

Untersuchung der spinabhängigen
Neutron-Proton Wechselwirkung
im Energiebereich von 150 bis 1100 MeV

Inauguraldissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
Albert - Ludwigs - Universität
Freiburg im Breisgau

vorgelegt von
Rainer Binz
aus Ettenheim-Altdorf

Oktober 1991

Dekan: Prof. Dr. J. St. Briggs

Leiter der Arbeit: Prof. Dr. H. Schmitt

Referent: Prof. Dr. H. Schmitt

Korreferent :

Tag der Verkündung
des Prüfungsergebnisses:

Teile dieser Arbeit wurden in folgenden Zeitschriften veröffentlicht:

R. Binz et al., Physics Letters B 231 (1989) 323.

R. Binz et al., Nuclear Physics A 508 (1990) 267.

J. M. Fontaine et al., Nuclear Physics B358 (1991) 297.

R. Binz et al., Nuclear Physics A (1991) (in Druck); preprint PSI-PR-90-36.

Weiterhin entstanden folgende Jahresberichte:

R. Binz et al., SIN Newsletter 19, (1987) NL48.

R. Binz et al., SIN Newsletter 20, (1988) NL27.

R. Binz et al., PSI Newsletter, Annual Report 1990 (1990) 37.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Historischer Abriß	3
1.2	Motivation	5
2	Formalismus der elastischen Nukleon-Nukleon-Streuung	7
2.1	Koordinatensysteme	7
2.2	Dichte- und Streumatrix	10
2.3	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	11
2.4	Parametrisierung der Streumatrix	12
2.5	Helizitätsamplituden und Streumatrix unter $\theta_{CM}=0^\circ$	13
2.6	Totaler Wirkungsquerschnitt und optisches Theorem	15
2.7	“Vollständige Experimente”	17
3	Experimente am PSI	20
3.1	Die experimentellen Anlagen am PSI	20
3.1.1	Polarisation des Neutronenstrahls	24
3.1.2	Polarisationsmonitore	28
3.1.3	Das polarisierte Target	29
3.2	$\Delta\sigma_T$ und $\Delta\sigma_L$	31
3.2.1	Die Absorptionsmethode	31
3.2.2	Aufbau	36
3.2.3	Elektronik und Datenaufnahme	37
3.2.4	Energiebestimmung	40
3.2.5	Die Targetdichte	46
3.2.6	Apparative Asymmetrie	47
3.2.7	Durchführung	49
3.2.8	Auswertung und Stabilitätstests	50
3.2.9	Ergebnisse	61
3.3	A_{00kk} und A_{00nn} unter 180°	67
3.3.1	Prinzip der Messung	67
3.3.2	Aufbau	69
3.3.3	Datenanalyse	72
3.3.4	Ergebnisse	84
3.3.5	Inelastischer Untergrund	86
3.4	A_{00kk} unter 0°	87

4	Experimente am CEN	91
4.1	SATURNE II	91
4.1.1	Der Neutronenstrahl	91
4.1.2	Das polarisierte Target	92
4.2	$\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$	92
4.3	A_{00kk} und A_{00nn} unter 180°	93
4.3.1	Aufbau und Durchführung	93
4.3.2	Auswertung und Behandlung des Untergrunds	95
4.3.3	Ergebnisse	103
5	Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden	106
5.1	Das Gleichungssystem	106
5.2	Reduktion der Ambiguitäten	108
5.3	Diskussion der Amplituden aus den PSI-Daten	113
6	Zusammenfassung	121

1 Einleitung

1.1 Historischer Abriss

Experimente zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung waren schon immer eine wichtige Sonde zur Erforschung der starken Wechselwirkung und werden seit der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick im Jahre 1932¹ mit großer Intensität und Regelmäßigkeit betrieben. Dennoch ist das Verständnis der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung noch immer eines der grundlegenden Probleme der Kern- und Teilchenphysik.

Ihre Bedeutung beziehen die Nukleon-Experimente nicht zuletzt auch aus den auftretenden großen Spineffekten, wie sie sich z.B. schon 1937-1947 in den großen Unterschieden des Wirkungsquerschnitts bei der Streuung von Neutronen an Para- und Orthowasserstoff zeigten. Die wenig später bei der Untersuchung gestreuter Protonen festgestellte Polarisierung war ein eindeutiger Hinweis auf die Existenz einer Spin-Bahn-Kraft in der starken Wechselwirkung. Insbesondere bei Energien oberhalb ca. 100 MeV zeigte sich ein schnelles Anwachsen der Polarisierung mit zunehmender Einschubenergie. Mit dieser Spin-Bahn-Kopplung gelang es dann auch 1955 das Auftreten der magischen Zahlen zu erklären.

Ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einem besseren Verständnis der Polarisierungsexperimente war 1952 die Arbeit von L. Wolfenstein [WOL52], in der er die Nukleon-Nukleon-Streumatrix mit Hilfe von fünf komplexwertigen Funktionen parametrisierte. Diese Methode ist in ihren Grundzügen noch heute gebräuchlich und wird auch in dieser Arbeit ausführlich dargestellt und benutzt werden. Im Jahre 1959 gelang es zum ersten Mal bei 310 MeV eine Streuphasenanalyse mit nur zwei verbleibenden Lösungssätzen durchzuführen. 1962 paßten Hamada und Johnston ein halbempirisches Potential an die existierenden Streudaten an.

Ein großes Manko der frühen Polarisierungsexperimente lag in der Erzeugung der polarisierten Strahlen durch Kernreaktionen und dem Fehlen polarisierter Targets. Zur Messung von Parametern mit zwei polarisierten Teilchen mußten Dreifachstreuexperimente mit all ihren Nachteilen durchgeführt werden². Daher wurde schon früh an der Entwicklung polarisierter Ionenquellen und Targets gearbeitet und 1960 gelang es, die erste "Atomstrahlquelle" für polarisierte Deuteronen zu betreiben. Ge-

¹Die Quellenangaben der Originalarbeiten dieses Abschnitts finden sich in den Büchern [LOC70], [BOD72] und [FIC71].

²Die erste Streuung zur Erzeugung der Polarisierung, die zweite als zu untersuchende Reaktion und die dritte zur Analyse der Polarisierung des gestreuten Teilchens.

gen Ende der sechziger Jahre standen dann ebenfalls polarisierte Targets mit ausreichender Polarisierung und genügend hohem Wasserstoffanteil zur Verfügung. In den Sechzigern wurden auch erste Experimente zur polarisationsabhängigen Neutron-Proton-Streuung bei Energien oberhalb 100 MeV durchgeführt, entweder durch Streuung polarisierter Neutronenstrahlen, oder mit polarisierten Protonen und einem Deuteronentarget. Die Untersuchungen beschränkten sich allerdings im wesentlichen auf Polarisationsmessungen und waren mit großen Fehlern behaftet.

In den siebziger Jahren bis ca. Mitte der Achtziger lag der Beitrag zahlreicher Institute wie TRIUMF, LAMPF, SIN³, SATURNE II und ANL zur polarisationsabhängigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in der Vervollständigung und Verbesserung der existierenden Daten zur Proton-Proton-Streuung⁴. Es entstanden neue Streuphasenanalysen, die laufend verbessert wurden. Zwei davon, die sogenannte Saclay-Analyse [BYS87] und die Arndt-Analyse [ARN87] werden in dieser Arbeit immer wieder zum Vergleich mit den Meßergebnissen herangezogen. Ebenso wurden neue Potentialmodelle wie das Paris- [LAC80] und das Bonn-Potential [MAC87] entwickelt. Verglichen mit den Proton-Proton-Experimenten wurden nur wenige direkte Neutron-Proton-Experimente durchgeführt, so daß auf diesem Gebiet die Streuphasenanalysen immer noch zu deutlich unterschiedlichen Ergebnissen gelangten.

In dieser Zeit gewannen die Polarisierungsexperimente auch aus einem anderen Grund zunehmend an Interesse. Gegen Ende der siebziger Jahre veröffentlichten Gruppen am ANL Messungen der spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte⁵ $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ im Impulsbereich von 1-2 GeV/c [AUE77], die energieabhängige Strukturen aufwiesen. Diese Strukturen wurden als mögliche Kandidaten für sogenannte Dibaryonenresonanzen⁶ im Massenbereich von 2110 bis 2250 MeV/c² gedeutet und lösten eine Vielzahl von Aktivitäten auf diesem Gebiet aus. Da diese Strukturen auch durch Schwelleneffekte der sich in diesem Energiebereich öffnenden inelastischen Kanäle hervorgerufen werden können, ist bis heute keine endgültige Klärung gelungen.

³seit 1988 PSI

⁴Einen guten Überblick über die existierenden Daten bietet [BYS87].

⁵Zur Erklärung der Begriffe siehe Kapitel 3.2.1

⁶Zustände aus 6 gebundenen Quarks

	pp	np
Datenpunkte gesamt:	6966	6866
Davon:		
Spinunabhängig	35%	81%
Messung der Polarisierung	34%	14%
2- und 3-Spin Parameter	31%	5%

Tab. 1.1: Vergleich der Anzahl der Datenpunkte zur pp- und np-Streuung. Die Zahlen sind der Datenbasis von [BYS87] entnommen.

1.2 Motivation

Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bietet eine Vielzahl von Informationen auf den verschiedensten Gebieten der Kern- und Teilchenphysik. So erlauben Experimente zur polarisationsabhängigen Neutron-Proton-Streuung präzise Tests fundamentaler Symmetrien, wie der Zeitumkehrinvarianz [BYS84] und der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung [ABE86]. Sie ermöglichen die Suche nach resonanten Zwischenzuständen, wie nichtseltsamen Dibaryonen, sowohl im Isospin-Eins- als auch im Isospin-Null-Kanal. Und nicht zuletzt bedeutet eine genaue, modellunabhängige Kenntnis der Streuamplituden aus einem "vollständigen Experiment" [BES78] einen sicheren Test der verschiedenen Potentialmodelle zur starken Wechselwirkung und kann damit zu einer Erweiterung unseres Wissens über die Struktur der Kerne und Nukleonen beitragen.

Um aber zu einem vollständigen Verständnis der Nukleon-Nukleon-Kraft zu gelangen, genügt es nicht, wie in der Vergangenheit geschehen, hauptsächlich Proton-Proton-Experimente durchzuführen, da diese nur Information über den Isotriplett-Anteil der Wechselwirkung liefern. Sondern es wird ebenso die Kenntnis des aus Neutron-Proton-Experimenten zu extrahierenden Isosingulett-Anteils benötigt.

Ein Blick auf die in Tabelle 1.1 aufgeführte Datenbasis der Saclay-Streuphasenanalyse [BYS87] zeigt deutlich die Situation im Energiebereich von 10 bis 800 MeV zu Beginn dieser Arbeit. Obwohl die Anzahl der Datenpunkte zur pp- und np-Streuung etwa gleich groß sind, ist verglichen mit pp bei np die Zahl der Polarisationsmessungen wesentlich geringer. Noch drastischer ist das Mißverhältnis von Experimenten, bei denen die Polarisierung von zwei oder mehr Teilchen eingeschlossen ist. Dies führt

zu teilweise großen Unsicherheiten in den Lösungen der Streuphasenanalysen, wie zwei Veröffentlichungen [LEC87] und [ARN88] aufzeigten.

Im Lichte dieser Situation begann eine Kollaboration bestehend aus Physikern der Universitäten Genf und Freiburg und des Paul Scherrer Instituts (PSI) mit der Planung eines neuen Nukleonen-Areals für Experimente mit polarisierten Neutronen am PSI. Dazu wurden 1985 und 1986 am damaligen Neutronenstrahl erste Testmessungen zur Erzeugung polarisierter Neutronen mit Hilfe des transversalen und longitudinalen Polarisationsstransfer durchgeführt. Diese Tests waren von so durchschlagendem Erfolg, daß sofort die Idee entstand, schon am "alten" Neutronenstrahl Polarisationsexperimente durchzuführen [FRA86].

In der Zeit von 1986 bis 1988 wurden daher an diesem Strahl Messungen der polarisationsabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ [BIN91] und der Spinkorrelationsparameter im Eingangskanal [BI91a] und [BI91b] im Energiebereich von 150 bis 600 MeV durchgeführt. Messungen in diesem Energiebereich haben den Vorteil, daß sie ein genaues Studium von Schwelleneffekten bei der Pionproduktion im Isospin-Null-Kanal ermöglichen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Bestimmung von $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$, die mit Hilfe des optischen Theorems Informationen über die Imaginärteile der Vorwärtsstreuamplituden liefern. Eine logische Ergänzung dazu stellen spezielle Messungen der Spinkorrelationsparameter unter einem Schwerpunktwinkel von 180° dar. Aus diesen lassen sich die fehlenden Realteile der Vorwärtsstreuamplituden ableiten und ermöglichen zusammen mit Messungen des unpolarisierten differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts eine modellunabhängige Rekonstruktion der Isosingulett-Streuamplituden unter 0° .

Die Experimente wurden in Zusammenarbeit mit Physikern aus Saclay durchgeführt. Es bot sich daher an, sie auch auf den dortigen polarisierten Neutronenstrahl am Beschleuniger SATURNE II und damit auf Energien bis 1100 MeV zu erweitern.

Vergleiche zwischen den gewonnenen Ergebnissen und den Vorhersagen der Streuphasenanalysen zeigen teilweise große Abweichungen und machen so die Bedeutung der Messungen deutlich. Inzwischen sind bereits ein Teil der Resultate in die Analysen eingeflossen und haben zu deren Verbesserung beigetragen.

Die Messung von $\Delta\sigma_L$ hat auch noch an anderer Stelle zu einer überraschenden Erkenntnis geführt. Zusammen mit ebenfalls neuen $\Delta\sigma_L$ -Messungen vom LAMPF und SATURNE II, zeigt sich eine resonanzartige Struktur im Isosingulett-Anteil von $\Delta\sigma_L$, die als Dibaryon mit einer Masse von 2213 MeV und einer Breite von 74 MeV interpretiert werden kann [BED91].

2 Formalismus der elastischen Nukleon-Nukleon-Streuung

Das Ziel dieses Kapitels ist es, kurz die wichtigsten Grundzüge des Formalismus zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Streuung aufzuführen. Es werden zunächst verschiedene Koordinatensysteme eingeführt und die in der vorliegenden Arbeit benutzte Notation erläutert. Anschließend wird eine Verbindung von Dichte- und Streumatrix zu den gemessenen Observablen hergestellt. Am Schluß wird kurz auf sogenannte "vollständige Experimente" eingegangen.

2.1 Koordinatensysteme

Um eine einfache und übersichtliche Beschreibung der Experimente im Labor- und Schwerpunktsystem zu ermöglichen, ist es notwendig drei Koordinatensysteme einzuführen.

