z.B. die Funktionen zur Berechnung des Energieverlustes im FPP und der Analysierstärke nicht in der Datei `ppo1.cc` sondern in anderen Dateien.

`Tdc2X_HM` die Driftzeitspektren numerisch integriert und die daraus ermittelten Parameter des Polynoms, mit dem der Driftzeit-Driftweg-Zusammenhang beschrieben wird, im passenden Format für die Datei `run.db` ausgibt, die von `Cola++` zur Laufzeit eingelesen wird.

D.2 Polarisationsrückrechnung in die Streuebene

`EvCounter.h/EvCounter.cc` enthält den Quelltext für eine Bibliothek zur binieren Polarisationsberechnung im FPP. Die Klasse `ScatCount` dient zur Summation aller Größen, die zur Berechnung von \vec{x} , $P_{\kappa}^p(\vec{x})$ und $\Delta P_{\kappa}^p(\vec{x})$ in einem Bin notwendig sind (vgl. Abschnitt 6.5) und stellt Funktionen zu ihrer Berechnung (in die Struktur `ScatCalcs`) bereit. Die Art der Binierung wird in `EvCounter.h` definiert. Die Klasse `ScatCountField` repräsentiert die Gesamtheit aller Bins und stellt entsprechende Operationen zur Verfügung, z.B. das Lesen und Schreiben der Datei `SCF.dat`, aber auch die Aufnahme neuer Ereignisse.

`SCF_FitSB.cc` enthält den Quelltext für ein Programm zur Rückrechnung der Polarisation vom FPP in die Streuebene. Nach Einlesen der SCF-Datei (z.B. `SCF.dat`) werden zunächst die Größen \vec{x} , $P_{\kappa}^p(\vec{x})$ und $\Delta P_{\kappa}^p(\vec{x})$ in jedem Bin im FPP berechnet, dann daraus die Matrix A und der Vektor \vec{b} von Gleichung (6.15) gebildet und durch Invertierung von A über eine Gauss-Jordan-Elimination \vec{P}^{sp} bestimmt. Diese Fit-Prozedur erfolgt, jeweils getrennt für die helizitätsabhängigen und für helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten, zunächst ohne Randbedingungen und wird in einem zweiten Durchlauf mit den Randbedingungen $P_y^{d,sp}$ und $P_z^{s,sp} = 0$ und $P_x^{s,sp} = 0$ wiederholt.

`SCF_Fit_SB_sys_Err.cc` gleicht weitestgehend `SCF_FitSB.cc`. Das übersetzte Programm erwartet jedoch zusätzlich 10 Eingabeparameter in der Kommandozeile, mit denen alle Komponenten von \vec{x} (vgl. Gln (6.12)) zur Bestimmung der Auswirkungen von systematischen Fehlern mit einem Offset versehen werden können.

`SCF_FitSB_theo.cc` gleicht weitestgehend `SCF_FitSB.cc`. Das übersetzte Programm verwendet bei der Fitprozedur jedoch nicht die in den einzelnen Bins im FPP gemessenen Polarisationskomponenten (aber doch deren statistische Fehler), sondern die Mittelwerte der in den Feldern `N_Px_th`, `N_Py_th`, `N_Pxs_th` und `N_Pys_th` aufsummierten theoretischen Werte, die z.B. mit `MAID2000` (vgl. Abschnitt 8.9.2) in der Streuebene berechnet und mit der STM in das FPP transformiert wurden.

`SwitchPolBitsSCF.cc` enthält den Quelltext für ein Programm zur Vertauschung der Helizitätsinformationen in einer SCF-Datei.

`SCF_add.cc` enthält den Quelltext für ein Programm zur Addition zweier (gleich binierter) SCF-Dateien.

`SCF_red.cc` enthält den Quelltext für ein Programm zur Umbinierung (d.h. ganzzahligen Verkleinerung der Binanzahl) einer SCF-Datei.

Anhang E

Chronik des Polarimeter-Projektes

Maßgeblich beteiligte Personen

- bis Aug. 93 Dr. E.J.A.M. Offermann beginnt mit Vorplanung, Entwurf und Simulation (Programm POLARIS) des Fokalebene-Proton-Polarimeters (FPP),
Erstellung des „Letter of Intent“,
Proposals für A1-Experimente mit FPP (A1/2-93, A1/3-93).
- Aug. 93 – Aug. 96 Dr. Jan Lac arbeitet als Postdoc von Rutgers, State University of New Jersey, USA, am FPP-Projekt.
- Sep. 93 Beginn dieser Doktorarbeit.
- Okt. 94 – Nov. 95 Diplomarbeit von Peter König [Koe95],
- Nov. 94 – Mär. 96 Diplomarbeit von Marc Hamdorf [Ham96],
- Nov. 94 – Mai 98 Masterarbeit von Klemen Bohinc, Inst. Jožef Stefan, Ljubljana: Simulation des FPPs mit POLARIS (vgl. [Boh97]).
- Jan. 95 Dr. E.J.A.M. Offermann verläßt das Institut und beendet seine Mitarbeit an dem Polarimeter-Projekt. Seine Position wird übernommen von Dr. Hartmut Schmieden.

Erstellung der Prototyp-HDC

- Sep. 93 – Feb. 94 Entwurf und Technische Zeichnungen (Lac, Pospischil).
- März 94 Bestellung der GFK-Rahmen bei Stesalit, Lieferung im Mai 94, Aluminium-Trägerrahmen werden am Institut gefertigt.
- Mai 94 Bestellung der Platinen bei LEONARDI Electronics, Lieferung im Juli 94,
- Juli 94 – Nov 94 Aufbau der Prototyp-HDC (Pospischil, Lac),
- Dez. 94 Prototyp-HDC unter Gas, erste Hochspannungs-Tests,
- Jan. 95 Konstruktion der Vorverstärker-Adapterplatinen (König),
- Feb. 95 – Jul. 95 Tests der Prototyp-HDC im Labor mit Präparaten und Cosmics (König, Hamdorf, Lac, Pospischil).
- Apr. 95 Erster Prototyp des Rechts-Links-Verstärkers (Jennewein).
- Juli 95 Eine Drahtebene wird mit dünneren Signaldrähten bestückt (auf Anregung von Prof. Walenta und Prof. Blum auf der Detektor-Summerschool in Ljubljana).
- Okt. 95 Einbau der Prototyp-HDC oberhalb der VDCs in Spektrometer A (Hamdorf),

7. - 8. Nov. 95 Strahlzeit mit der Prototyp-HDC in Spektrometer A mit 20% Argon 80% Isobutan als Kammergas.
7. - 8. Dez. 95 Strahlzeit mit der Prototyp-HDC in Spektrometer A mit 20% Argon 80% Ethan als Kammergas.

Erstellung der Polarimeter-HDCs

- bis Dez. 94 Entwurf und Technische Zeichnungen der Rahmen (Lac, Pospischil),
- Dez. 94 Bestellung der GFK- und Trägerrahmen bei Stesalit, Lieferung im Mai 95,
- Juni 95 Bestellung der Platinen bei TService (Bratislava), Lieferung im Aug. 95,
- Juli 95 Entwurf für Segmentierung und Seitenbefestigung des Kohlenstoffanalysators, Fertigung in der USA auf Bestellung durch Rutgers, Lieferung im Aug. 95,
- Aug. - Sep. 95 Bekleben der Drahtrahmen mit Platinen und Ankleben der Seitenleisten an die Kohlenstoffblöcke (Blaum, Denninger)
- Jan. - Feb. 96 Kleben der Kathoden- und Gasabschluß-Folien,
- März - Mai 96 Spannen der Signal- und Potentialdrähte (Pospischil, Lac, Xiao-Qing Wu),
- Apr. 96 Neukonstruktion der Adapterplatinen für die Vorverstärker (Pospischil, Reinemann),
Lieferung im Juli 96, Bestückung im Aug. 96 (Pepa Olmos)
- Juni 96 Vermessung der Drahtpositionen; Konstruktion des Distanz-Rahmens (Pospischil), Bestellung bei Frank & Hoffmann, Lieferung im Sep. 96,
- Juli 96 Fertigstellung der Odd-Even-Verstärker (Jennewein, Pepa Olmos), Zusammenbau der Kammern, Anbringung der Spannvorrichtungen,
- Aug. 96 Spülen mit Kammergas, Reparatur eines Gaslecks, erste HV-Tests; Fertigstellung des TDC 2001-Systems (Weindel, Clawiter),
- Sep. 96 Anbau und Verkabelung der Elektronik an die Kammer (Krambrich, McIntyre, Pospischil),
- Okt. 96 Inbetriebnahme des HDC-Paketes und der Auslese-Elektronik im Detektorlabor,
- Nov. 96 Einbau der HDCs und des Kohlenstoffanalysators ins Abschirmhaus von Spektrometer A (Frank, Pospischil, Jung); Aufbau und Anschluß der Gas- und Stromversorgung und der Auslese-elektronik (McIntyre, Pospischil, Jung).

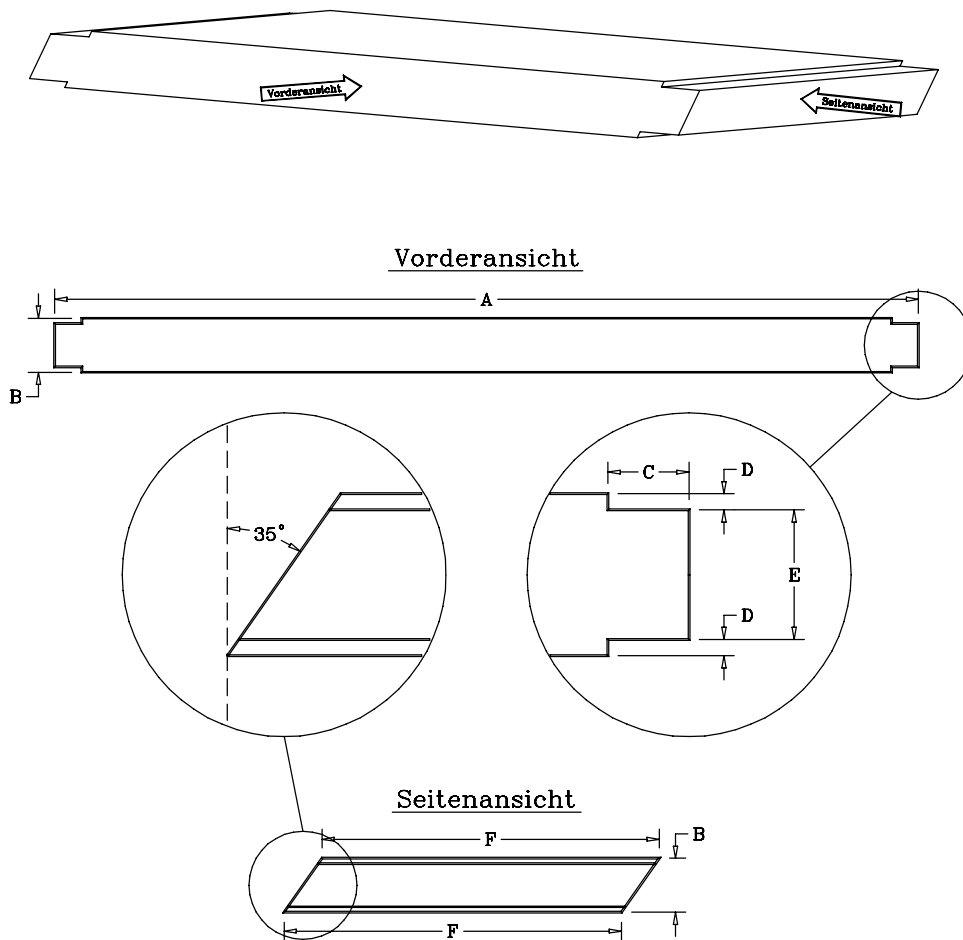
Strahlzeiten mit dem FPP

4. – 5. Dez. 96 Strahlzeit zur Inbetriebnahme der HDCs auf Spektrometer A mit elast. Protonen aus der Reaktion $\text{CH}_2(e, e'p)$, Effizienzmessungen mit und ohne Kohlenstoffanalysator, Oszilloskopbilder des Rechts-Links-Verstärker Signals,
18. – 23. Dez. 96 Raten-, Strom- und Effizienztests der HDC während einer $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ -Strahlzeit,
7. – 9. Jan. 97 $^{16}\text{O}(e, e'\vec{p})$ -Strahlzeit als Pilot-Messung für das Rutgers-Proposal A1/2-93.
29. – 31. Jan 97 Erste Strahlzeit mit polarisiertem Elektronenstrahl, elast. Protonen aus $\text{CH}_2(\vec{e}, e'\vec{p})$ durch Mitte und Seite der Winkelakzeptanz von Spektrometer A.
- Feb. 97 Wegen gerissenen Spektrometer-Vakuumaustrittsfensters fällt die zu diesem Zeitpunkt geplante FPP-Strahlzeit aus.
- März – Juli 97 Erstellung von Analyse-Software für das FPP (Pospischil), damit Analyse der (statistisch ungenügenden) Januar-Daten; wegen Problemen mit der polarisierten Elektronen-Quelle ist in diesem Zeitraum keine FPP-Strahlzeit möglich.
- Mai 97 Ausbau des FPP aus dem Abschirmhaus (Pospischil, Bartsch), da der Čerenkov-Detektor bei einer Strahlzeit gebraucht wird.
- Ende Juli 97 Wiedereinbau des FPP in Spektrometer A.
4. – 11. Aug. 97 „Spintrace“-Strahlzeit: elastische Protonen aus $\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})$ verteilt über die Akzeptanz von Spektrometer A zur Messung der Spinpräzession,
19. – 25. Aug. 97 „N- Δ -I“-Strahlzeit: Δ^+ -Produktion über $\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik,
23. – 29. Sep. 97 Strahlzeit: Vermessung der Elektronenspinneigung in der Spektrometer-Halle als Funktion der MAMI-Energie mit elastischer Streuung $\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})$,
20. – 26. Okt. 97 N- Δ -Strahlzeit: Δ^+ -Produktion über $\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ rechts und links von \vec{q} ,
- Dez. 97 – Jan. 98 Erstellung des Programms QSPIN zur Simulation der Spinpräzession im Spektrometer (Pospischil),
- 28.1. – 4.2. 98 „N- Δ -II“-Strahlzeit: Δ^+ -Produktion über $\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik und rechts und links von \vec{q} ,