Das erste mit den Koordinaten x , y und z bezeichnete System ist fest mit dem Labor verbunden. Es dient in erster Linie dazu, die Strahl- und Targetpolarisation \vec{P}_b bzw. \vec{P}_t darzustellen. Seine z -Achse zeigt in Richtung des Neutronenstrahls, die x -Achse "liegt" horizontal im Labor und die y -Achse "steht" vertikal zu den beiden übrigen, so daß sich, wie in Abbildung 2.1a gezeigt, ein orthogonales Rechtssystem ergibt.

In der Abbildung von 2.1b ist das System zusammen mit der in den Raum zeigenden Polarisation \vec{P} dargestellt. Die Projektionen der Polarisierung auf die Koordinatenachsen werden im folgenden mit P^x , P^y und P^z bezeichnet.

Das zweite Laborsystem \hat{n} , \hat{k} und \hat{s} dient zur Beschreibung der Streuung und ist mit der Streuebene fest verbunden. Seine \hat{k} -Achse ist parallel zum Impuls des einlaufenden Teilchens \vec{k}_{in} . Da dies immer die Richtung des Neutronenstrahls ist, sind \hat{k} und \hat{z} identisch. \hat{n} ist die Streunormale der Reaktion und \hat{s} ergänzt das ganze zu einem Rechtssystem:

$$\hat{k} = \frac{\vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{in}|}, \quad \hat{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}|}, \quad \hat{s} = \hat{n} \times \hat{k}. \quad (2.1)$$

Abbildung 2.1a zeigt einen Blick in Richtung des Strahls auf die beiden Koordinatensysteme. \hat{n} und \hat{s} sind um den Azimutalwinkel Φ gegen \hat{y} und \hat{x} verdreht. Damit errechnet sich beispielsweise das Skalarprodukt aus Strahlpolarisation und \hat{s} ,

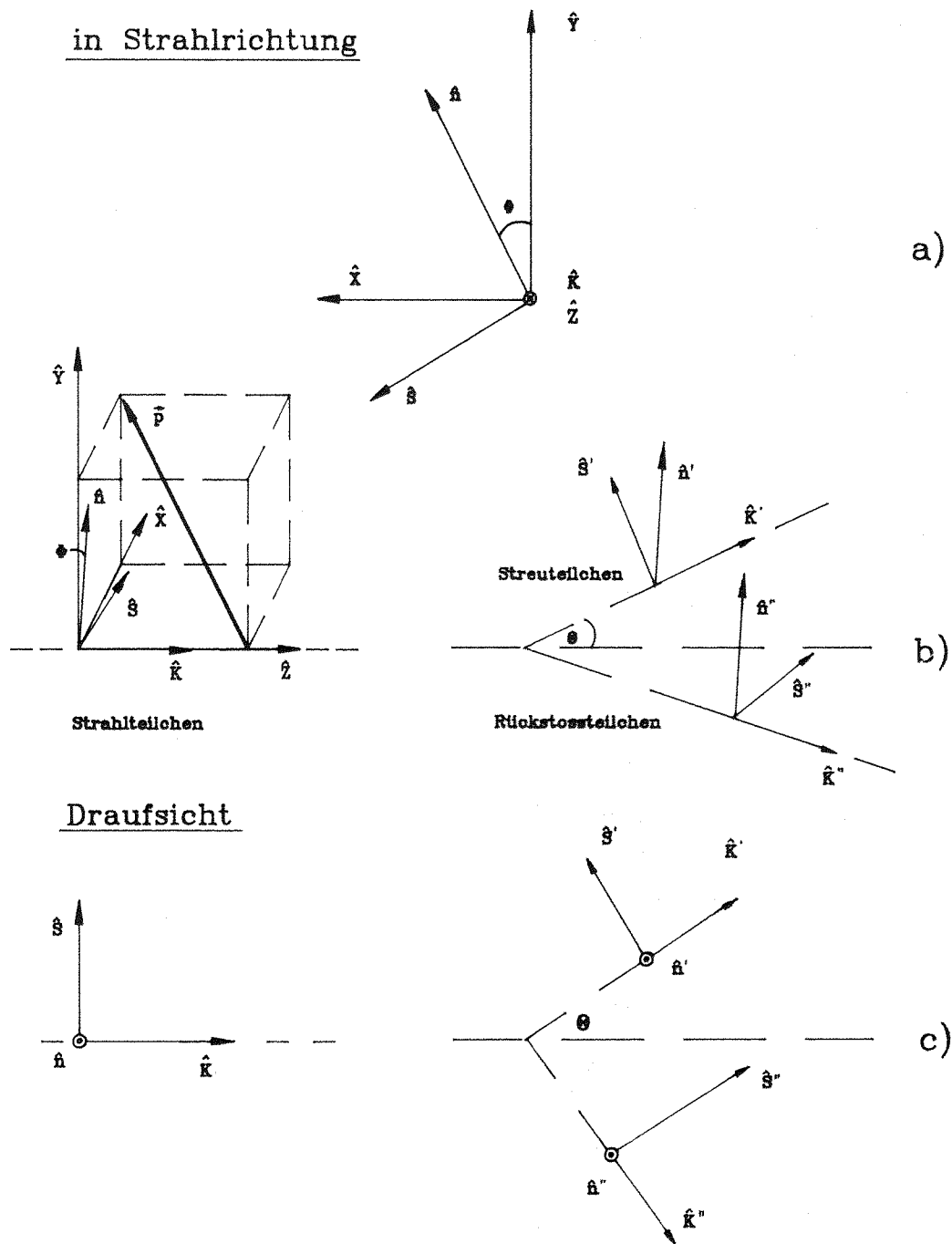


Abb. 2.1: Die Abbildung b gibt einen Blick auf die verschiedenen Laborkoordinatensysteme. Eingezeichnet ist auch ein Polarisationsvektor. In der Abbildung a schaut der Betrachter in Richtung des Strahls auf die xy -, bzw. sn -Ebene. Wie zu erkennen, ist \hat{n}, \hat{s} um den Winkel Φ gegen \hat{y}, \hat{x} verdreht. In c sind noch einmal nur die teilchenimmanenten Systeme in einer Aufsicht auf die Streuebene ks angegeben.

bzw. \hat{n} zu:

$$\begin{aligned}\vec{P}_b \cdot \hat{s} &= -P_b^y \sin \Phi + P_b^x \cos \Phi, \\ \vec{P}_b \cdot \hat{n} &= +P_b^y \cos \Phi + P_b^x \sin \Phi.\end{aligned}$$

Diese Projektionen sind später die für die Experimente relevanten Anteile der Strahlpolarisation.

Die Definition des \hat{n} , \hat{k} und \hat{s} Systems bezieht sich nur auf das einlaufende Teilchen. Für das Streu- bzw. Rückstoßteilchen existieren analoge Koordinatensysteme, die in der Darstellung b und in der Aufsicht c auf die Streuebene von Abbildung 2.1 eingezeichnet sind. Die Basisvektoren unterscheiden sich durch ein- bzw. zweifach gestrichene Größen. Die Streunormale \hat{n} ist für alle drei Systeme gleich: $\hat{n} = \hat{n}' = \hat{n}''$. Diese beiden zusätzlichen Koordinatensysteme sind bei der Messung der Polarisation gestreuter Teilchen von Bedeutung.

Als letztes fehlen noch die zur Darstellung des theoretischen Formalismus wichtigen Schwerpunktbasisvektoren:

$$\hat{l} = \frac{\vec{k}_{fin} + \vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{fin} + \vec{k}_{in}|}, \quad \hat{m} = \frac{\vec{k}_{fin} - \vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{fin} - \vec{k}_{in}|}, \quad \hat{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{fin}|}. \quad (2.2)$$

Mit diesen verschiedenen Basissystemen läßt sich jede "reine" Observable durch die Angabe von vier Richtungen beschreiben. Je zwei davon stehen für die Polarisationsrichtung der einlaufenden Teilchenensembles und zwei für die Polarisation der auslaufenden. Als Notation hat sich besonders die "Saclay"-Konvention [BYS78] bewährt, in der jede Observable durch einen Buchstaben und vier Indices bezeichnet wird:

$$X_{Streu,Rückstoss,Strahl,Target} \quad (2.3)$$

Jeder der vier Indices nimmt einen der 3 Basisvektoren an, je nachdem in welche Richtung das entsprechende Teilchenensemble polarisiert ist. Eine Null als Index bedeutet keine Polarisation im Falle der einlaufenden Teilchen bzw. keine Messung der Polarisation im Falle der auslaufenden. Der Buchstabe X wird eigentlich nicht benötigt und dient lediglich dem besseren Verständnis. So bezeichnet ein A die Analysierstärke bzw. die Spinkorrelationsparameter im Eingangskanal⁷, ein K bezeichnet die Spintransferparameter⁸. Selbstverständlich existieren noch weitere Observablen, die aber in dieser Arbeit nicht benötigt werden. Die gleiche Notation gilt auch im Schwerpunktsystem.

⁷Z.B. A_{00kk} : Strahl und Target sind im Laborsystem in k -Richtung polarisiert, gemessen wird die Asymmetrie.

⁸Z.B. K_{0k^0k0} : der Strahl ist polarisiert, gemessen wird die Polarisation des Rückstoßteilchens.

2.2 Dichte- und Streumatrix

Da es sich bei den Teilchenensembles der hier beschriebenen Experimente nicht um reine Zustände mit 100 % Polarisation handelt, sondern um statistische Gemische von Spinzuständen, ist die Dichtematrix besonders gut zu ihrer Darstellung geeignet. Ein Ensemble⁹ von Nukleonen mit Polarisation \vec{P} wird im Spinraum durch die Dichtematrix ϱ beschrieben:

$$\varrho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P}\vec{\sigma}) = \sum_{\alpha=0}^3 P^\alpha \sigma^\alpha. \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet σ^1 bis σ^3 die Pauli-Spin-Operatoren und σ^0 die Einheitsmatrix. In der zweiten Darstellung wird die Normierung P^0 mit zu den Polarisationszuständen gezählt.

Der einlaufende Zustand aus polarisiertem Strahl \vec{P}_b und polarisiertem Target \vec{P}_t ergibt sich nun als das Tensorprodukt zweier solcher Dichtematrizen:

$$\begin{aligned} \varrho_{in} &= \frac{1}{2}(1 + \vec{P}_b\vec{\sigma}_b) \otimes \frac{1}{2}(1 + \vec{P}_t\vec{\sigma}_t) \\ &= \sum_{\alpha,\beta=0}^3 a^{\alpha\beta} \sigma_b^\alpha \otimes \sigma_t^\beta. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die σ_b^α und σ_t^β sind die Spin-Operatoren der Strahl- bzw. Targetteilchen, wobei: $\alpha, \beta = 0, \dots, 3$. Mit den Erwartungswerten $\langle S^\mu \rangle$ der 16 Spin-Operatoren $S_\mu = \sigma_b^\alpha \otimes \sigma_t^\beta$ ($\mu = (\alpha, \beta) = 1, \dots, 16$) sind die einlaufenden Polarisationszustände im 4-dimensionalen Spinraum vollständig bestimmt:

$$\varrho_{in} = \sum_{\mu=1}^{16} a^\mu S^\mu, \quad a^\mu = \frac{\text{Tr}(\rho_{in} S^\mu)}{\text{Tr}(S^\mu S^\mu)} = \frac{1}{4} \text{Tr}(\rho_{in}) \langle S^\mu \rangle_{in}. \quad (2.6)$$

Die S^μ können als orthogonale Basismatrizen betrachtet werden:

$$\text{Tr}(S^\mu S^\nu) = 4\delta_{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Da ϱ_{in} eine hermitesche 4×4 -Matrix ist, genügen die 16 Basisvektoren, zu ihrer Beschreibung.

Die Streumatrix M ist so definiert, daß sie einen einlaufenden Spinzustand ϱ_{in} in einen auslaufenden ϱ_{fin} überführt:

$$\varrho_{fin} = M \varrho_{in} M^\dagger. \quad (2.8)$$

⁹Strahl oder Target

Sie ist energie- und winkelabhängig. Mit ihr errechnet sich der Erwartungswert eines auslaufenden Spinzustands $\langle S^\mu \rangle_{fin}$ zu:

$$\langle S^\mu \rangle_{fin} = \frac{Tr(\varrho_{fin} S^\mu)}{Tr(\varrho_{fin})} = \frac{Tr(M \varrho_{in} M^\dagger S^\mu)}{Tr(M \varrho_{in} M^\dagger)}. \quad (2.9)$$

Einsetzen von 2.6 liefert den grundlegenden Zusammenhang zwischen einlaufendem und auslaufendem Polarisationszustand:

$$I \cdot \langle S^\mu \rangle_{fin} = \frac{1}{4} \sum_{\nu=1}^{16} \langle S^\nu \rangle_{in} Tr(M S^\nu M^\dagger S^\mu), \quad (2.10)$$

wobei die Normierung I der polarisationsabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt für den untersuchten Streuwinkel ist:

$$I = \frac{Tr(M \varrho_{in} M^\dagger)}{Tr(\varrho_{in})} = \frac{1}{4} \sum_{\nu=1}^{16} \langle S^\nu \rangle_{in} Tr(M S^\nu M^\dagger). \quad (2.11)$$

Die Normierung ist notwendig, da die Matrix ϱ_{fin} nicht mehr unitär ist.

2.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Entsprechend dem bisher gesagten, ist es also möglich den Anfangszustand in 16 verschiedene reine Polarisationszustände zu präparieren. Ebenso kann der Ausgangszustand für jeden Streuwinkel 16 Polarisationszustände annehmen. Daraus resultiert also pro Streuwinkel die Anzahl von $16 \cdot 16 = 256$ möglichen "reinen" Observablen. Diese Anzahl läßt sich durch die Anwendung verschiedener Erhaltungssätze wie Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz und Pauli-Prinzip erheblich reduzieren. So sind z.B. die Hälfte der Observablen Pseudoskalare und verschwinden unter Paritätserhaltung. Es bleiben insgesamt 25 linear unabhängige Observablen übrig.

Diese Zusammenhänge werden gemeinsam mit den Observablen ausführlich in [HOS68] und [BYS78] diskutiert. An dieser Stelle soll lediglich auf den für das folgende wichtigen differentiellen Wirkungsquerschnitt für polarisierten Strahl und Target genauer eingegangen werden.

Mit $\langle S^\nu \rangle_{in} = \langle \sigma_b^\alpha \otimes \sigma_t^\beta \rangle_{in} = \langle \sigma_b^\alpha \rangle \langle \sigma_t^\beta \rangle = P_b^\alpha \cdot P_t^\beta$ folgt für Gleichung 2.11 in der "Saclay"-Notation:

$$\begin{aligned} I_{00\alpha\beta} = & \frac{1}{4} Tr(M M^\dagger) + \frac{1}{4} P_b^\alpha Tr(M \sigma_b^\alpha M^\dagger) + \frac{1}{4} P_t^\beta Tr(M \sigma_t^\beta M^\dagger) \\ & + \frac{1}{4} P_b^\alpha P_t^\beta Tr(M \sigma_b^\alpha \sigma_t^\beta M^\dagger) \quad \alpha, \beta = 0, \dots, 3. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Beim ersten Summanden handelt es sich um den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt I_{0000} . Für den zweiten wird die Observable $A_{00\alpha 0}$ so definiert, daß $I_{0000} \cdot A_{00\alpha 0} = \frac{1}{4} \text{Tr}(M\sigma_b^\alpha M^\dagger)$ ist. Das gleiche erfolgt für den dritten Term nur mit der entsprechenden Targetobservablen $A_{000\beta}$. Diese beiden Observablen werden als Analysierstärken bezeichnet und beschreiben die bei der Streuung eines polarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target oder eines unpolarisierten Strahls an einem polarisierten Target erzeugte Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt. Aufgrund der Paritätserhaltung ist sie nur für $\alpha, \beta = n$ ungleich Null und die Forderung der Isospininvarianz bewirkt, daß $A_{00n0} = A_{000n}$ ist.

Der letzte Term liefert die Spinkorrelationsparameter $A_{00\alpha\beta}$ entsprechend der Definition:

$$\frac{1}{4} \text{Tr}(M\sigma_b^\alpha \sigma_t^\beta M^\dagger) = I_{0000} A_{00\alpha\beta}. \quad (2.13)$$

Auch hier bleiben infolge von Symmetrieüberlegungen nur 4 Terme übrig:

$$A_{00nn}, \quad A_{00kk}, \quad A_{00ss}, \quad A_{00sk} = A_{00ks}. \quad (2.14)$$

Damit läßt sich nun die wichtige Formel zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für polarisierten Strahl und Target zusammenfassen:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{pol} = I_{0000} \cdot & (1 + A_{00n0} P_b^n + A_{000n} P_t^n + A_{00nn} P_b^n P_t^n \\ & + A_{00ss} P_b^s P_t^s + A_{00kk} P_b^k P_t^k \\ & + A_{00sk} (P_b^s P_t^k + P_b^k P_t^s)). \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.4 Parametrisierung der Streumatrix

Die Streumatrix ist das zentrale Werkzeug zur Beschreibung der Streuung und viele Experimente zielen darauf ab, zu ihrer besseren Bestimmung beizutragen. Eine Methode, um mehr über ihre Gestalt zu erfahren besteht darin, sie mit Hilfe der 16 Basismatrizen S^μ zu parametrisieren.

Aus Gründen der Invarianz unter Raumdrehung und Parität muß M eine skalare Größe sein. Des weiteren soll sie für die hier beschriebenen Untersuchungen die Forderung der Zeitumkehrinvarianz und der Isospininvarianz erfüllen.

Aus den Basismatrizen des Spinraums und den Basisvektoren des Schwerpunktsystems lassen sich nur fünf linear unabhängige Skalare kombinieren, die diesen Forderungen genügen [WOL52]:

$$\begin{aligned}
& 1, \\
& (\vec{\sigma}_b + \vec{\sigma}_t)\hat{n}, \\
& (\vec{\sigma}_b\hat{n})(\vec{\sigma}_t\hat{n}), \\
& (\vec{\sigma}_b\hat{l})(\vec{\sigma}_t\hat{l}), \\
& (\vec{\sigma}_b\hat{m})(\vec{\sigma}_t\hat{m}).
\end{aligned}$$

Es gibt nun je nach Problemstellung viele Möglichkeiten die Streumatrix mit Hilfe dieser fünf Skalare als Linearkombination zu parametrisieren. Die Koeffizienten der Linearkombination werden Streuamplituden genannt. Sie sind komplexwertige Funktionen der Energie und des Streuwinkels. Einen guten Überblick über die existierenden Parametrisierungen bieten [BYS78] und [KRO81].

Beispielhaft sollen hier die von der Saclaygruppe eingeführten Amplituden a, \dots, e angeführt werden:

$$\begin{aligned}
M(\theta, E) = \frac{1}{2} \{ & (a + b) + (a - b)(\vec{\sigma}_b\hat{n})(\vec{\sigma}_t\hat{n}) + (c + d)(\vec{\sigma}_b\hat{m})(\vec{\sigma}_t\hat{m}) \\
& + (c - d)(\vec{\sigma}_b\hat{l})(\vec{\sigma}_t\hat{l}) + e(\vec{\sigma}_b + \vec{\sigma}_t) \cdot \hat{n} \}. \quad (2.16)
\end{aligned}$$

Nun ist es möglich durch Einsetzen von M in 2.10 Beziehungen zwischen den Observablen und den Amplituden herzuleiten und daraus die Streumatrix über die Experimente zu bestimmen.

2.5 Helizitätsamplituden und Streumatrix unter $\theta_{CM}=0^\circ$

Bevor die Observablen berechnet werden, soll erst die Streumatrix für einen Streuwinkel von 0° diskutiert werden, was für die Problemstellung der vorliegenden Arbeit genügt. Dabei erweisen sich die Helizitätsamplituden ϕ_1 bis ϕ_5 als eine nützliche Parametrisierung. In ihr werden die Amplituden mit der Helizität¹⁰ λ der vier beteiligten Teilchen bezeichnet. Sie haben folgende Form:

$$\phi_i = \langle \lambda_s \lambda_r | M | \lambda_b \lambda_t \rangle. \quad (2.17)$$

Die Indices s, r, b und t stehen wieder für Streu-, Rückstoß-, Strahl- und Targetteilchen. λ kann die Werte $+1$ und -1 annehmen. Es existieren wieder fünf linear

¹⁰ $\lambda = \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})}{|\vec{p}|}$; $\vec{\sigma}$: Pauli-Spinmatrix; \vec{p} : Impuls des Teilchens.

unabhängige Amplituden dieses Typs:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \langle ++ | M | ++ \rangle, \\ \phi_2 &= \langle ++ | M | -- \rangle, \\ \phi_3 &= \langle +- | M | +- \rangle, \\ \phi_4 &= \langle +- | M | -+ \rangle, \\ \phi_5 &= \langle ++ | M | +- \rangle.\end{aligned}$$

Der Zusammenhang mit den Amplituden a bis e ist beispielsweise in [BYS78] angegeben.

Bei der Beschränkung auf einen Streuwinkel von 0° verschwinden wegen der Drehimpulserhaltung die Spin-Flip-Amplituden ϕ_4 und ϕ_5 :

$$\phi_4(0^\circ) = \phi_5(0^\circ) = 0 \quad (2.18)$$

und die Streumatrix reduziert sich auf:

$$\begin{aligned}M(0^\circ, E) &= \frac{1}{2} \{ (\phi_1 + \phi_3) + \phi_2 [(\vec{\sigma}_b \hat{n}) (\vec{\sigma}_t \hat{n}) + (\vec{\sigma}_b \hat{m}) (\vec{\sigma}_t \hat{m})] \\ &\quad + (\phi_3 - \phi_1) (\vec{\sigma}_b \hat{l}) (\vec{\sigma}_t \hat{l}) \}.\end{aligned}$$

Da bei Streuungen unter 0° die Streuebene nicht mehr definiert ist, sind die Terme mit \hat{n} und \hat{m} äquivalent. Des Weiteren sind \hat{l} und \hat{k} identisch und durch Ergänzung mit einem Term $\phi_2(\vec{\sigma}_b \hat{k})(\vec{\sigma}_t \hat{k}) - \phi_2(\vec{\sigma}_b \hat{k})(\vec{\sigma}_t \hat{k})$ folgt:

$$M(0^\circ, E) = \frac{1}{2} \{ (\phi_1 + \phi_3) + \phi_2(\vec{\sigma}_b \vec{\sigma}_t) + (\phi_3 - \phi_2 - \phi_1)(\vec{\sigma}_b \hat{k})(\vec{\sigma}_t \hat{k}) \}. \quad (2.19)$$

Es bleiben also drei komplexe Amplituden übrig, die durch sechs Observablen zu bestimmen sind. Im Prinzip würden fünf Observablen genügen, da die Amplituden nur bis auf eine gemeinsame freie Phase festgelegt sind.

Außer der Reduktion der Anzahl der Amplituden von fünf auf drei bietet die Beschränkung auf 0° noch einen weiteren Vorteil. Die in Kapitel 2.3 eingeführten Observablen sind im Laborsystem definiert, in dem sie auch gemessen werden. Dagegen gilt die Parametrisierung 2.16 der Streumatrix nur im Schwerpunktsystem, was eine Transformation der Koordinatensysteme notwendig macht. Dies führt bei relativistischen Energien oberhalb ca. 300 MeV zu Korrekturtermen, die bei einem Streuwinkel von 0° aber verschwinden, da hier Lorenztransformationen zwischen Labor-, Schwerpunkt- und Ruhesystem der einzelnen Teilchen, entlang paralleler Geschwindigkeiten durchgeführt werden.

Einsetzen der Streumatrix 2.19 in die Definition der Observablen die zum differentiellen Wirkungsquerschnitt beitragen liefert:

$$\begin{aligned}
 I_{0000}(0^\circ, E) &= +\frac{1}{2}\{|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2\}, \\
 I_{0000}(0^\circ, E) \cdot A_{00kk}(0^\circ, E) &= -\frac{1}{2}\{|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 - |\phi_3|^2\}, \\
 I_{0000}(0^\circ, E) \cdot A_{00nn}(0^\circ, E) &= \text{Re}[\phi_1^* \phi_2].
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Die Observable A_{00sk} verschwindet bei einem Streuwinkel von 0° und $A_{00ss}(0^\circ) = A_{00nn}(0^\circ)$. Damit sind drei Observablen gefunden.

2.6 Totaler Wirkungsquerschnitt und optisches Theorem

Die einzige noch verbliebene Observable, die durch den bisher dargelegten Formalismus nicht beschrieben wird, ist der polarisationsabhängige totale Wirkungsquerschnitt, der mit Hilfe des optischen Theorems Information über die 0° -Streuamplitude liefert.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist ein Skalar, der sich aus der Polarisation der einlaufenden Teilchen und der Richtung des Impulses eines der Teilchen zusammensetzt. Da die Polarisationen linear eingehen sollen, bleibt folgende allgemeinste Form übrig [BIL63] und [PHI63]:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} \vec{P}_b \vec{P}_t + \sigma_{2,tot} (\vec{P}_b \hat{k})(\vec{P}_t \hat{k}), \tag{2.21}$$

wobei $\sigma_{0,tot}$ der unpolarisierte totale Wirkungsquerschnitt ist und $\sigma_{1,tot}$ und $\sigma_{2,tot}$ die polarisationsabhängigen Anteile beschreiben.

Diese drei Wirkungsquerschnitte lassen sich in ihre Singulett- und Triplette-Anteile zerlegen. Dazu werden die Erwartungswerte der Operatoren $\langle \vec{\sigma}_b \vec{\sigma}_t \rangle = \vec{P}_b \vec{P}_t$ und $\langle (\vec{\sigma}_b \hat{k})(\vec{\sigma}_t \hat{k}) \rangle = (\vec{P}_b \hat{k})(\vec{P}_t \hat{k})$, als Funktion der Wahrscheinlichkeiten w_s und $w_{t,m}$, das System im Singulett- oder Tripletzzustand zu finden, berechnet. m ist die Projektion des Gesamtspins auf die Quantisierungsachse \hat{k} .

Zusammen mit der Normierung ergeben sich folgende 3 Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 w_s &= \frac{1}{4}[1 - \vec{P}_b \vec{P}_t], \\
 w_{t,0} &= \frac{1}{4}[1 + \vec{P}_b \vec{P}_t - 2(\vec{P}_b \hat{k})(\vec{P}_t \hat{k})], \\
 w_{t,+1} + w_{t,-1} &= \frac{1}{2}[1 + (\vec{P}_b \hat{k})(\vec{P}_t \hat{k})].
 \end{aligned}$$

Einsetzen in $\sigma_{tot} = \sum_m w_{1,m} \sigma_{t,m} + w_s \sigma_s$ liefert durch Vergleich mit 2.21 die Singulett- und Triplett-Wirkungsquerschnitte als Funktion von $\sigma_{0,tot}$, $\sigma_{1,tot}$ und $\sigma_{2,tot}$:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}^s &= \sigma_{0,tot} - 3\sigma_{1,tot} - \sigma_{2,tot} \\ \sigma_{tot}^{t,0} &= \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} - \sigma_{2,tot} \\ \sigma_{tot}^{t,\pm 1} &= \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} + \sigma_{2,tot} \\ \sigma_{tot}^t &= \frac{1}{3}(\sigma_{tot}^{t,0} + 2\sigma_{tot}^{t,\pm 1}).\end{aligned}\quad (2.22)$$

Die Verbindung zu den Amplituden wird nun entsprechend zur Streuung spinloser Teilchen über das optische Theorem hergestellt:

$$Im[Tr(\varrho_{in} M(0^\circ, E))] = \frac{q}{4\pi} Tr(\varrho_{in}) \sigma_{tot}, \quad (2.23)$$

wobei q die Wellenzahl bezeichnet. Die Herleitung dieser Formel geschieht wieder durch Anwenden des optischen Theorems auf die einzelnen Spinkanäle und anschließendem Summieren. In diese Gleichung wird nun σ_{tot} aus 2.21 und die 0° -Streumatrix 2.19 eingesetzt. ϱ_{in} läßt sich auf drei verschiedene Arten präparieren. Zunächst wird ϱ_{in} für einen unpolarisierten Strahl eingesetzt. Danach wird Strahl und Target in gleicher Richtung transversal polarisiert. Als letztes werden beide longitudinal polarisiert. Daraus folgen drei Zusammenhänge zwischen den Imaginärteilen der Vorwärtsstreuamplituden und den drei Wirkungsquerschnitten:

$$\begin{aligned}\sigma_{0,tot} &= +\frac{2\pi}{q} \cdot Im[\phi_1(0^\circ) + \phi_3(0^\circ)], \\ \sigma_{1,tot} &= +\frac{2\pi}{q} \cdot Im[\phi_2(0^\circ)], \\ \sigma_{2,tot} &= -\frac{2\pi}{q} \cdot Im[\phi_1(0^\circ) + \phi_2(0^\circ) - \phi_3(0^\circ)].\end{aligned}\quad (2.24)$$

Damit ist es möglich die Imaginärteile der gesuchten Amplituden eindeutig zu berechnen.

In Abschnitt 2.5 wurde erwähnt, daß es genügt, die Amplituden bis auf ihre gemeinsame bekannte Phase zu berechnen und daher nur fünf anstelle von sechs Zahlen experimentell bestimmt werden müssen. Diese Aussage trifft nicht mehr zu, sobald die Amplituden mit Hilfe des optischen Theorems berechnet werden. Hier wird die freie Phase durch Anwenden der Unitaritätsbedingung festgelegt und es müssen alle drei Real- und Imaginärteile bestimmt werden. Deutlich wird dies schon in der Tatsache, daß in den Gleichungen 2.24 die Imaginärteile nur linear auftreten und nicht wie in den übrigen Observablen als Produkt oder im Quadrat.