Anhang F

Technische Daten

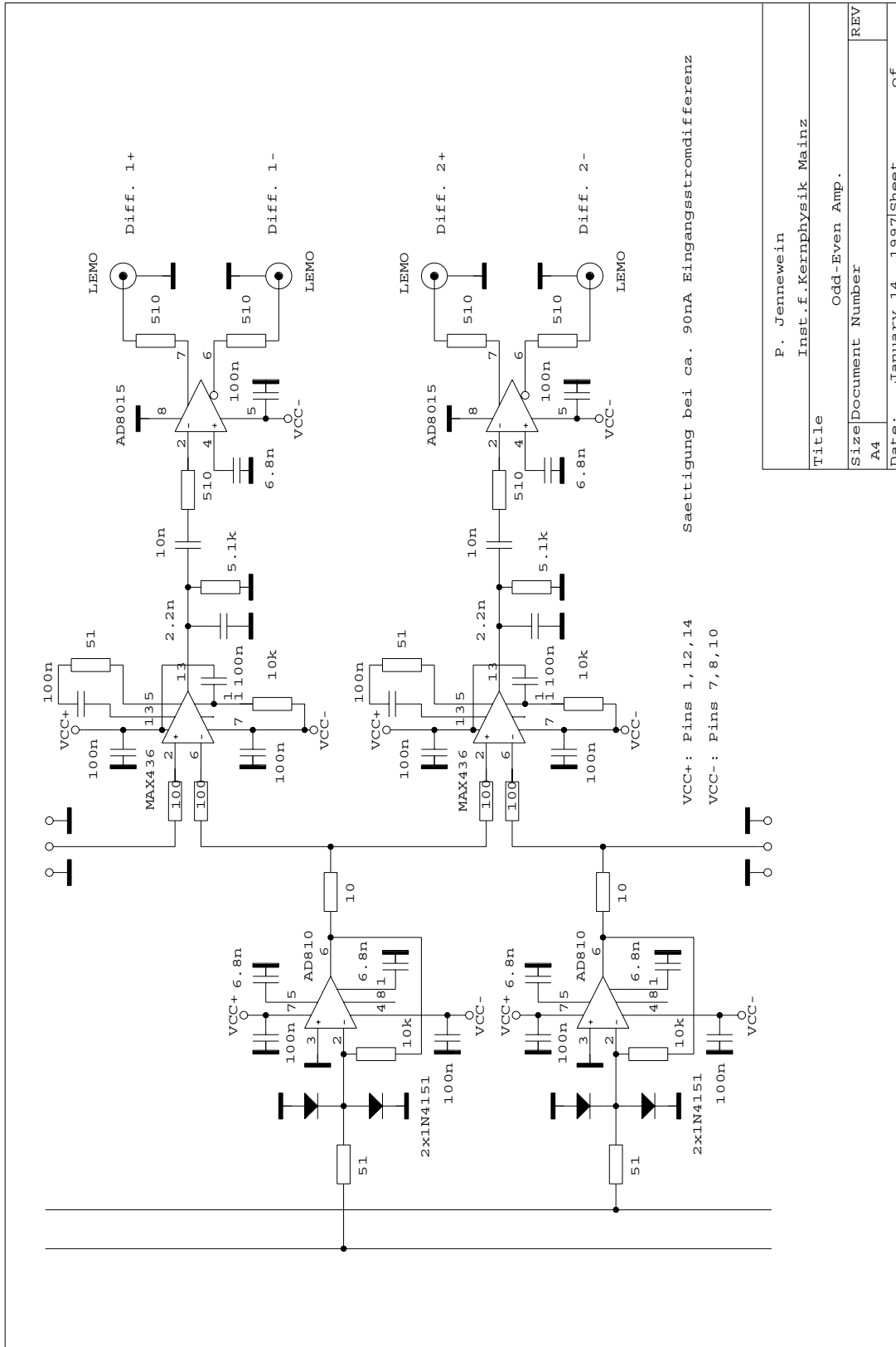
F.1 Segmente des Kohlenstoff-Analysators



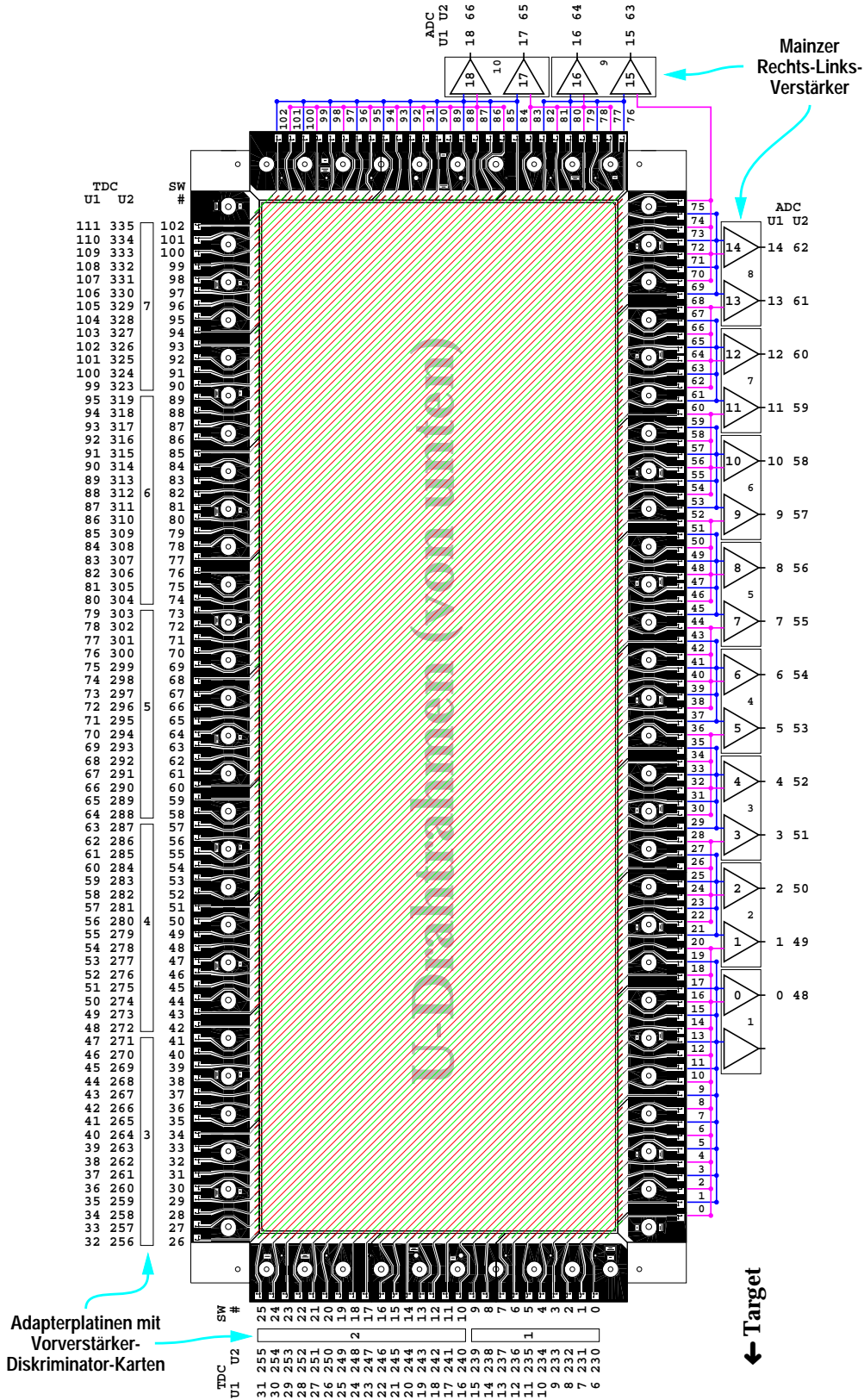
BLOCK-TYP	Abmessungen (mm)						Gewicht (kg)	notwendige Anzahl	Ersatz
	A	B	C	D	E	F			
4cm-Schicht	640	40	20	4	32	259.5	11.15	8	2
2cm-Schicht	640	20	20	2	16	519.5	11.16	4	2
1cm-Schicht	640	10	10	1	8	519.5	5.62	4	2