2.7 "Vollständige Experimente"

Als "vollständig" wird im allgemeinen ein Experiment bezeichnet, bei dem eine genügend große Anzahl¹¹ von linear unabhängigen Observablen bei der gleichen Energie für einen Winkel gemessen wird. Daraus ist es dann möglich, die Streumatrix M zu ermitteln und jede andere Observable bei dieser Energie und diesem Streuwinkel zu berechnen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es ein solches vollständiges Experiment unter dem Streuwinkel von 0° für den Isospin-Null-Kanal durchzuführen. Dazu wurde bisher der Zusammenhang zwischen den drei gesuchten komplexwertigen Amplituden und sechs zu messenden Observablen hergeleitet.

Um in einem np-Streuexperiment die Observablen 2.20 unter einem Streuwinkel von 0° zu messen, ist es erforderlich die nach vorne gestreuten Neutronen nachzuweisen. Solche Experimente lassen sich technisch kaum realisieren und ihre Ergebnisse sind in der Regel mit einem großen systematischen Fehler behaftet. Wesentlich einfacher ist dagegen der Nachweis der Ladungsaustauschprotonen, wodurch die Observable unter einem Streuwinkel von 180° bestimmt wird. Da der totale Wirkungsquerschnitt aber nur mit den 0° -Amplituden in Verbindung gebracht werden kann, ist es das Ziel der folgenden Überlegungen, einen Zusammenhang zwischen den 0° - und den 180° -Amplituden herzuleiten.

Dazu ist es zunächst notwendig die Streumatrix in ihre reinen Isospinanteile zu zerlegen. Dies ist unter der Annahme von Isospininvarianz möglich. Mit Hilfe der Singulett- und Triplett-Projektionsoperatoren $I^0 = \frac{1}{4}[1 - (\vec{\tau}_b \cdot \vec{\tau}_t)]$ bzw. $I^1 = \frac{1}{4}[3 + (\vec{\tau}_b \cdot \vec{\tau}_t)]$ ¹² läßt sich die Streumatrix aufteilen:

$$M = M^0 I^0 + M^1 I^1, \quad (2.25)$$

wobei jede der beiden M^I durch eine Form entsprechend 2.16 repräsentiert wird. Die wirklichen Streuprozesse haben damit folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} M(pp \rightarrow pp) &= M^1, \\ M(np \rightarrow np) &= \frac{1}{2}(M^1 + M^0). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Entsprechend lassen sich auch die in der np-Streuung ermittelten Amplituden mit Hilfe der pp-Amplituden in ihre Isospinkanäle zerlegen. Dies ist letztlich auch der

¹¹mindestens 9

¹² $\vec{\tau}$: Pauli-Operatoren im Isospinraum.

Grund, weshalb np-Experimente durchgeführt werden, da nur sie Information über die $I = 0$ Amplituden liefern.

Das gleiche Vorgehen wie im Isospinraum ist auch im Spinraum möglich. Dazu wird eine Parametrisierung der Streumatrix mit Hilfe der sogenannten Wolfensteinamplituden B, C, N, G, H [WOL52] gewählt:

$$\begin{aligned}
 M = B \cdot S &+ \{C[(\vec{\sigma}_b + \vec{\sigma}_t)\hat{n}] + N(\vec{\sigma}_b\hat{n})(\vec{\sigma}_t\hat{n}) \\
 &+ \frac{1}{2}G[(\vec{\sigma}_b\hat{m})(\vec{\sigma}_t\hat{m}) + (\vec{\sigma}_b\hat{l})(\vec{\sigma}_t\hat{l})] \\
 &+ \frac{1}{2}H[(\vec{\sigma}_b\hat{m})(\vec{\sigma}_t\hat{m}) - (\vec{\sigma}_b\hat{l})(\vec{\sigma}_t\hat{l})]\} \cdot T. \quad (2.27)
 \end{aligned}$$

S und T und bezeichnen den Spin-Singulett- bzw. Spin-Triplett-Projektionsoperator:

$$S = \frac{1}{4}[1 - (\vec{\sigma}_b \cdot \vec{\sigma}_t)], \quad T = \frac{1}{4}[3 + (\vec{\sigma}_b \cdot \vec{\sigma}_t)]. \quad (2.28)$$

In dieser Darstellung ist B eine reine Spin-Singulett-Amplitude und C, N, G, H sind Spin-Triplett-Amplituden. Diese Amplituden können nun auch mit 2.26 in ihre Isospinanteile mit $I = 0$ und $I = 1$ zerlegt werden entsprechend: $B = \frac{1}{2}(B^1 + B^0), \dots, H = \frac{1}{2}(H^1 + H^0)$.

Der Austausch der beiden auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem $\vec{k}_{fin} = -\vec{k}_{fin}$ entspricht dem Übergang: $\theta_{CM} \rightarrow \pi - \theta_{CM}, \hat{n} \rightarrow -\hat{n}, \hat{l} \rightarrow -\hat{l},$ und $\hat{m} \rightarrow -\hat{m}$. Aufgrund des Pauliprinzips muß die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch beim Vertauschen zweier Teilchen sein. Daher muß die Spinwellenfunktion symmetrisch für $I = 0$ und antisymmetrisch für $I = 1$ sein und es resultieren Symmetriebedingungen für die Amplituden wie z.B. für $I = 0$:

$$B^0(\theta) = -B^0(\pi - \theta), \quad C^0(\theta) = -C^0(\pi - \theta), \dots \quad (2.29)$$

Somit genügt es, den halben Winkelbereich zu messen.

Diese Symmetrien können auf die Helizitätsamplituden unter 0° übertragen werden:

$$\begin{aligned}
 \phi_1^0(0^\circ) &= -\phi_1^0(180^\circ), \quad \phi_1^1(0^\circ) = +\phi_1^1(180^\circ), \\
 \phi_2^0(0^\circ) &= -\phi_2^0(180^\circ), \quad \phi_2^1(0^\circ) = +\phi_2^1(180^\circ), \\
 \phi_3^0(0^\circ) &= +\phi_3^0(180^\circ), \quad \phi_3^1(0^\circ) = -\phi_3^1(180^\circ). \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

Es ist also möglich die Observablen 2.24 zu messen, daraus die Imaginärteile der 0° -Amplituden zu berechnen, diese anschließend mit den entsprechenden pp-Daten in die reinen Isospinkanäle zu zerlegen und anschließend die Transformation nach

180° vorzunehmen. Unter 180° können dann zusammen mit den Observablen 2.20 die Realteile der Amplituden bestimmt werden. Die pp-Daten sind gut bekannt und können Streuphasenanalysen entnommen werden.

3 Experimente am PSI

Im folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit am PSI¹³ durchgeführten Experimente vorgestellt. Nach einer Beschreibung der wesentlichen Strahlführungselemente und der Eigenschaften des polarisierten Protonen- und Neutronenstrahls, wird kurz auf die Methode mit der die freien Protonen im Target polarisiert werden und die Bestimmung des Polarisationsgrads eingegangen.

Der zweite Teil des Kapitels beschreibt die am PSI durchgeführten Experimente und die daraus resultierenden Ergebnisse. Es handelt sich dabei um zwei Klassen von Experimenten. Erstens um die Bestimmung der polarisationsabhängigen Anteile am totalen Wirkungsquerschnitt und zweitens um die Messung von Spinkorrelationsparametern. Alle Experimente liefern Informationen über die Streuamplituden unter 0° bzw. 180° im Schwerpunktsystem.

3.1 Die experimentellen Anlagen am PSI

Abbildung 3.1 zeigt die Beschleunigeranlage zusammen mit dem Protonen- und Neutronenstrahl. Die Grundzustands-Atomstrahlquelle [SCH86] befindet sich unter dem Injektor 1. In ihr wird ein polarisierter Protonenstrahl mit einem Polarisationsgrad von ca. 0.85 erzeugt, dessen Polarisation beliebig invertiert werden kann, in unserem Fall geschah dies im Sekundentakt. Das Injektorzyklotron 1 beschleunigt die Protonen auf eine Energie von 72 MeV. Im isochronen Ringzyklotron erhalten sie anschließend ihre Endenergie von 589 MeV, bevor sie in den Protonenkanal extrahiert werden. Der Protonenstrahl ist mit einer Frequenz von 16.88 MHz gepulst. Dies entspricht einem Pulsabstand von 59.25 nsec. Die Breite eines Protonenpaketes lag während der Messung im Bereich von 2 nsec und die Strahlintensität variierte zwischen 3.5 und 5.6 μA .

Der extrahierte Protonenstrahl ist senkrecht zur Zeichenebene polarisiert. Nach dem ersten Ablenkmagneten wird in einem supraleitenden Solenoiden, dessen Feld parallel zur Strahlrichtung verläuft, die Polarisation in die Zeichenebene gedreht. Anschließend wird die immer noch senkrecht zum Strahl stehende Polarisation im zweiten Ablenkmagneten in die Strahlrichtung rotiert. Allerdings gelingt diese Rotation wegen des vorgegebenen Ablenkwinkels nur bis zu einem Winkel von 85° , so daß der Protonenstrahl eine Polarisation von ca. 0.847 in longitudinaler und von ca. 0.074 in transversaler Richtung hat.

¹³Paul-Scherrer-Institut

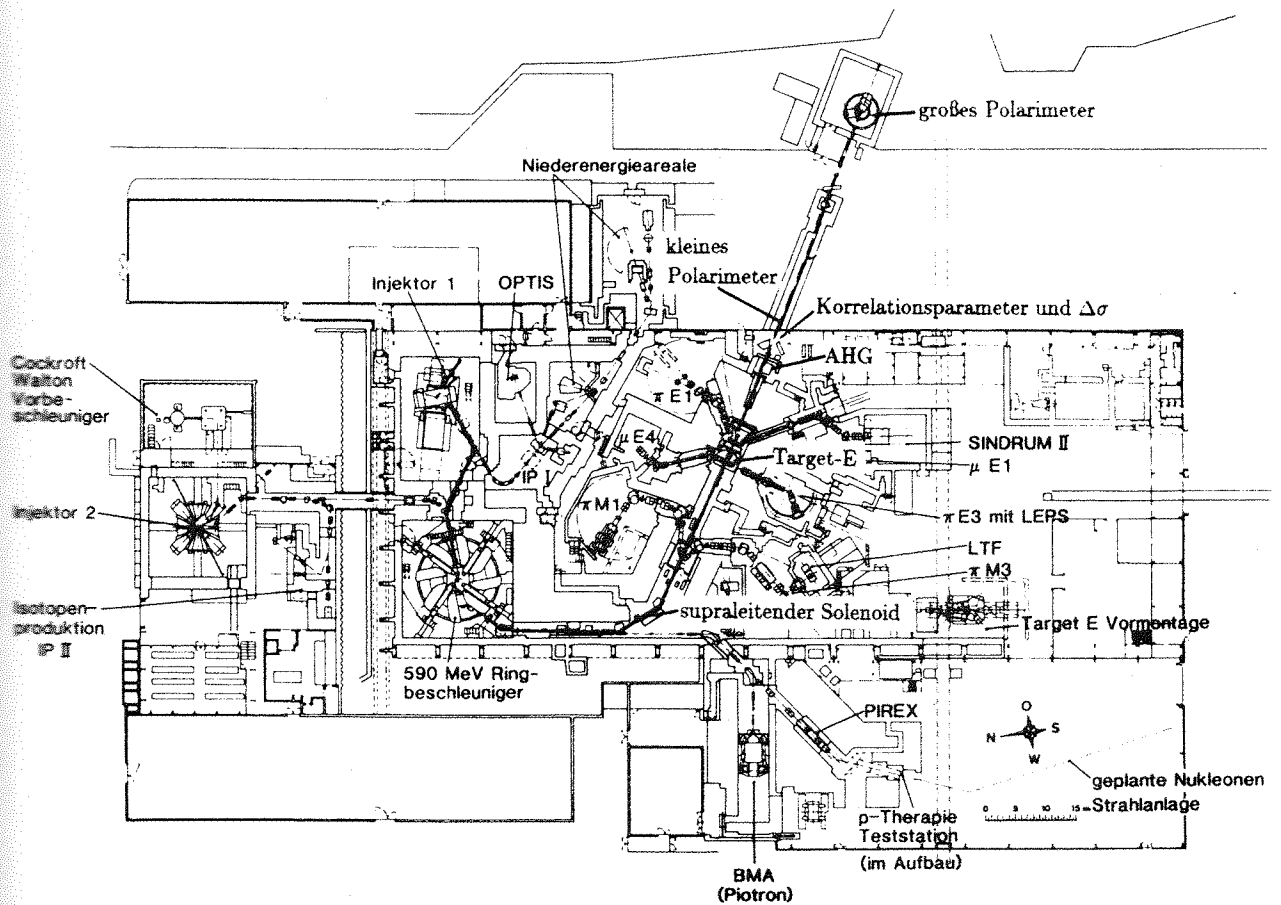


Abb. 3.1: Experimentieranlagen am PSI. Für die Polarisationsexperimente wichtige Elemente der Strahlführung sind gekennzeichnet. Die durchgehende Linie markiert den Weg des Protonenstrahls. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf des Neutronenstrahls.

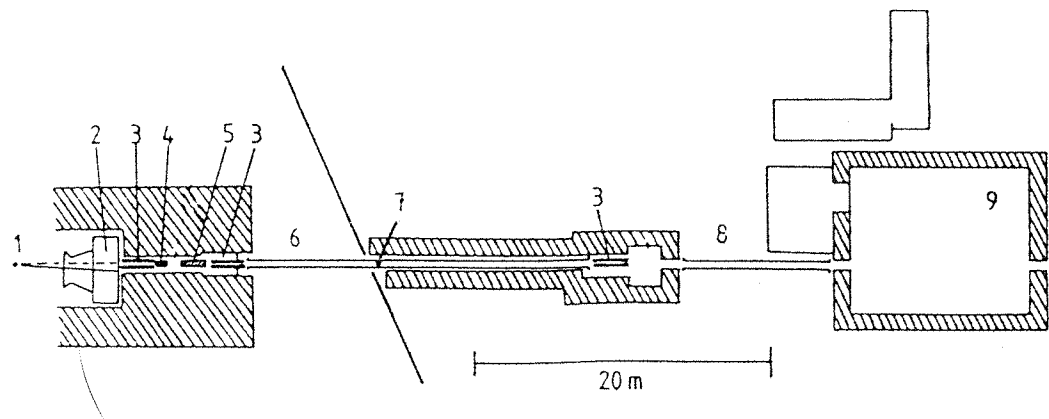


Abb. 3.2: Der Neutronenstrahl mit den wichtigsten Elementen der Strahlführung. 1: Target-E; 2: Strahlfänger; 3: Kollimator; 4: γ -Absorber; 5: Kanalverschluss; 6: 20-m-Areal; 7: kleines Polarimeter; 8: Straße; 9: 60-m-Areal.

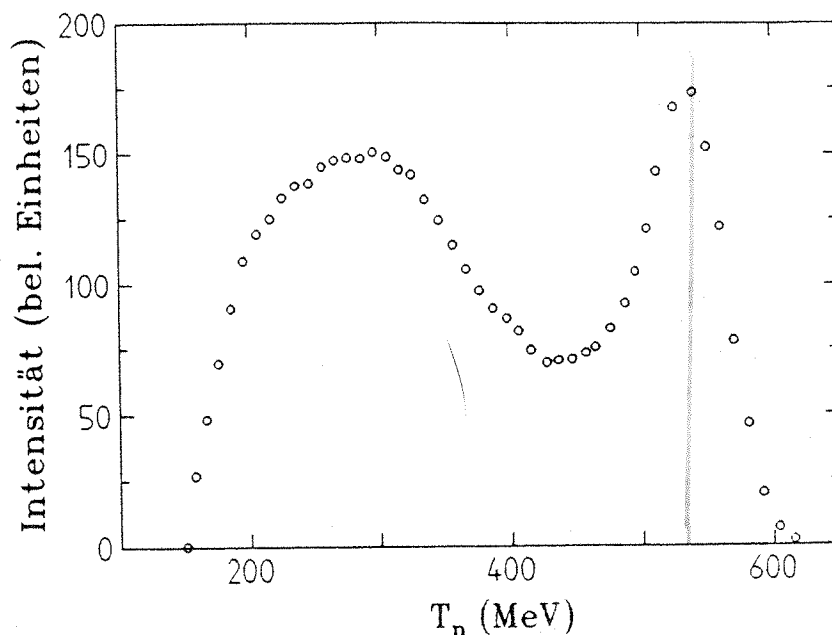


Abb. 3.3: Energiespektrum des Neutronenstrahls. Die Verteilung wurde der Messung $A_{00kk}(180^\circ)$ entnommen und mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus [ARN87] entfaltet.

Der Protonenstrahl trifft zur Produktion von Sekundärstrahlen auf das sogenannte Target-M und das Target-E. Letzteres ist ein 6 cm dickes Kohlenstofftarget an dem neben Pionen und Myonen auch Neutronen entstehen. Diese werden durch ein System von 3 Kollimatoren unter einem Winkel von 3.4° zum Protonenstrahl ausgeblendet und bilden den Neutronenstrahl. Abbildung 3.2 zeigt die wichtigsten Elemente des Neutronenstrahls. Dies sind zunächst die jeweils 2 m langen Eisenkollimatoren, die im ersten Experimentierareal, dem sogenannten 20-m-Areal¹⁴ einen Strahlfleck von $9 \cdot 9 \text{ mm}^2$ definieren. In diesem Areal wurden auch die hier beschriebenen Experimente durchgeführt.

Im zweiten Experimentierbereich, dem 60-m-Areal¹⁵, befanden sich während der Messungen zwei große Polarimeter zur Bestimmung der Neutronenpolarisation [TOD88] und [BI89a].

Durch die Erzeugung der Neutronen am Kohlenstoff haben diese eine breite Energieverteilung, wie in Abbildung 3.3 zu erkennen ist. Das Energiespektrum wird vom Peak der quasielastisch produzierten Neutronen bei ca. 530 MeV dominiert, an den sich die breite Verteilung der inelastischen Neutronen anschließt. Der starke

¹⁴Entfernung zum Target-E ca. 20 m

¹⁵Entfernung zum Target-E ca. 60 m

Abfall unterhalb von ca. 200 MeV ist durch die Akzeptanz des Detektors bedingt. Insgesamt erreichen im Mittel 3 bis $4 \cdot 10^5$ Neutronen pro Sekunde das Meßareal.

Dieses Spektrum erlaubt es, sämtliche Energien von 150 bis 600 MeV gleichzeitig zu messen. Allerdings müssen bei Messungen mit geringer Statistik dann die Energiebins entsprechend groß gewählt werden, was zu systematischen Fehlern führen kann. Desweiteren ist es notwendig die Energie der nachgewiesenen Neutronen zu bestimmen. Dies geschieht mit Hilfe des 16.88 MHz Hochfrequenzsignals des Beschleunigers. Mit ihm wird die Flugzeit der Neutronen vom Produktionstarget-E zum jeweiligen Reaktionstarget ermittelt.

Ein wichtiges Element der Strahlführung ist der γ -Absorber. Dabei handelt es sich um eine 30 mm dicke Bleiplatte, die während der Messung in den Strahl gefahren wird, um dort den Großteil des aus dem π^0 -Zerfall stammenden γ -Untergrundes zu absorbieren. Da die Gammateilchen mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, bieten sich andererseits ohne den Bleifilter eine einfache Möglichkeit die Flugzeit der Neutronen zu eichen. Dazu wird vor dem Szintillator, der die Flugzeit mißt, eine dünne Bleiplatte in den Strahl gestellt. Ein Teil der Gammateilchen konvertiert in dieser Platte in Elektronen und Positronen, die im Szintillator nachgewiesen werden und einen scharfen Peak im Flugzeitspektrum ergeben.

Die Flugzeitauflösung ergibt sich aus der Halbwertsbreite des γ -Peaks und lag im Mittel bei ca. 2.8 nsec, was einer Energieauflösung von 13 MeV für die niederenergetischen Neutronen und von 64 MeV im Bereich des quasielastischen Peaks entspricht.

Eine zusätzliche Schwierigkeit resultiert aus dem Pulsabstand der Protonenpakete von 59.25 nsec. Infolge der großen Energieunterschiede zwischen den Strahlneutronen werden die langsamen Neutronen mit einer Energie unter 130 MeV auf ihrem Weg vom Target-E zum Reaktionstarget von schnellen Neutronen mit 530 MeV überholt, obwohl diese erst 59.25 nsec später im nächstfolgenden Protonenpaket produziert werden. Damit ist keine eindeutige Zuordnung der nachgewiesenen Neutronen zum ursprünglichen Protonenpaket und damit zum zugehörigen Zeitsignal zur Flugzeitmessung mehr gegeben. Um die dadurch möglichen Doppeldeutigkeiten in der Flugzeitmessung auszuschließen, waren 2 cm dicke Kupferabsorber in die Detektoren integriert, um so Protonen mit einer Energie unter 150 MeV zu absorbieren. Dadurch war gewährleistet, daß kein Strahlneutron mit einer Energie unter 150 MeV ein Ereignis auslösen konnte. Eine detaillierte Darstellung dieses Sachverhalts findet sich in Kapitel 3.2.2 und 3.2.3 bei der Beschreibung der Experimente.

Mittlerweile ist die beschriebene Strahlanlage demontiert und in dem in Abbil-

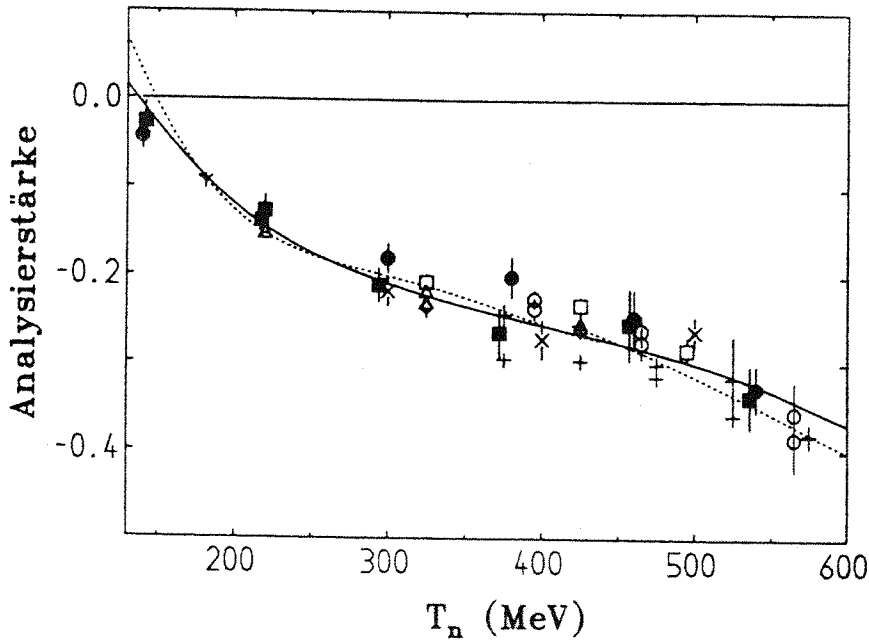


Abb. 3.4: Analysierstärke unter $\theta_{CM} = 115^\circ$ berechnet mit zwei Streuphasenanalysen. Durchgezogene Linie: [ARN87]; punktierte Linie: [BYS87]. Die eingezeichneten Daten sind außer den \circ : [PES91] und den \square : [HEU91] der Datenbasis aus [ARN87] entnommen.

dung 3.1 mit "geplante Nukleonen Strahlanlage" bezeichneten Bereich neu aufgebaut worden. Die erste Strahlzeit ist für Ende 1991 geplant.

3.1.1 Polarisation des Neutronenstrahls

Die Neutronen werden über den Prozeß des longitudinalen Polarisationstransfers von Protonen auf Neutronen bei quasielastischen und inelastischen Reaktionen am Kohlenstoff polarisiert. Dies führt zu einer longitudinalen Strahlpolarisation mit Werten zwischen -0.1 und -0.5 je nach Energie der Neutronen [BI89a]. Aufgrund der in 3.1 beschriebenen, ebenfalls vorhandenen Transversalpolarisation des Protonenstrahls und infolge des Transferparameters $K_{0s}{}_{k0}$, kann auch der Neutronenstrahl eine geringe transversale Polarisation besitzen. Unter Zuhilfenahme der entsprechenden elastischen Transferparameter ergibt sich als Abschätzung jedoch lediglich ein Wert von 0.021 . Da in unseren Experimenten die Richtung der Protonenpolarisation jede Sekunde umgeklappt wird, invertiert sich auch die Richtung der Neutronenpolarisation im Sekundentakt.

Zwei Dipolmagnete vom Typ AHG erlauben es, die Strahlpolarisation aus der longitudinalen in jede gewünschte Richtung zu drehen. Sie werden je nach Bedarf

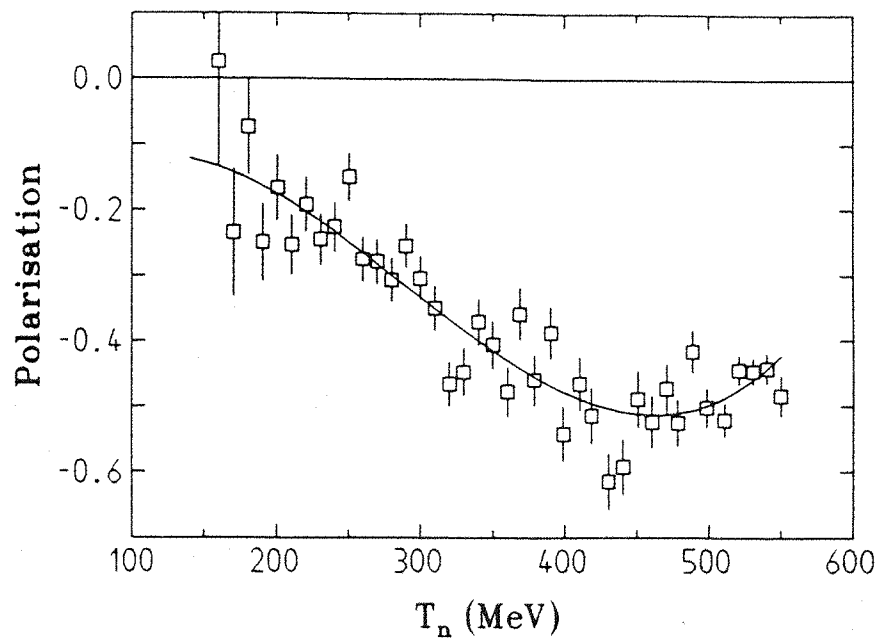


Abb. 3.5: Polarisierung des Neutronenstrahls in Schritten von 10 MeV. Die durchgezogene Linie ist ein an die Punkte angepaßtes Polynom dritten Grades.

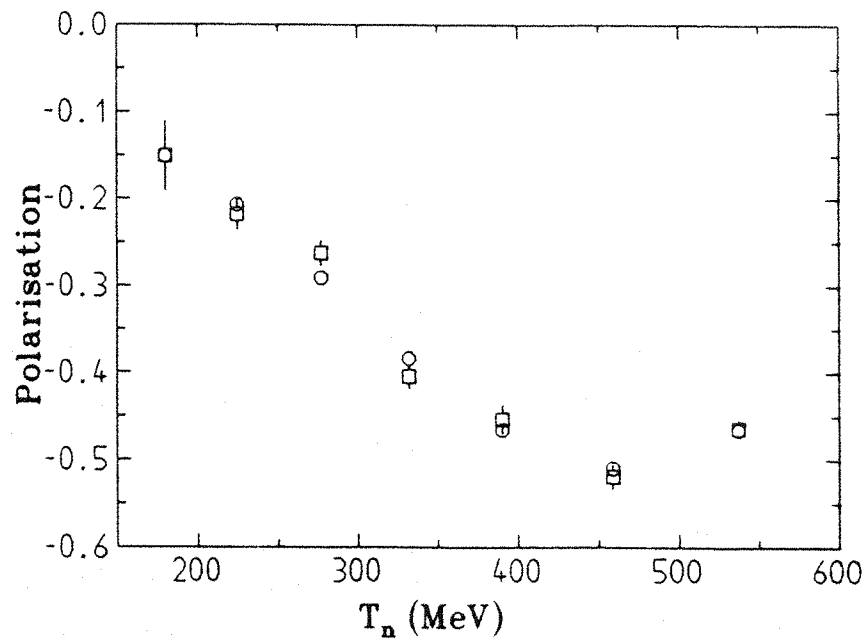


Abb. 3.6: Strahlpolarisation berechnet für die Energiebins der $\Delta\sigma_L$ -Messung. Die Rechnung wurde einmal mit den direkten Meßergebnissen: \square und einmal mit Hilfe des Fits: \circ durchgeführt. Die eingezeichneten Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler der Daten.