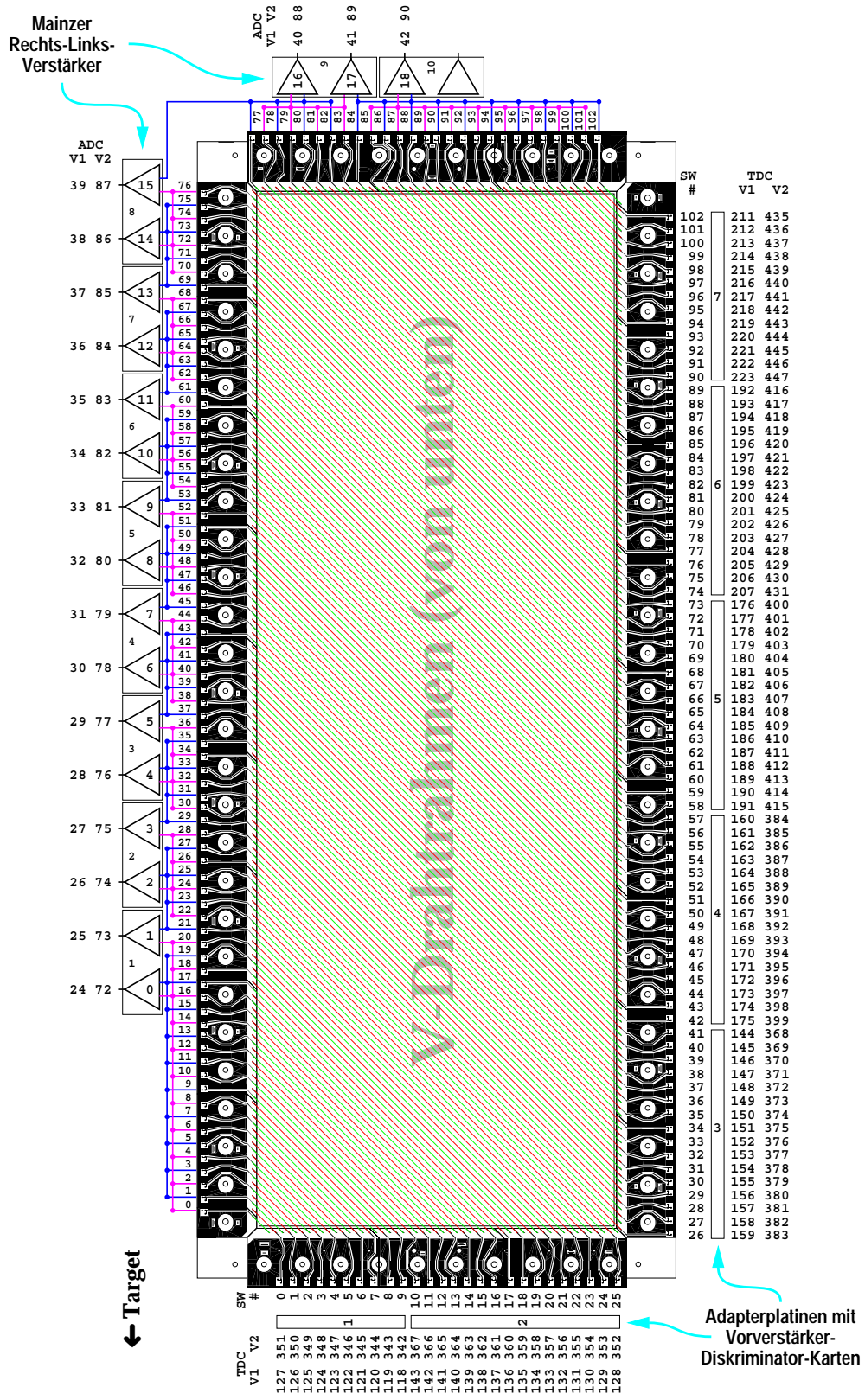
Material: ^{12}C , Dichte 1.7 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, Oberflächen lackiert

F.2 Schaltplan des Rechts-Links-Verstärkers



F.3 FPP-HDCs: Auslese der Drahtebenen





F.4 FPP-HDCs: Drahtpositioniergenauigkeit

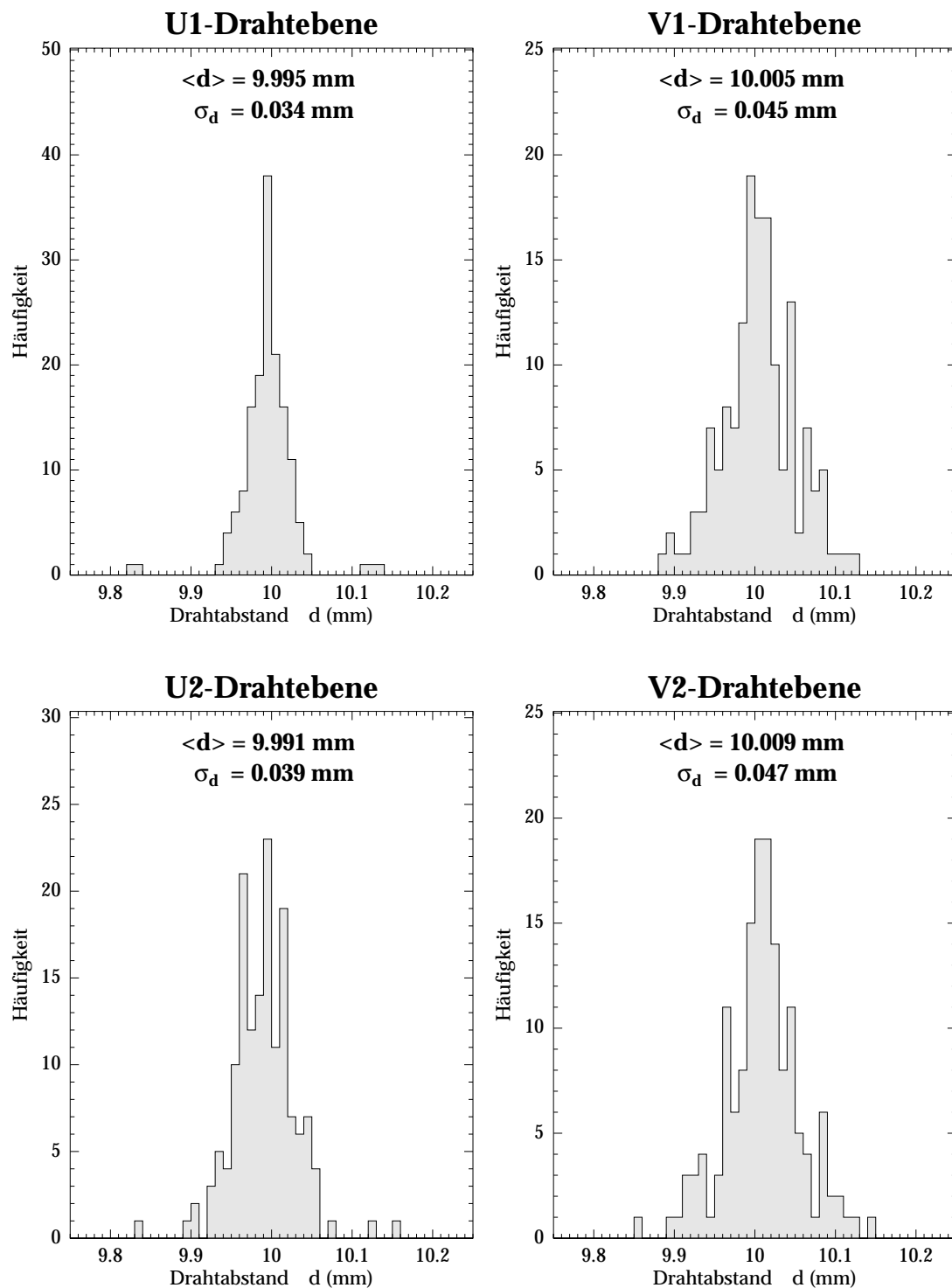
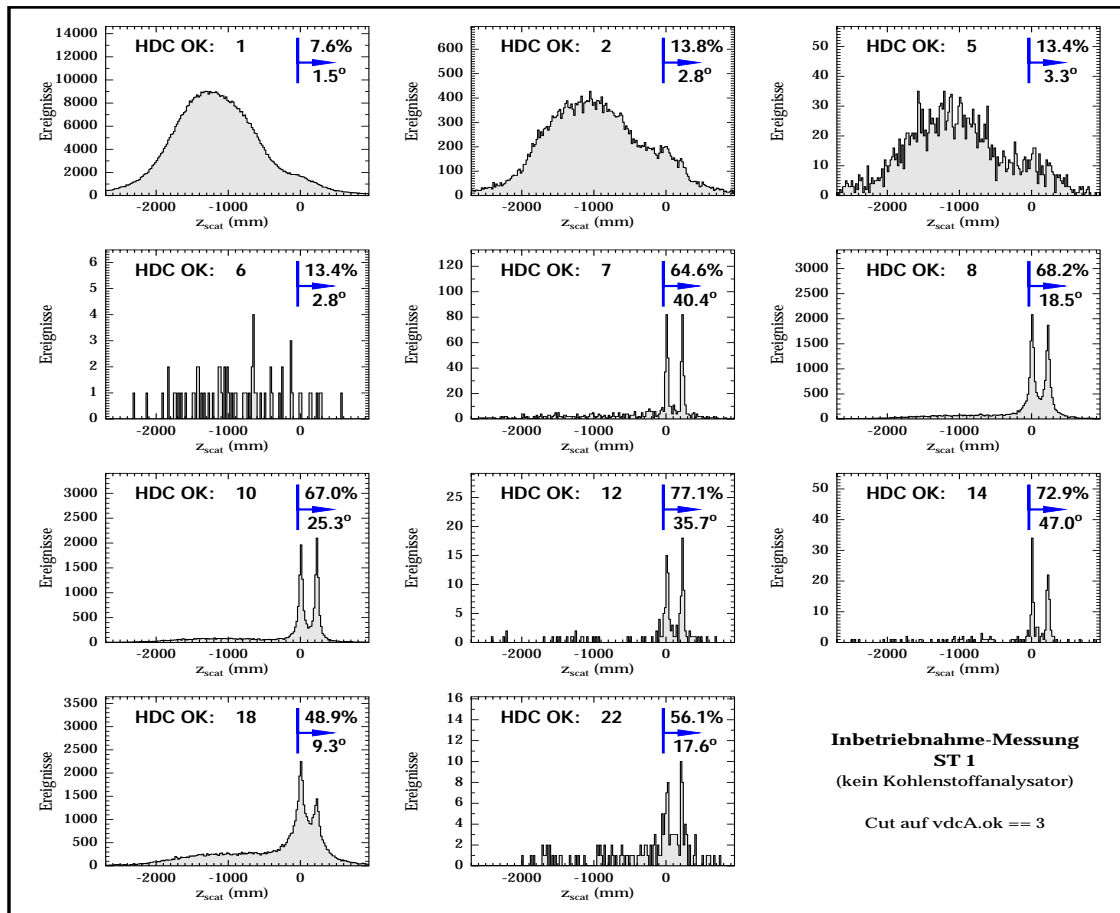


Abb. F.5: Häufigkeitsverteilung der Drahtabstände in der Mitte der 4 Drahtebenen der FPP-HDCs, gemessen mit der institutseigenen Drahtpositions-Meßmaschine [Mau93].

F.5 Fehlerträchtigkeit der HDC-OK-Typen



In Abschnitt 5.2 wird gezeigt, daß eine fehlerhaft bestimmte Teilchen-Durchgangs-coordinate in einer der HDC- oder VDC-Ebenen bei dem betreffenden Ereignis eine Streuung in der jeweils anderen Doppelkammer desselben Kammerpaketes vor-täuscht. Dieser Umstand kann benutzt werden, um die Fehlerträchtigkeit der ver-schiedenen HDC-OK Ereignistypen (vgl. Abschnitt 4.6) zu bestimmen.

Dazu ist in obiger Abbildung die Häufigkeitsverteilung von z_{scat} , der z-Koordinate der errechneten Streuorte, getrennt für die verschiedenen HDC-OK Ereignistypen aufgetragen (die HDC U1-Ebene liegt bei $z_{scat}=0$). Bei der gezeigten FPP-In-betriebnahmemessung ohne Kohlenstoffanalysator sollten fast alle echten Streuungen in den Szintillator-Ebenen ($-190 \text{ cm} \leq z_{scat} \leq -40 \text{ cm}$) stattfinden, da diese verglichen mit den Driftkammern eine sehr viel größere Massenbelegung haben. Der Prozent-satz der Streuereignisse mit Streuort im Bereich der HDCs ($z_{scat} > -4 \text{ cm}$), die größtenteils durch HDC-Fehler vorgetäuscht sind, ist in der rechten oberen Ecke je-des Histogramms angegeben. Je größer dieser Wert ist, desto fehlerträchtiger ist der zugehörige Ereignistyp. Der darunter angegebene mittlere „Streuwinkel“ der in die-sem Bereich zumeist vorgetäuschten Streuereignisse ist proportional zur mittleren Größe der zugrunde liegenden Ortsfehler.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Lageplan des Beschleunigers und der Experimentierhallen	3
2.2	Drei-Spektrometer-Anlage an MAMI	4
2.3	Standard-Detektoren im Abschirmhaus von Spektrometer A	6
2.4	Wasserstoff-Kryotarget	9
3.1	Skizze zum Einfluß der LS-Kopplung in der starken Streuung	14
3.2	Kinematik der Proton-Kohlenstoff-Streuung	15
3.3	Analysierstärke als Funktion von T_{CC} und Θ_s	17
3.4	Schema des FPPs im Abschirmhaus von Spektrometer A	19
3.5	Kohlenstoff-Analysator	21
4.1	Geometrie von Zählrohr, MWPC und HDC	23
4.2	Funktionsweise einer Horizontalen Driftkammer	25
4.3	Feldverteilung in der HDC-Driftzelle	28
4.4	Ionisationslawine am Signaldraht	29
4.5	Problem der Rechts-Links-Entscheidung	30
4.6	Influenzierte Signale auf Signal- und Potentialdrähten	32
4.7	Blockschaltbild des Mainzer Rechts-Links-Verstärkers	34
4.8	Ausgangs-Signale des Mainzer Rechts-Links-Verstärkers	36
4.9	Schnittzeichnung der Prototyp-HDC	37
4.10	Prototyp-HDC im Abschirmhaus von Spektrometer A	39
4.11	Meßergebnisse mit der Prototyp-HDC in Spektrometer A	40
4.12	Rechts-Links-Signal als Funktion des Ortes in der Driftzelle	42
4.13	Einteilung der Prototyp-HDC in 2 Odd-Even-Sektoren	44
4.14	Ortsbestimmung der Prototyp-HDC gegen die der VDC	46
4.15	Skizze der FPP-HDCs von oben in Spektrometer A	47
4.16	Seitlicher Schnitt durch FPP-HDCs und Kohlenstoff-Analysator	48
4.17	Layout einer Ausleseplatine für die V-Drahtebene	50
4.18	Schaltungschema der FPP-HDC-Signaldraht-Auslese	53
4.19	Rechts-Links-Verstärker-Platine	54
4.20	Gassystem der FPP-HDCs	55
4.21	Photo des Fokalebene-Proton-Polarimeters in Spektrometer A	56
4.22	Ausleuchtung der HDC-Ebenen	57
4.23	FPP-HDC Rohspektren	58
4.24	FPP-HDC Nachweiswahrscheinlichkeit	61
4.25	FPP-HDC Effizienz als Funktion von x_{cell} und θ_u	62
4.26	Driftzeit-Driftweg-Zusammenhang in der HDC-Driftzelle	64
5.1	Koordinatensysteme im Abschirmhaus von Spektrometer A	68
5.2	Verteilung der Streupunkte im FPP	71

5.3	Verteilungen von Θ_s und Φ_s bei einer FPP-Messung	74
5.4	Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten im FPP	76
5.5	Analysierstärke für Streuungen größer 20 Grad	82
5.6	FPP-Akzeptanz-Test	84
5.7	Falsche Asymmetrien im FPP	86
6.1	Koordinatensysteme in Spektrometer A	93
6.2	Bahnen außerhalb der Mittelebene von Spektrometer A	96
6.3	Proton-Spin-Präzession in Spektrometer A	100
7.1	Schematische Darstellung der Spintrace-Messungen	112
7.2	Ausleuchtung von Spektrometer A bei den Spintrace-Messungen	114
7.3	E_{miss} , p_{miss} und t_{AB} bei den Spintrace-Messungen	117
7.4	Φ_s -Asymmetrie im FPP bei einer elastischen $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Messung	118
7.5	Proton-Polarisation im FPP als Funktion der Spektrometer-Target-Koordinaten	122
7.6	Gemessene Strahlpolarisation bei den ST2- und ST3-Messungen	130
7.7	Strahlpolarisation in der A1-Halle als Funktion der Strahlenergie	132
7.8	$\frac{g_p}{2} G_E^p / G_M^p$ aus den Spintrace-Messungen	134
8.1	Skizze der Δ^+ -Anregung im einfachen Konstituentenquarkmodell	137
8.2	Feynman-Diagramme 1. Ordnung in der Pion-Elektroproduktion	140
8.3	$p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ -Streu kinematik	142
8.4	Schematische Darstellung der „N- Δ “-Messungen	147
8.5	Untergrundreduktion bei den „N- Δ “-Messungen	149
8.6	Akzeptanzen in W , Q^2 und ϵ bei den „N- Δ “-Messungen	152
8.7	$\pi^0 p$ -Multipole als Funktion von W und Q^2 nach MAID2000	154
8.8	Rückstoßpolarisation als Funktion von W , Q^2 und ϵ nach MAID2000	155
8.9	\vec{p}_p und \vec{q} in Spektrometer A bei den „N- Δ “-Messungen	156
8.10	Akzeptanzen in Θ_{pq}^{lab} und Φ bei den „N- Δ “-Messungen	158
8.11	Asymmetrien im FPP bei den „N- Δ “-Messungen	162
8.12	Gemessene „N- Δ “-Rückstoßpolarisation als Funktion von W und Θ_{pq}	168
8.13	Vergleich gemessener „C2/M1“-Verhältnisse	171
8.14	Gemessene „N- Δ “-Rückstoßpolarisation im Vergleich mit MAID2000	173
A.1	Lage der Spektrometer-Target-Koordinatensysteme und der Teilchenimpulse bei $(e, e'p)$ -Experimenten im A1-Hallenkoordinatensystem	182
A.2	Kinematik bei Streuexperimenten vom Typ $(e, e'p)$	183
B.1	DVH-Koordinaten bei optimierten Transformationsparametern	187
C.1	QSPIN : Koordinatensysteme am Quadrupol von Spektrometer A	196
C.2	QSPIN : Koordinatensysteme am Sextupol von Spektrometer A	198
C.3	QSPIN : Koordinatensysteme am Dipol 1 von Spektrometer A	201