χ_{red}^2 für Polynomfit						
Grad	0	1	2	3	4	5
χ_{red}^2	11.2	4.4	2.4	2.1	2.2	2.3

Koeffizienten des Fits dritten Grades	
A_0	-0.2869 ± 0.267
A_1	0.3160 ± 0.233
A_2	-0.1687 ± 0.065
A_3	0.0194 ± 0.006

Tab. 3.1: Oben: Reduziertes χ^2 für Polynomfits vom Grade 0 bis 5 an die Daten der Strahlpolarisation. Unten: Die ermittelten Fitkoeffizienten des Polynoms dritten Grades. Für den Fit wurde die Energie durch 100 dividiert.

im 20-m-Areal vor dem Hauptexperiment oder auf der Straße vor dem 60-m-Areal aufgebaut. Die Magnete sind auf eine über die Feldlänge integrierte Feldstärke von 1.95 Tm eingestellt und drehen die Polarisation um Winkel zwischen 90° für 500 MeV Neutronen und 120° für 200 MeV Neutronen. Das hat dann zur Folge, daß bei Messungen mit der Hauptkomponente der Strahlpolarisation in \hat{y} -Richtung aus der Drehung noch ein kleiner energieabhängiger Anteil in \hat{z} -Richtung und aus der Produktion ein kleiner Anteil in \hat{x} -Richtung existiert.

Die Messung des Polarisationsgrads erfolgte in zwei zu den Hauptexperimenten parasitär verlaufenden Messungen im 60-m-Areal [BI89a]. Beim sogenannten Live-Target-Polarimeter wurden die Neutronen in einem 13 cm langem Szintillatortarget gestreut und unter Laborstreuwinkeln zwischen 5° und 15° in einem großen Szintillatorbalken nachgewiesen. Das LH_2 -Target-Polarimeter bediente sich der elastischen Ladungsaustauschreaktion unter Laborstreuwinkeln um 30° mit einer Flüssigwasserstoffzelle als Target. Zum Nachweis der Protonen diente eine Anordnung aus Szintillatoren.

Beide Methoden benötigen zur Auswertung die Analysierstärke der freien np-Streuung. Während aber das LH_2 -Target-Polarimeter in einem Winkelbereich arbeitete, in dem die Analysierstärke durch viele Messungen bestimmt und bestätigt ist, existieren für das Live-Target-Polarimeter keine Daten und es bleibt nur die

Möglichkeit auf Streuphasenanalysen zurückzugreifen. Daher werden im folgenden nur die Ergebnisse des LH_2 -Target-Polarimeters zur Berechnung der Strahlpolarisation benutzt.

In Abbildung 3.4 ist die Analysierstärke, berechnet aus zwei Streuphasenanalysen unter dem benötigten Winkel von $\theta_{n,cm} = 115^\circ$ zusammen mit den verfügbaren Daten dargestellt. Beide Analysen stimmen recht gut miteinander überein und stellen eine gute Anpassung an die Daten dar. Lediglich im Bereich hoher und niedriger Energien ergeben sich leichte Abweichungen. Die ausgefüllten Quadrate und Kreise zeigen, die durch Mittelung der Strahlpolarisation bzw. Messung mit unpolarisiertem Strahl aus der Targetpolarisation gewonnenen Ergebnisse von Messungen unserer Gruppe am PSI. Sie bestätigen sehr gut die Streuphasenrechnungen.

Die Strahlpolarisation wurde unter Zuhilfenahme der neuesten Saclay- Streuphasenanalyse [LEC90] von [BYS87] ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 in Schritten von 10 MeV dargestellt.

Die Strahlpolarisation ist ein wichtiger Faktor bei der Berechnung der Ergebnisse der Hauptexperimente, die im Vergleich zur Strahlpolarisation oft mit besserer Statistik gemessen sind. Dies kann dazu führen, daß relativ glatt verlaufende Ergebnisse der Hauptexperimente nach Normieren mit der statistisch stark schwankenden Strahlpolarisation beträchtlich streuen. Im Falle der $\Delta\sigma$ -Messung erzeugt allein die Strahlpolarisation infolge der vorgegebenen Energiebinnung des Hauptexperiments eine deutliche Stufe um 300 MeV. Da die Struktur in der Polarisation statistisch nicht signifikant ist, wurde ein Polynom an die Meßpunkte angepaßt. In Tabelle 3.1 ist das reduzierte χ^2 des Fits in Abhängigkeit vom Grad des Polynoms aufgeführt. Ein Polynom dritten Grades erwies sich als die geeignetste Wahl. Die ermittelten Werte für die Koeffizienten sind in Tabelle 3.1 angegeben. Der Verlauf des Polynoms ist in Abbildung 3.5 wiedergegeben.

Zur Berechnung der zum jeweiligen Hauptexperiment gehörenden Strahlpolarisation, werden die mit der Intensitätsverteilung gewichteten Werte des Polynoms über die Energiebins gemittelt. Als Fehler wird der Fehler des gewichteten Mittels der einzelnen Meßpunkte angegeben. In Abbildung 3.6 sind zum Vergleich des Fits und der Originaldaten in der Energiebinnung des $\Delta\sigma_L$ -Experiments die Ergebnisse der Polarisation dargestellt. Der Fehler bewegt sich immer in der Größenordnung der Abweichungen zwischen der Strahlpolarisation berechnet aus dem Fit und aus den ursprünglichen Daten. Dadurch wird nachträglich die vernünftige Wahl des Polynoms bestätigt.

In der Abbildung 3.4 ist ein Nulldurchgang der Analysierstärke im Bereich von

140 MeV zu erkennen. Damit versagt bei dieser Energie die hier beschriebene Methode zur Messung der Strahlpolarisation, weshalb nur Meßwerte bis minimal 160 MeV in den Fit miteinbezogen wurden. Es ist also Vorsicht geboten bei der Verwendung des Polynoms für Energien unterhalb 160 MeV. Da bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten nur Energien oberhalb 150 MeV auftreten, spielt dies jedoch keine Rolle. Das gleiche gilt für Energien oberhalb 540 MeV, bei denen das Polynom aufgrund fehlender Daten keine Berechtigung mehr hat.

3.1.2 Polarisationsmonitore

Im Verlaufe der Messungen erwies es sich als notwendig, über Polarimeter zu verfügen, die möglichst schnell und zuverlässig Information zur Polarisation sowohl des Protonen- als auch des Neutronenstrahls liefern. Dazu wurden zwei Polarimeter aufgebaut, von denen das Pirex-Polarimeter am Protonenstrahl und das sogenannte "kleine Polarimeter" am Neutronenstrahl arbeitete.

Pirex-Polarimeter: Beim Pirex-Polarimeter wird noch vor dem ersten Solenoiden zur Polarisationsdrehung ein kleiner Anteil des Strahls absepariert und in Richtung Pirextargetstation geführt. Dort trifft er auf ein dünnes Kohlenstofftarget. Durch ein Loch in der Strahlabschirmung werden unter einem Winkel von 12° die gestreuten Protonen ausgeblendet. Anschließend lenkt sie ein Permanentmagnet so ab, daß nur die quasielastisch gestreuten Protonen auf einen kleinen Zähler treffen. Die unterschiedliche Zählrate liefert dann eine Asymmetrie zwischen den beiden Spinstellungen des Protonenstrahls von 0.3. In Abbildung 3.19 ist der Verlauf dieser Asymmetrie mit der Meßzeit für zwei Meßperioden aufgetragen.

"Kleines Polarimeter": Wie aus Abbildung 3.2 ersichtlich, ist das kleine Polarimeter direkt hinter dem 20-m-Areal im Neutronenkanal installiert. Es handelt sich um ein Zweiarmpolarimeter, von dem jeder Arm aus zwei runden, 5 cm im Durchmesser zählenden und 3 mm dicken in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren aufgebaut ist. Zwischen diesen Szintillatoren befindet sich zur Unterdrückung niederenergetischer Protonen ein 2 cm dicker Kupferabsorber. Beide Arme haben eine Länge von 25 cm und zeigen unter einem Winkel von 30° auf ein 2 cm dickes CH_2 -Target im Neutronenstrahl. Vor dieser Anordnung befindet sich ein großer Veto-zähler.

Das Polarimeter liefert innerhalb von 15 Minuten eine statistisch signifikante Asymmetrie in der Größenordnung von 0.06. Der Verlauf der Asymmetrie während

der Messung ist in Abbildung 3.20 aufgetragen.

3.1.3 Das polarisierte Target

Das polarisierte Target wurde vom PSI zur Verfügung gestellt und betreut. Auf die für die einzelnen Experimente wichtigen Details, wird an der entsprechenden Stelle jeweils gesondert eingegangen. Im folgenden soll lediglich die Methode der Polarisation und der Messung des Polarisationsgrades beschrieben werden.

Zur Erreichung eines hohen Polarisationsgrades wird die Methode der dynamischen Kernorientierung [BOE74] angewandt. Als Targetmaterial dienen gefrorene Kügelchen aus Butanol mit einem Durchmesser von ca. 2 mm, die bei einer Temperatur von 0.5 K in flüssigem ^3He schwimmen. Das ganze befindet sich in einem ca. 2.5 T starken Magnetfeld.

Polarisiert werden die freien Protonen im Butanol ($\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{OH}$), das zu diesem Zweck mit paramagnetischem Porphyraxide dotiert wird. Porphyraxide besitzt ungepaarte Elektronen. Bei einer Temperatur von 0.5 K und einem Magnetfeld von 2,5 T liefert die Boltzmann-Verteilung im thermischen Gleichgewicht einen Polarisationsgrad¹⁶ der Protonen von 0.05. Das ist aber zu wenig, um damit sinnvolle Experimente durchführen zu können. Im Gegensatz dazu haben die äußeren Elektronen der paramagnetischen Zentren aufgrund des größeren magnetischen Moments eine Polarisation von 0.997. Durch das Einstrahlen von Mikrowellen der Frequenz $\nu = \nu_e \pm \nu_p$ ¹⁷, gelingt es Doppel-Spinflip-Übergänge zu induzieren und damit die hohe Elektronenpolarisation auf die Protonen zu übertragen. Dabei ändern durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung Elektronen- und Protonenspin gleichzeitig ihre Richtung. Nach einer Relaxationszeit in der Größenordnung von Millisekunden geht das Elektron wieder in seinen Gleichgewichtszustand zurück und ist zu einem neuen Übergang bereit. Da die Relaxationszeit der Protonen einige Sekunden beträgt, führt dies zur Anreicherung einer Spinrichtung. Um welche Richtung es sich dabei handelt, hängt davon ab, ob die Frequenz $\nu_e + \nu_p$ oder $\nu_e - \nu_p$ eingestrahlt wird, was einem Unterschied von nur 0.3 % entspricht.

Da die Wahrscheinlichkeit für diese induzierten Übergänge mit der sechsten Potenz des Abstands Elektron-Proton abnimmt, wäre die erzielte Polarisation immer noch klein, wenn sie sich nicht durch Spin-Diffusion¹⁸ von den paramagnetischen

¹⁶ $P = \tanh \frac{\mu H}{kT}$

¹⁷ $\nu_e, \nu_p = e$ bzw. p Larmorfrequenz

¹⁸ gegenseitige Spinflips benachbarter Protonen

Zentren aus auf das ganze Butanol ausbreiten würde. Dies geschieht mit einer Geschwindigkeit von 100 \AA in einigen Sekunden und daraus resultiert nach 3-4 Stunden ein Polarisationsgrad zwischen 0.6 und 0.7.

Gemessen wurde der Polarisationsgrad mit Hilfe der Kernspinresonanzmethode. Dazu wurde dem statischen Magnetfeld ein durch einen LC-Schwingkreis erzeugtes schwaches Hochfrequenzfeld überlagert, dessen Frequenz im Bereich der Protonenresonanz moduliert wurde. Die dadurch induzierten Spinflip-Übergänge änderten durch Absorption oder Emission die Impedanz des Schwingkreises und damit die über dem LC-Kreis gemessene Spannung. Wird diese Spannungsänderung gegen die Frequenz aufgetragen, so ergibt sich eine Resonanzkurve, deren Integral proportional zur Polarisation ist. Geeicht wurde dieses Signal durch Vergleich mit der Polarisation im thermischen Gleichgewicht, die sich aus der Boltzmann-Verteilung berechnen läßt. Die Werte der Resonanzkurve wurden alle 20 Minuten auf einem PC registriert und am Ende der Messung geeicht. Aus dieser Eichung resultiert auch der systematische Fehler der Polarisation, der in der Größenordnung $\frac{\Delta P_i}{P_i} \approx \pm 4\%$ [MAN89] liegt.

3.2 $\Delta\sigma_T$ und $\Delta\sigma_L$

3.2.1 Die Absorptionsmethode

Der totale Wirkungsquerschnitt zur Beschreibung der Streuung eines polarisierten Neutronenstrahls an einem polarisierten Protonentarget setzt sich aus dem unpolarisierten totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{0,tot}$ und den zwei polarisierten Anteilen $\sigma_{1,tot}$ und $\sigma_{2,tot}$ zusammen, die den Einfluß der Strahl- und Targetpolarisation \vec{P}_b bzw. \vec{P}_t beschreiben:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} \cdot (\vec{P}_b \cdot \vec{P}_t) + \sigma_{2,tot} \cdot (\vec{P}_b \cdot \vec{k}) \cdot (\vec{P}_t \cdot \vec{k}). \quad (3.1)$$

Während $\sigma_{0,tot}$ durch verschiedene Messungen, [GRU85] und [LIS82], schon sehr gut bekannt war, lag über $\sigma_{1,tot}$ und $\sigma_{2,tot}$ im Energiebereich von 100-1200 MeV bis ca. 1987 keine direkte Information vor. Diese Situation änderte sich erst mit den jüngst am PSI, am SATURNE II und am LAMPF durchgeführten Experimenten.

Untersucht werden diese Größen über die Observablen $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$, die als die Differenz des totalen Wirkungsquerschnitts von parallel und antiparallel stehender Strahl- und Targetpolarisation definiert sind. L bzw. T bezeichnet die longitudinale oder transversale Richtung der Polarisation bezüglich des Strahlimpulses. Der Zusammenhang zwischen den Observablen und $\sigma_{1,tot}$ bzw. $\sigma_{2,tot}$ lautet dann [APR84]:

$$\Delta\sigma_L = \sigma(\overleftarrow{\quad}) - \sigma(\overrightarrow{\quad}) = -2 \cdot (\sigma_{1,tot} + \sigma_{2,tot}); \quad (3.2)$$

$$\Delta\sigma_T = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow) = -2 \cdot \sigma_{1,tot}. \quad (3.3)$$

Gemessen werden totale Wirkungsquerschnitte nach der sogenannten Absorptionsmethode, die den Vorteil hat, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektoren nicht bekannt sein muß. Bei der Ermittlung von $\sigma_{0,tot}$ wird die Strahlintensität mit und ohne Absorber bestimmt. Hingegen wird bei den Polarisationsexperimenten die unterschiedliche Abschwächung des Strahls für wechselweise parallel und antiparallel ausgerichtete Strahl- und Targetpolarisation verglichen.