C.4	QSPIN : Koordinatensysteme am Dipol 2 von Spektrometer A	202
C.5	QSPIN : 13-Punkte-Gitter zur numerischen Ableitung	203
C.6	QSPIN - und RAYTRACE -Bahnen in der Spektrometer-Mittelebene . . .	205
C.7	Graphische Darstellung der QSPIN -Rechnung	210
F.1	Segmente des Kohlenstoff-Analysators	221
F.2	Schaltplan des Rechts-Links-Verstärkers	222
F.3	Anschlußbelegung bei Auslese der U-Drahtrahmen	223
F.4	Anschlußbelegung bei Auslese der V-Drahtrahmen	224
F.5	Drahtpositioniergenauigkeit bei den FPP-HDCs	225
F.6	Fehlerträchtigkeit der HDC-OKs	226

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften der drei Magnetspektrometer	5
2.2	Spektrometer-Detektorsysteme	7
4.1	HDC-OK Klassifikationen	59
5.1	Energieverlust der Protonen im FPP	79
5.2	Analysierstärke für Streuungen größer 20 Grad	81
5.3	Koeffizienten der Analysierstärke-Parametrisierung	83
6.1	TMA-Koeffizienten 1. Ordnung von Spektrometer A	98
7.1	Elastische $p(\vec{e}, e'\vec{p})$ -Streukinematiken	111
7.2	Settings der „Spintrace“-Messungen	113
7.3	Polarisation im FPP bei den Spintrace-Messungen	119
7.4	Polarisation in der Streuebene bei den Spintrace-Messungen nach Fit ohne Randbedingungen	124
7.5	Polarisation in der Streuebene bei den Spintrace-Messungen nach Fit mit Randbedingung	125
7.6	Fortpflanzung systematischer Fehler bei den ST2-Messungen	127
8.1	Multipole in der Pion-Elektroproduktion	139
8.2	„N- Δ “-Strahlzeiten	148
8.3	„N- Δ “-Rückstoßpolarisation bei Abweichung von der parallelen Kine- matik nach MAID2000	159
8.4	Gemessene „N- Δ “-Rückstoßpolarisation	163
8.5	Systematische Fehler bei den „N- Δ “-Messungen	164
8.6	Akzeptanzkorrektur der gemessenen „N- Δ “-Rückstoßpolarisation	167
C.1	Koordinatenvergleich: Inverse TMA, QSPIN und RAYTRACE	206

Literaturverzeichnis

- [Ald72] J.C. Alder et al.: π^0 Electroproduction at the first resonance at momentum transfers $q^2 = 0.6, 1.0$ and 1.56 GeV^2 ;
Nucl. Phys. **B 46** (1972) 573–592.
- [Amr94] A. Amroun et al.: ^3H and ^3He electromagnetic form factors;
Nucl. Phys. **A 579** (1994) 596.
- [Apr83] E. Aprile-Giboni et al.:
Proton-Carbon analyzing power between 95 and 570 MeV;
Nucl. Instr. and Meth. **215** (1983) 147–157.
- [Arn81] R. G. Arnold, C. E. Carlson and F. Gross: Polarization transfer in elastic electron scattering from nucleons and deuterons;
Phys. Rev. **C 23** (1981) 363–374.
- [Arn96] R.A. Arndt, I.I. Strakovsky and R.L. Workman:
Updated resonance photodecay amplitudes to 2 GeV;
Phys. Rev. **C 53** (1996) 430–440.
- [Aul94] K. Aulenbacher: Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem;
Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994.
- [Aul97] K. Aulenbacher et al.: The MAMI source of polarized electrons;
Nucl. Instr. and Meth. **A 391** (1997) 498-506.
- [BMT59] V. Bargmann, L. Michel and V.L. Telegdi: Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field;
Phys. Rev. Lett. **2** No. 10 (1959) 435–437.
- [Bak96] D.H. Barkuff: Dissertation (über das FPP an MIT-Bates);
University of Virginia (1996).
- [Bar96] P. Bartsch: Design eines Møllerpolarimeters für die 3-Spektrometeranlage
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Bae74] K. Bätzner et al.: π^0 Electroproduction at the $\Delta(1236)$ resonance at a four momentum transfer of $q^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$;
Nucl. Phys. **B 76** (1974) 1–14.
- [Bec65] C. Becchi and G. Morpurgo:
Vanishing of the $E2$ part of the $N_{33}^* \rightarrow N + \gamma$ amplitude in the Non-Relativistic Quark Model of "Elementary" Particles;
Phys. Lett. **17** No. 3 (1965) 352–354.
- [Bec97] R. Beck, H.P. Krahn et al.: Measurement of the $E2/M1$ Ratio in the $N \rightarrow \Delta$ Transition using the reaction $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$;
Phys. Rev. Lett. **78** No. 4 (1997) 606-609.

- [Bec99] J. Becker et al.: Determination of the neutron electric form factor from the reaction ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{e}, e'n)$ at medium momentum transfer; Eur. Phys. J. **A 6** (1999) 329–344.
- [Bec00] R. Beck, H.P. Krahn et al.: Determination of the $E2/M1$ Ratio in the $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$ transition from a simultaneous measurement of $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$ and $p(\vec{\gamma}, \pi^+)n$; Phys. Rev. **C 61** (2000) 035204.
- [Ber75] F. Berends and A. Donnachie: A multipole analysis of pion photoproduction in the first resonance region; Nucl. Phys. **B 84** (1975) 342.
- [Ber88] K. Bermuth, D. Drechsel and L. Tiator: Photoproduction of delta and Roper resonances in the cloudy bag model; Phys. Rev. **D 37** No 1 (1988) 89–100.
- [Ber90] M. Berz: Computational aspects of optics design and simulation: COSY INFINITY; Nucl. Instr. and Meth. **A 298** (1990) 473–479.
- [Ber00] J. Bermuth: Dissertation; Institut für Physik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Bia97] S. Biagi: MAGBOLTZ, a program to compute drift properties of electrons in gases; Version 1.15, Liverpool, 1997.
- [Bla97] G. Blanpied et al.: $N \rightarrow \Delta$ Transition from Simultaneous Measurements of $p(\vec{\gamma}, \pi)$ and $p(\vec{\gamma}, \gamma)$; Phys. Rev. Lett. **79** No 22 (1997) 4337–4340.
- [Blo93] K.I. Blomqvist et al.: Measurement of $E2/C2$ contributions in $N \rightarrow \Delta$ transition through the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction; MAMI-proposal A1/3-93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Blo98] K.I. Blomqvist et al.: The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI Nucl. Instr. and Meth. **A 403** (1998) 263–301.
- [Blu93] W. Blum and L. Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers; Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993.
- [Boh97] K. Bohinc: Simulacija delovanja protonskega polarimetra v elektronskih koincidenčnih eksperimentih; Master Thesis, Fac. of math. and phys., University of Ljubljana, 1998, und K. Bohinc: Simulation of the proton polarimeter operation in the focal plane of a magnetic spectrometer; Internal Report, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.
- [Bra92] S. Brandt: Datenanalyse; 3. Aufl., BI-Wissenschafts-Verl., Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, 1992.