Für diese Messungen genügen also im Prinzip, wie in der Abbildung 3.8 des Aufbaus gezeigt, zwei Strahlmonitore, zwischen denen das polarisierte Target steht. Im folgenden soll zur Unterscheidung der vor dem Target stehende Normierungsmonitor mit M und der zweite, strahlabwärts positionierte Monitor als Detektor S bezeichnet werden. Dabei dient S zur Erfassung der mit der Polarisation wechselnden Strahlintensität. Seine Zählrate S_M ergibt sich in Abhängigkeit des noch zu erläuternden Wirkungsquerschnitts $\sigma(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S, E)$ zu:

$$S_M(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S, E) = \epsilon \cdot (1 - U) \cdot \int_{E_1}^{E_2} I_M(E) e^{-n_H \sigma(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S, E)} dE. \quad (3.4)$$

Der Index M an der Zählrate S und der Strahlintensität I bedeutet, daß beide bereits auf die Monitorzählrate M normiert sind. Die ausführliche Schreibweise müßte eigentlich lauten: $S_M = \frac{S(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S, E)}{M}$. Weiterhin bezeichnet U die Untergrundabsorption und enthält sämtliche Streuungen an Materialien wie Luft oder den Targetfenstern. n_H ist die Flächenbelegungsdichte der Protonen im Target angegeben pro mb und ϵ bezeichnet die Detektoreffizienz.

Das Ziel der folgenden Betrachtungen wird es sein, die Gleichung 3.12, zur Berechnung von $\Delta\sigma$, aus der Zählrate S allgemein herzuleiten. Dazu wird M , ebenso wie die Detektoreffizienz ϵ und die Untergrundabsorption U als unabhängig von der Strahlpolarisation betrachtet. Dies ist aber aus später noch zu beschreibenden rein technischen Gründen bei Experimenten mit polarisierten Neutronen kaum erreichbar. Die sich daraus ergebenden Folgen werden in Kapitel 3.2.6 genauer untersucht.

Zu beachten ist, daß die Polarisation in Gleichung 3.4 nur Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S, E)$ hat. Wird nun abwechselnd mit positiver und negativer Strahlpolarisation gemessen und das Verhältnis der Zählraten gebildet, so fallen ϵ und U aus der Gleichung heraus. Als nächster Schritt soll die Integration unter der Näherung durchgeführt werden, daß sowohl I als auch σ auf dem Intervall $[E_1, E_2]$ konstant sind. Dies ist in der Regel hinreichend gut erfüllt, wenn das Intervall klein genug gewählt wird. Bei den hier beschriebenen Experimenten war es aber aus technischen Gründen nicht möglich, kleine Energieintervalle zu bilden oder die Binnung zu Testzwecken zu verändern. Wie in Abschnitt 3.2.9 gezeigt wird, bleibt der dadurch verursachte Fehler aber dennoch klein, da sich sämtliche energieabhängigen Größen nur langsam über das Intervall ändern.

Nach dem Wegfall der Integrale kürzen sich nun auch die normierte Strahlintensität und $dE = (E_2 - E_1)$ heraus, da sie nicht von der Polarisation abhängen. Übrig bleibt folgender Zusammenhang:

$$R(\vec{P}_t) = \frac{S_M(+\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S)}{S_M(-\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S)} = \frac{e^{-n_H \sigma(+\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S)}}{e^{-n_H \sigma(-\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S)}}, \quad (3.5)$$

der durch Logarithmieren weiter vereinfacht wird:

$$\ln R(\vec{P}_t) = -n_H \cdot (\sigma(+\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S) - \sigma(-\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S)). \quad (3.6)$$

Auf der rechten Seite der Gleichung steht bereits die Differenz der polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitte. Dabei ist σ im wesentlichen σ_{tot} aus 3.1.

Hinzu kommen kleine Anteile für Neutronen, die im Target unter kleinen Winkeln¹⁹ nach vorne in den Detektor S gestreut und dort wie Strahlneutronen nachgewiesen werden:

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{P}_b, \vec{P}_t, \Omega_S) &= \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} \cdot (\vec{P}_b \cdot \vec{P}_t) + \sigma_{2,tot} \cdot (\vec{P}_b \cdot \vec{k}) \cdot (\vec{P}_t \cdot \vec{k}) \\ &- \int_{\Omega_S} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Pol} d\Omega. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ω_S ist der Raumwinkel, den der Detektor S bezüglich dem Target aufspannt. $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Pol}$ ist der durch die Gleichung 2.15 beschriebene differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte Teilchen.

Für das folgende ist es zweckmäßig, die Polarisation im festen Laborsystem \hat{x} , \hat{y} und \hat{z} wie in Abschnitt 2.1 eingeführt zu beschreiben. Wichtig ist noch, daß der Winkel ϕ zwischen \hat{y} und \hat{n} sämtliche Werte von 0 bis 2π annehmen kann, wegen des zur Strahlachse symmetrischen Aufbaus des Detektors S beim vorliegenden Experiment.

Bei der Durchführung der Messungen werden zur Vereinfachung Strahl und Target entweder nur in die longitudinale Richtung P^z oder die transversale Richtung P^y polarisiert. Dabei ist allerdings zu beachten, daß nur das Target in genau eine Richtung polarisiert werden kann, während der Strahl immer, wie bereits beschrieben, auch kleine Polarisationsanteile in die beiden verbleibenden Raumrichtungen hat. Nachfolgend soll nun der Einfluß dieser unvermeidbaren Anteile auf die Ergebnisse untersucht werden.

Im longitudinalen Fall vereinfacht sich 3.7 zunächst zu:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_{0,tot} + (\sigma_{1,tot} + \sigma_{2,tot}) \cdot (P_b^z \cdot P_t^z) \\ &+ \int_{\Omega_S} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 \cdot (1 + P_b^x \sin \phi A_{00n0} + P_b^x \cos \phi P_t^z A_{00sk} + P_b^z P_t^z A_{00kk}) d\Omega. \end{aligned} \quad (3.8)$$

ϕ ist der Winkel zwischen \hat{y} und der Streunormalen \hat{n} . Da S symmetrisch zum Strahl ist, hebt sich der Anteil von A_{00sk} und A_{00n0} bei Integration über $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ weg. Einsetzen von σ in 3.6 und dividieren durch $n_H \cdot P_t^z \cdot P_b^z$ liefert:

$$\frac{\ln R(P_t)}{n_H P_t^z |P_b^z|} = 2(\sigma_{1,tot} + \sigma_{2,tot}) - 2 \cdot \int_{\Omega_S} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 A_{00kk} d\Omega. \quad (3.9)$$

Ein Vergleich mit 3.2 zeigt, daß diese Größe genau $-\Delta\sigma_L$ ist, verfälscht durch einen kleinen Anteil von A_{00kk} . Meßtechnisch kann dieser Anteil bei endlichem Ω_S

¹⁹im vorliegenden Experiment ist $\theta_{Lab} < 1.9^\circ$

nicht eliminiert werden. Dies wird unter dem Gesichtspunkt verständlich, daß der elastische Anteil von $\Delta\sigma_L$ seinen Ursprung im Beitrag von A_{00kk} zum differentiellen Wirkungsquerschnitt hat. Als einzige Möglichkeit bleibt, diesen Fehler abzuschätzen und falls nötig zu korrigieren.

Als nächstes soll der etwas aufwendigere Fall transversaler Polarisation diskutiert werden. Aufwendiger deshalb, da die Strahlpolarisation noch kleine Anteile in z- und x-Richtung haben kann, die allerdings aus mehreren Gründen keine Rolle spielen. Durch Einsetzen erhält 3.7 folgende Form:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_{0,tot} + \sigma_{1,tot} \cdot (P_b^y P_t^y) \\ &- \int_{\Omega_S} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 (1 + P_t^y A_{000n} \cos \phi + P_b^y A_{00n0} \cos \phi + P_b^y P_t^y A_{00nn} \cos^2 \phi \\ &+ P_b^y P_t^y A_{00ss} \sin^2 \phi - P_b^z P_t^y A_{00ks} \sin \phi \\ &+ P_b^x P_t^y A_{00nn} \sin \phi \cos \phi - P_b^x P_t^y A_{00ss} \cos \phi \sin \phi + P_b^x \sin \phi A_{00n0}) d\Omega. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Wieder fallen wie im longitudinalen Fall die Anteile, die nur $\cos \phi$ oder $\sin \phi$ enthalten, bei Integration über den Raumwinkel weg, da ϕ wie bereits erwähnt alle Winkel von 0 bis 2π durchläuft. Mit Hilfe der trigonometrischen Gleichung $\sin \phi \cdot \cos \phi = \frac{1}{2} \sin 2\phi$, läßt sich zeigen, daß auch Terme mit $\sin \phi \cdot \cos \phi$ keinen Beitrag liefern. Zusätzlich gibt es noch weitere Gründe, daß diese Größen, die jetzt vernachlässigt werden, gegenüber dem Rest, klein sein müssen. So ist z.B. P_b^x sehr viel kleiner als P_b^y und sowohl die Analysierstärke $A_{000n} = A_{00n0}$, als auch die Korrelation A_{00sk} muß für $\theta = 0$ den Wert Null annehmen. Übrig bleiben nur die Anteile von A_{00nn} und A_{00ss} , deren Beiträge entsprechend dem von A_{00kk} im longitudinalen Fall abgeschätzt werden müssen. Die zu 3.9 entsprechende Gleichung für $\Delta\sigma_T$ lautet:

$$\frac{\ln R(P_t)}{n_H P_t^y |P_b^y|} = 2\sigma_{1,tot} - 2 \cdot \int^{\Omega_S} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 (A_{00nn} \cos^2 \phi + A_{00ss} \sin^2 \phi) d\Omega. \quad (3.11)$$

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß $\Delta\sigma_{L,T}$ bis auf kleine Korrekturen gegeben ist durch:

$$\Delta\sigma_{L,T} = \frac{-1}{n_H |P_b| P_t} \cdot \ln \left(\frac{S^{+,t}}{M^{+,t}} \cdot \frac{M^{-,t}}{S^{-,t}} \right) \quad (3.12)$$

Wobei die Indizes + oder - die Orientierung der Strahlpolarisation angeben. Das t steht entsprechend für das Vorzeichen der Targetpolarisation und kann $t = +$ oder $t = -$ bedeuten. Diese Gleichung ist allerdings nur unter der Voraussetzung richtig, daß für $P_t = 0$ die Zählraten S und M unabhängig von der Strahlpolarisation sind.

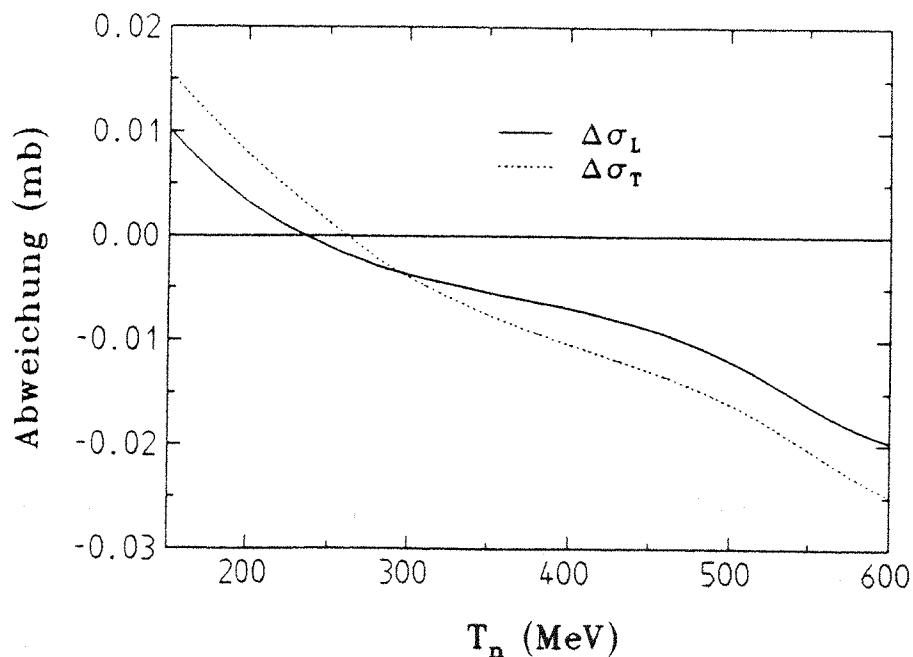


Abb. 3.7: Beitrag der in den Detektor gestreuten und nachgewiesenen Neutronen zu $\Delta\sigma$ durch A_{00kk} und A_{00nn} .

Leider läßt sich diese Bedingung für einen polarisierten Neutronenstrahl insbesondere bei der Messung von $\Delta\sigma_T$ praktisch nicht realisieren. Die Gründe dafür und die sich daraus ergebenden Konsequenzen, sollen im Abschnitt 3.2.6 erläutert werden.

Beitrag von A_{00kk} , A_{00nn} und A_{00ss} : In Gleichung 3.9 und 3.11 stellt sich das Problem, daß experimentell der Beitrag der Integrale nicht von $\sigma_{1,tot}$ bzw. $\sigma_{2,tot}$ zu unterscheiden ist. Es bleibt daher als einzige Möglichkeit seine Größenordnung abzuschätzen. Dazu werden die Korrelationsparameter und der differentielle Wirkungsquerschnitt als konstant auf dem von Ω_s aufgespannten Winkelbereich von 0° bis 1.9° betrachtet. Ihr Wert wird der Streuphasenanalyse von Arndt [ARN87] entnommen. A_{00nn} wird gleich A_{00ss} gesetzt, was in genügend kleiner Umgebung von 0° erfüllt ist. Abbildung 3.7 zeigt die Abhängigkeit der beiden Integrale von der Energie. Ihre maximale Größe von 0.02 mb ist um mehr als eine Größenordnung geringer als die angestrebte Genauigkeit.

Wie im Vorhergehenden diskutiert, fallen alle übrigen denkbaren Beiträge durch den symmetrischen Aufbau des Detektors weg. Nun wird sich in Kapitel 3.2.6 zeigen, daß während der Messung die Detektormitte etwas gegen die Strahlachse versetzt war. Dadurch gelingt auch das Wegmitteln dieser übrigen Beiträge nicht mehr

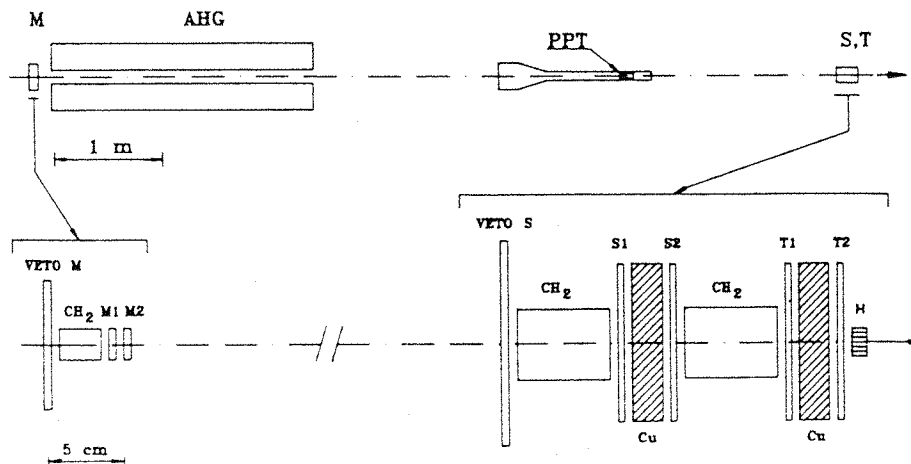


Abb. 3.8: Experimenteller Aufbau. AHG: Spin-Dreh-Magnet; PPT: polarisiertes Target (die Targetmagnete sind nicht eingezeichnet); M, S, T : Strahlmonitore; H: Hodoskop zur Bestimmung des Strahlorts; Cu: Kupferabsorber; CH_2 : Polyethylenkonverter.

vollständig. Praktisch hat dies aber keine Bedeutung, da der verursachte Fehler sicher noch ein bis zwei Zehnerpotenzen geringer ist, als der Beitrag von A_{00kk} oder A_{00nn} .