- [Bro84] David Brown: Low-noise amplifier for resolving the right-left ambiguity in drift chambers;
Nucl. Instr. and Meth. **226** (1984) 405-410.
- [Buc97] A. J. Buchmann, E. Hernández and A. Faessler:
Electromagnetic properties of the $\Delta(1232)$;
Phys. Rev. **C 55** No. 1 (1997) 448-463.
- [Cas90] J.R. Cash and A.H. Karp:
ACM Transactions on Mathematical Software;
Vol. 16, pp 201–222, 1990
- [Cha56] O. Chamberlain et al.: Experiments with 315-Mev Polarized Protons.
I. Elastic Scattering by Complex Nuclei;
Physical Review **102**-6 (1956) 1659–1675
- [Cha68] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and Č. Zupančič: The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles;
Nucl. Instr. and Meth. **62** (1968) 262–268.
- [Cla95] N. Clawiter: Das TDC-2001 System des A1-Experiments: Aufbau und erste Testmessungen;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Cra71] R. L. Crawford: Electroproduction of the P_{33} Resonance;
Nucl. Phys. **B 28** (1971) 573–593.
- [Dis90] M.O. Distler: Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990.
- [Dis96] M.O. Distler:
Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff an der Schwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [dps99] T. Pospischil:
`data2ps` – Programm zur Darstellung von Meßdaten in Postscript;
Version 1.01, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1999.
- [Dre92] D. Drechsel and L. Tiator: Threshold pion photoproduction on nucleons;
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449–497.
- [Dre99] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov and L. Tiator:
A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Proton up to 1 GeV;
Nucl. Phys. **A 645** (1999) 145-174.
- [Els00] D. Elsner: Diplomarbeit;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Ebb97] A. Ebbes: Vergleichende Bewertung von Frontend-Hardware und Betriebssystem-Software für die Datenerfassung bei Experimenten an der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.

- [Ehr72] H. Ehrenberg et al.: Die Elektronenstreu-Apparatur am Mainzer 300 MeV-Elektronen-Linearbeschleuniger;
Nucl. Instr. and Meth. **105** (1972) 253.
- [Ewa96] I. Ewald: Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Fio96] M. Fiolhais, B. Golli, S. Širca:
The role of the pion cloud in electroproduction of the $\Delta(1232)$;
Phys. Lett. **B 373** (1996) 229–234.
- [Fis78] J. Fischer, H. Okano and A.H. Walenta:
Spatial distribution of the avalanche in proportional counters;
Nucl. Instr. and Meth. **151** (1978) 451.
- [Fri95] J.M. Friedrich: Akzeptanzmessungen an der 3-Spektrometer-Anlage;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Fri00] J.M. Friedrich: Dissertation;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Gal72] S. Galster et al.: Coincidence Experiment on Inelastic Electron-Proton Scattering in the Region of the $\Delta(1236)$ at $q^2 = -0.35$ and -1.0 (GeV/c)²;
Phys. Rev. **D 5** No 3 (1972) 519–527.
- [Gea71] C.W. Gear:
Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations;
Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1971
- [Gei94] R. Geiges and K. Merle: A High Resolution TDC Subsystem;
Transactions on Nuclear Science **Vol 41**, No. 1, 1994.
- [Gla79] S. L. Glashow: The unmellisonant quark;
Physica **96 A** (1979) 27–30.
- [Gro00] S. O. Grözinger: Absoluteichung des Protonen-Polarimeters der A1-Spektrometeranlage;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Ham96] M. Hamdorf:
Test der Prototyp-HDC für das Polarimeter unter Strahlbedingungen;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Hae87] O. Häusser et al.: A highly efficient polarimeter for the medium resolution spectrometer at Triumpf;
Nucl. Instr. and Meth. **A 254** (1987) 67–74.
- [Hei73] J. Heintze and A.H. Walenta: A multiwire drift chamber with high space and time resolution Nucl. Instr. and Meth. **111** (1973) 461.

- [Her76] H. Herminghaus: The design of a cascaded 800 MeV, normal conducting c.w. racetrack microtron;
Nucl. Instr. Meth. **138** (1976) 1-12.
- [Her99] C. Herberg, M. Ostrick et al.: Determination of the neutron electric form factor in the $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ reaction and the influence of nuclear binding;
Eur. Phys. J. **A 5** (1999) 131–135.
- [Isg82] N. Isgur, G. Karl and R. Koniuk:
D waves in the nucleon: A test of color magnetism;
Phys. Rev. **D 25** No. 9 (1982) 2394–2398.
- [Jah94] Jahresbericht 1992/93; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Jah98] Jahresbericht 1996/97; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Jac83] John David Jackson: Klassische Elektrodynamik;
2. Auflage, Verlag Walter de Gruyter, Berlin, New York (1983).
- [Jea79] B. Jean-Marie, V. Lepeltier and D. L'Hôte:
Systematic measurement of electron drift velocity and study of some properties of four gas mixtures: A-CH₄, A-C₂H₄, A-C₂H₆, A-C₃H₈;
Nucl. Instr. Meth. **159** (1979) 213–219.
- [Jon86] K.W. Jones et al.: Energy dependence of deformation parameters in the $^{12}\text{C}(\vec{p}, p')^{12}\text{C}$ reaction;
Phys. Rev. **C 33** (1986) 17-21.
- [Jon00] M.K. Jones et al.: G_{Ep}/G_{Mp} ratio by polarization transfer in $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$;
Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1398–1402.
- [Jor94] D. V. Jordan: A Separation of the Longitudinal and Transverse Structure Functions in the $D(e, e'p)n$ Reaction;
Dissertation, MIT (1994)
- [Kae83] G. Kälbermann and J. M. Eisenberg:
Pion photoproduction in the $\Delta(1232)$ region and chiral bag models;
Phys. Rev. **D 28** No 1 (1983) 71–78.
- [Kah93] M. Kahrau:
Aufbau der vertikalen Driftkammern des Spektrometers C an MAMI;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Kal97] F. Kalleicher et al.: The determination of σ_{LT}/σ_{TT} in electro-pion-production in the Δ -resonance region;
Z. Phys. **A 359** (1997) 201–204.
- [Kei97] V. Keiner: Electromagnetic N- Δ transition form factors in a covariant quark-diquark model;
Z. Phys. **A 359** (1997) 91-97.
- [Kel99] J.J. Kelly: Measuring longitudinal amplitudes for electroproduction of pseudoscalar mesons using recoil polarization in parallel kinematics;
Phys. Rev. **C 60** (1999) 054611.

- [Koe95] P.R. König: Optimierung einer horizontalen Driftkammer mit Potentialdrahtauslese zum Bau eines Proton-Polarimeters im Abbildungsbereich eines magnetischen Spektrometers;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Kor95] M. Korn:
Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Kow87] S. Kowalski and H.A. Enge: The ion-optical program RAYTRACE;
Nucl. Instr. and Meth. **A 258** (1987) 407.
- [Kra95] H. Kramer: Grundlagen für das Steuerungs- und Überwachungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage am Elektronenbeschleuniger MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Kry96] K.W. Krygier: Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-Spektrometer-Anlage;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Kun96] V. Kunde: Aufbau des Experimentsteuerungssystems der Dreispektrometeranlage und Messung von $^{12}\text{C}(e,e'x)$ mit der BGO-Kristallkugel;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Leb98] M. Leberig: Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mott-Polarimeters;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Lie99] A. Liesenfeld: Dissertation;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Mau93] R.W. Maurer: Drahtpositionsmessung für vertikale Driftkammern der Drei-Spektrometeranlage;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [May84] T. Mayer-Kuckuk: Kernphysik: Eine Einführung;
4. Auflage, Teubner, Stuttgart (1984).
- [McN85] M.W. McNaughton et al.:
The p-C analyzing power between 100 and 750 MeV;
Nucl. Instr. and Meth. **A 241** (1985) 435-440.
- [Mil99] B.D. Milbrath et al.: Comparison of Polarization Observables in Electron Scattering from the Proton and Deuteron;
Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2221 und Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 452.
- [Mis69] C. Mistretta et al.: Coincidence Measurements of Single-Pion Electroproduction near the $\Delta(1236)$ Resonance;
Phys. Rev. **184** (1969) 1487-1507.

- [Mal00] S. Malov et al.:
Polarization transfer in the $^{16}\text{O}(\vec{e}, e'\vec{p})^{15}\text{N}$ Reaction;
arXiv:nucl-ex/0001007 v2 22. Apr. 2000.
- [Mat85] M. Matoba et al.: Three dimensional Monte Carlo simulation of the electron avalanche around an anode wire of a proportional counter;
IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 541
- [Mer99] C. Mertz et al.: Search for Quadrupole Strength in the Electro-excitation of the $\Delta^+(1232)$;
nucl-ex/9902012, submitted to Phys. Rev. Lett. (1999).
- [Mot29] N.F. Mott: The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei;
Proc. Roy. Soc. **A 124** (1929) S. 425
- [Mot65] N.F. Mott and H.S.W. Massey: The Theory Of Atomic Collisions;
Clarendon Press, Oxford, 1965, Kap. IX, S. 215-216
- [Off91] E.A.J.M. Offermann et al.:
Construction of a focal-plane proton polarimeter;
Letter of Intent, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1991
- [Off92] E.A.J.M. Offermann: Towards spin degrees of freedom in $(e, e'p)$;
5th Indian-summer school on the intermediate energy physics,
Sázava, Czechoslovakia, 9/1992
- [Ost99] M. Ostrick, C. Herberg et al.: Measurement of the Neutron Electric Form Factor $G_{E,n}$ in the Quasifree $^2\text{H}(\vec{e}, e'\vec{n})p$ Reaction;
Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 276–279.
- [Pei84] A. Peisert and F. Sauli:
Drift and diffusion of electrons in gases, a compilation;
Erratum to CERN (1984).
- [Per90] D. H. Perkins: Hochenergiephysik;
Addison-Wesley, Bonn, München, u.a. (1990).
- [Pos93] T. Pospischil: Entwicklung und Aufbau eines Systems zur Justierung des Targets bei Koinzidenzexperimenten mit Elektronen und Konsequenzen von Ungenauigkeiten für die Separation der Strukturfunktionen;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Pos98] T. Pospischil: `qsdda665.doc`;
Interner Statusbericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Pre95] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling and B.P. Flannery:
NUMERICAL RECIPES IN C: The art of scientific computing;
online: <http://world.std.com/~nr>, software version 2.06,
ISBN 0-521-43108-5, corrected reprint of Second Edition, 1995.
- [Ram21] C. Ramsauer: Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen;
Ann. Phys. **66** (1921) 546.

- [Ram39] S. Ramo: Currents induced in electron motion;
Proc. IRE **27** (1939) 584.
- [Ran82] R.D. Ransome et al.: Measurement of the p-C analysing power between 100 and 750 MeV and the p-Be analysing power at 780 MeV,
Nucl. Instr. and Meth. **201** (1982) 315–321.
- [Ra82] R.D. Ransome et al.:
A polarimeter for protons between 100 and 800 MeV;
Nucl. Instr. and Meth. **201** (1982) 309–313.
- [Ras89] A. S. Raskin and T. W. Donnelly:
Polarization in Coincidence Electron Scattering from Nuclei;
Ann. Phys. **191** (1989) 78–142.
- [RAY87] S. Kowalski and H.A. Enge: RAYTRACE; Programmdokumentation,
Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1987.
- [Ric94] A.W. Richter: Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $H(e, e' \pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Roh98] D. Rohe: Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} an ${}^3\vec{H}e$ mit dem A1-Elektronenspektrometer;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Roh99] D. Rohe et al.: Measurement of the neutron electric form factor G_{en} at 0.67 (GeV/c)^2 via ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$;
Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4257.
- [Ros50] M.N. Rosenbluth:
High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons;
Phys. Rev. **79** (1950) 615.
- [Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911) 669.
- [Sac62] R. G. Sachs:
High Energy Behaviour of Nucleon Electromagnetic Form Faktors;
Phys. Rev. **126** (1962) 2256.
- [Sau77] F. Sauli:
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers;
Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976;
Geneva, 1977
- [Sau87] P. Sauer: Aufbau und Erprobung einer horizontalen Driftkammer und ihre Auslese mit Hilfe eines VMEbus-Systems;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1987.
- [Sau95] P. Sauer: Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI

- und Studium der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ für mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Sch94] C.G. Schilling: Aufbau und Eichung eines Flüssig-Deuterium-Targets für hohe Strahlströme;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Sch95] S. Schardt: Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung für Koinzidenzexperimente mit Elektronen am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Sch98] H. Schmieden: Proton polarization in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction and the measurement of quadrupole components in the N to Δ transition;
Eur. Phys. J. **A 1** (1998) 427–433.
- [Sch00] H. Schmieden and L. Tiator:
A polarization relation and the measurement of the longitudinal response in pseudoscalar meson electroproduction off the nucleon;
nucl-th/9909046 (17 Sep 1999).
- [Sco59] J. H. Scofield: Scattering of Polarized Electrons by Polarized Nucleons;
Phys. Rev. **113** (1959) 1599–1600.
- [Sei00] M. Seimetz: Dissertation;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Sid71] R. Siddle et al.: Coincidence π^0 electroproduction experiments in the first resonance region at momentum transfers of 0.3, 0.45, 0.60, 0.76 (GeV/c)²;
Nucl. Phys. **B 35** (1971) 93–119.
- [Sim80] G. G. Simon et al.: Absolute electron-proton cross sections at low momentum transfer measured with a high pressure gas target system;
Nucl. Phys. **A 333** (1980) 381–391.
- [Ste93] K.H. Steffens et. al.: A Spin rotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI;
Nucl. Instr. and Meth. **A 325** (1993) 378-383.
- [Ste98] M. Steigerwald: Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Str91] B. Stroustrup: The C++ Programming Language;
Addison-Wesley, New York, 1991.
- [Str00] O. Strähle: Aufbau und Inbetriebnahme des A1-Møllerpolarimeters;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Sue00] A. Suele: Diplomarbeit;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.

- [Tho27] L.T. Thomas, *Phil. Mag.* **3** (1927) 1.
- [Tsa61] Y. S. Tsai: Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering; *Phys. Rev.* **122** (1961) 1898.
- [Voe82] N. Voegler and J. Friedrich: A background-free oxygen target for electron scattering measurements with high beam currents; *Nucl. Inst. Meth.* **198** (1982) 293.
- [Vee99] R. Veenhof: **GARFIELD**, a driftchamber simulation program; Version 6.26, CERN, 1999.
- [Wac98] D. Wacker: Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0 -Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz; Dissertation, Universität Bonn, 1998.
- [Wal71] A.H. Walenta, J. Heinze and B. Schürlein: The multiwire drift chamber, a new type of proportional wire chamber; *Nucl. Instr. and Meth.* **92** (1971) 373–380.
- [Wal78] A.H. Walenta: Left-right assignment in drift chambers and MWPC's using induced signals; *Nucl. Instr. and Meth.* **151** (1978) 461–472.
- [War98] G. A. Warren et al.: Induced proton polarization for π^0 electroproduction at $Q^2 = 0.126 \text{ GeV}^2/c^2$ around the $\Delta(1232)$ resonance; *Phys. Rev. C* **58** No. 6 (1998) 3722–3725.
- [Wat54] K. M. Watson: Some General Relations between the Photoproduction and Scattering of π Mesons; *Phys. Rev.* **95** (1954) 228–236.
- [Wat78] G. Waters et al.: A Polarimeter for nucleons between 100 and 500 MeV, *Nucl. Instr. and Meth.* **153** (1978) 401–408.
- [Wil93] W. Wilhelm: Entwicklung eines schnellen Elektronenstrahlwedelsystems mit Positionsrückmeldung zur Verringerung der lokalen Aufheizung von Tieftemperaturtargets; Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Wil96] P. Wilhelm, Th. Wilbois and H. Arenhövel: Unitary ambiguity in the extraction of the E2/M1 ratio for the $\gamma N \rightarrow \Delta$ transition; *Phys. Rev. C* **54** (1996) 1423–1426.
- [Wir87] A. Wirzba and W. Weise: The E2/M1 transition ratio for $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$ in a modified Skyrme model; *Phys. Lett. B* **188** No 1 (1987) 6–10.
- [Woo98] R.J. Woo et al.: Measurement of the Induced Proton Polarization P_n in the $^{12}\text{C}(\bar{e}, e'\bar{p})$ Reaction; *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 456–459.