3.2.2 Aufbau

Die wesentlichen Züge des Aufbaus wurden bereits im vorigen Kapitel aufgezeigt. An dieser Stelle sollen nun anhand von Figur 3.8 die einzelnen Elemente und ihre Arbeitsweise genauer beschrieben werden. Zunächst ist der Monitor M und der Detektor S zu erkennen, zwischen denen sich das polarisierte Protonentarget (PPT) befindet. Eine wichtige Ergänzung ist der zur Verbesserung der Statistik zusätzlich eingesetzte Detektor T . Beide Detektoren sind gleich aufgebaut.

Hinter einem Vetoähler befindet sich ein 6 cm langer CH_2 -Konverter, der Strahl-Neutronen in geladene Teilchen umwandelte, die dann in den Szintillatoren²⁰ S_1 und S_2 in Koinzidenz nachgewiesen wurden. Diese Anordnung wiederholt sich für T . Als Veto für T diente der letzte Szintillator S_2 des Detektors S .

Der 2 cm dicke Kupferblock zwischen S_1 und S_2 absorbierte Protonen mit Energien unter ca. 140 MeV. Dadurch wurden nur Strahlneutronen mit einer Energie

²⁰ $10 \cdot 10 \text{ cm}^2$

über 140 MeV nachgewiesen. Dies war wichtig, da die Abschwächung des Strahls durch das polarisierte Target in Abhängigkeit der Neutronenenergie bestimmt werden sollte. Dazu mußte die Flugzeit der Neutronen auf der 22 m langen Strecke zwischen Produktionstarget E und Nachweisdetektor S bzw. T ermittelt werden. Wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben, war das aber nur modulo 59.25 nsec möglich. Nun traten durch die Beschränkung auf Energien oberhalb 140 MeV nur Flugzeiten zwischen 149 und 93 nsec auf. Die Differenz ist kleiner als 59.25 nsec und ermöglicht damit die eindeutige Bestimmung der Neutronenenergie aus der Flugzeitmessung.

Der Monitor M war zwar prinzipiell gleich aufgebaut, mit dem wesentlichen Unterschied, daß er als integraler Monitor betrieben und daher seine Zählrate nicht energieabhängig bestimmt wurde. Daher konnten insgesamt kleinere Zähler²¹ M_1 und M_2 verwendet werden und der Kupferabsorber wurde nicht benötigt.

Der mit AHG bezeichnete Magnet, dessen Feld horizontal und senkrecht zur Strahlrichtung stand, diente während der $\Delta\sigma_T$ -Messung dazu, die longitudinale Strahlpolarisation in transversale Richtung zu drehen.

Es konnte nicht ausgeschlossen werden, daß durch Änderung der Fokussierung des Protonenstrahls auf dem Target-E auch der Neutronenstrahl seine Position bzw. sein Profil verändert. Da ein horizontales Schwanken des Strahls während der $\Delta\sigma_T$ -Messung zu großen systematischen Fehlern führen kann, diente ein Szintillator-Hodoskop H am Ende der Apparatur dazu, die Strahlposition zu überwachen. Es bestand aus 6 vertikalen, nebeneinander angeordneten Szintillatoren mit einer Breite von 3 mm senkrecht zum Strahl. Die Tiefe in Strahlrichtung betrug 10 mm und ihre Länge 50 mm. Dahinter befand sich ein runder Zähler²² mit einem Durchmesser von 50 mm, der in Koinzidenz betrieben wurde. Als Veto diente der letzte $\Delta\sigma$ -Zähler T_2 . In den 6 Zählern wurde die Koinzidenzzählrate eines jeden Streifens mit dem runden Szintillator gezählt. Abbildung 3.9 zeigt eine während der Messung aufgenommene Zählratenverteilung. Der Schwerpunkt dieser Verteilung entspricht dem Schwerpunkt des Strahlorts und diente über die Zeit aufgetragen zur Kontrolle der Stabilität.

3.2.3 Elektronik und Datenaufnahme

Ein Vorteil des Neutronenstrahls am PSI ist sein "weißes" Spektrum, das es erlaubte, Energien zwischen ca. 140 und 590 MeV gleichzeitig zu messen. Bedingt dadurch

²¹ $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$

²²nicht in Abbildung 3.8 eingezeichnet

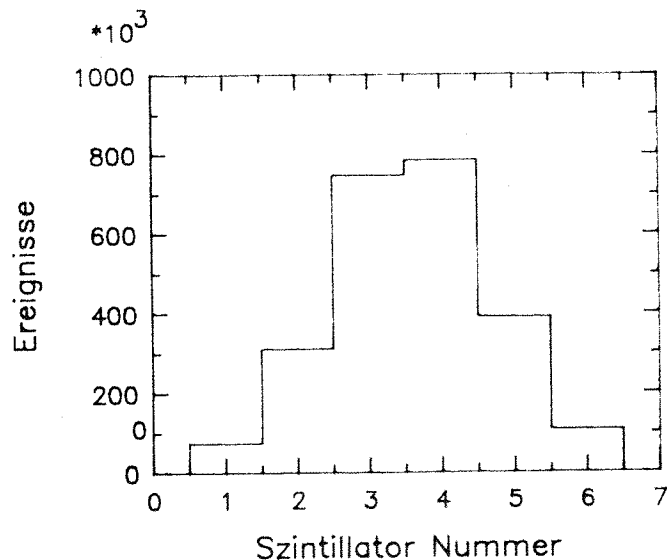


Abb. 3.9: Zählratenverteilung im Hodoskop.

mußte aber die Energie eines jeden Neutrons durch eine Flugzeitmessung ermittelt werden. Der Einsatz eines TDC und die Auslese jedes einzelnen Ereignisses durch den Computer hätte die Ereignisrate auf einige 100 pro Sekunde beschränkt. Um einen statistischen Fehler von 0.5 mb pro Energiebin zu erzielen, werden bei einer Targetlänge von 10 cm, ca. $6 \cdot 10^8$ Ereignisse benötigt [FRA86]. Das entspricht bei einer Meßzeit von fünf Tagen einer Ereignisrate von ca. 1300 pro sec und Energiebin. Daher ist offensichtlich, daß die Entwicklung einer schnelleren Datenaufnahme notwendig war.

Die Grundidee dabei war, die zu messende Zeit von 59.25 ns zwischen zwei Protonenpaketen des Beschleunigers mit Hilfe von Verzögerungen und Koinzidenzen in acht Zeitbereiche zu teilen und einfach die Anzahl der Ereignisse eines jeden Bereichs zu zählen. Der Nachteil dieser Methode bestand darin, daß die Energiebereiche fest vorgegeben waren und ein nachträgliches Ändern nicht mehr möglich war.

Das Blockschaltbild in Abbildung 3.10 gibt die wichtigsten Züge der Elektronik wieder, die in ihren wesentlichen Teilen aus ECL-Geräten bestanden. Das vom Beschleuniger kommende 17-MHz Signal wurde in acht Signale A - H aufgefächert, von denen jedes einzelne diskriminiert und auf eine bestimmte Länge gebracht wurde. Anschließend wurden die acht Signale so verzögert, daß sie die 59.25 ns bis zum nächsten 17-MHz Signal vollständig überdeckten. In der PLU 4508 wurde nun geprüft, mit welchem der acht Signale das im Detektor *S* nachgewiesene Ereignis koinzident war und der entsprechende Zähler wurde inkrementiert.

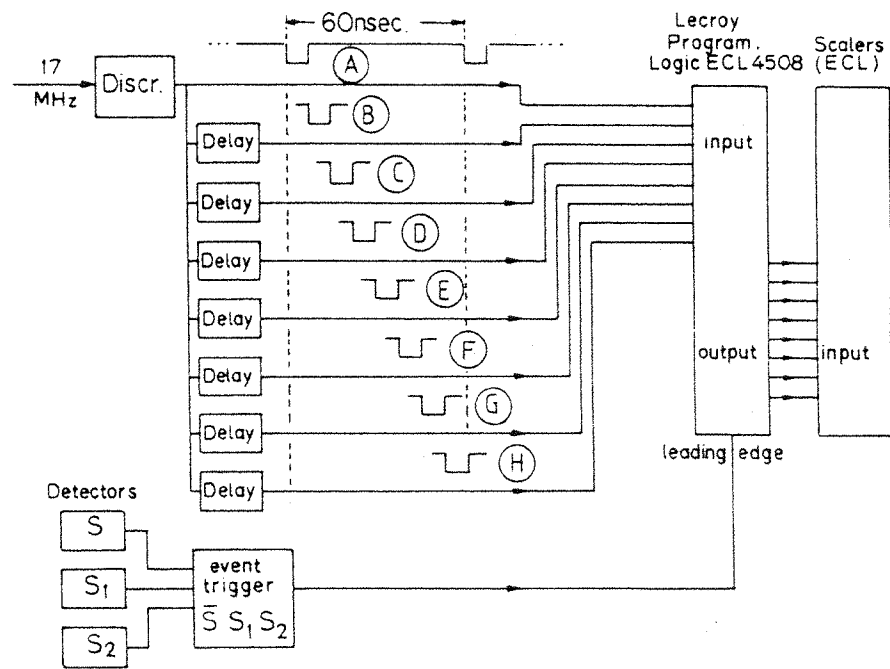


Abb. 3.10: Blockschaltbild der Elektronik.

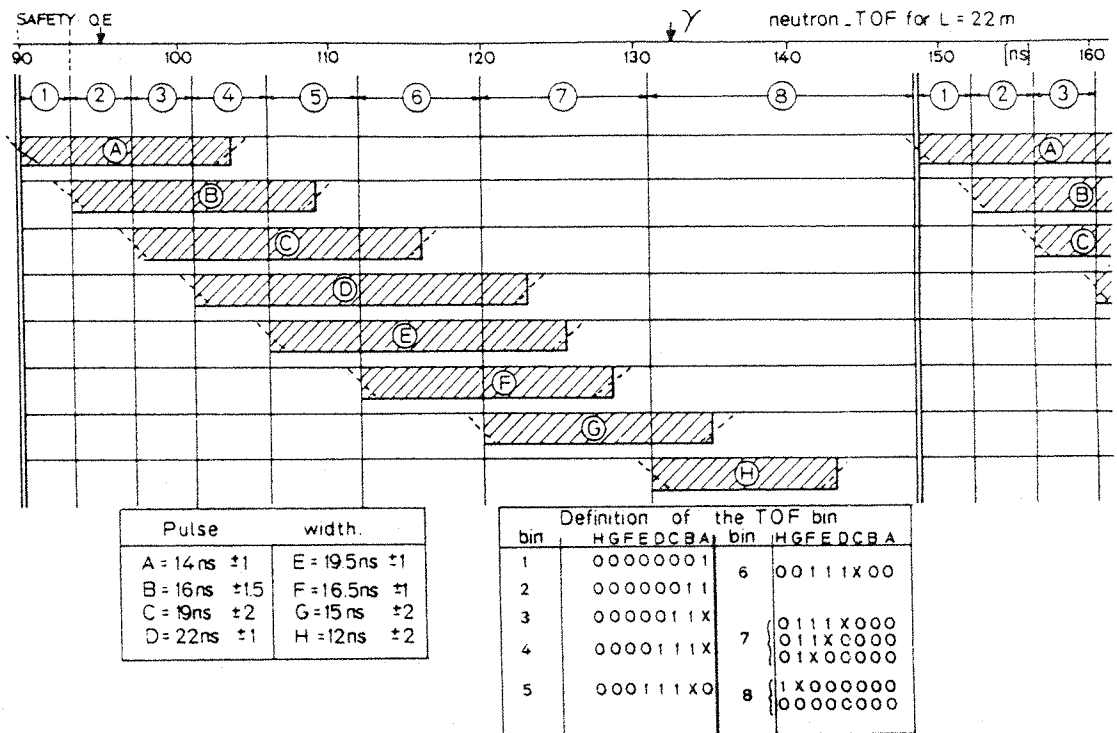


Abb. 3.11: Skizze des Timings in der Elektronik. A - H Breite und Verzögerung der acht 17-MHz Signale. 1 - 8 die sich daraus ergebenden Flugzeitbins.

Wie in Abbildung 3.11, die das "Timing" der einzelnen Kanäle zeigt, zu erkennen ist, hatten die acht verschiedenen Signale einen gewissen Überlapp. Durch ein entsprechendes Bitmuster wurde in der PLU entschieden, zu welchem Flugzeitbin die gemessene Kombination der Signale A - H gehört. Dies sollte verhindern, daß durch Schwankungen in der Länge Ereignisse verloren gehen oder doppelt gezählt werden konnten. Die Breite der Signale A - H kann der linken Tabelle in Abbildung 3.11 entnommen werden. Sie wurde im Hinblick auf die gewünschte Größe der späteren Energiebins gewählt. In der rechten Tabelle ist das geforderte Bitmuster für die Bereiche 1 - 8 angegeben. Dabei bedeutet 1 bzw. 0, daß der entsprechende Kanal angesprochen haben mußte bzw. nicht angesprochen haben durfte und x erlaubt beide dieser Möglichkeiten.

Das Prinzip des Timings ist am besten anhand der Zeitleiste über Abbildung 3.11 zu erläutern. Der zu messende Energiebereich zwischen 140 und 590 MeV entspricht Flugzeiten von 93 bis 149 nsec. Die Differenz von 56 nsec ist um ca. 3 nsec kürzer als die Wiederholfrequenz des Beschleunigers. Diese 3 nsec trennen die langsamen Neutronen eines Protonenpakets von den schnellen des nächsten Pakets. Da die Energie dieses Sicherheitsbins 1 nicht genau bestimmt werden kann, bleiben also 7 Energiebins für die Messung. Das Energiebin 2 überdeckt den quasielastischen Neutronenpeak bei ca. 96 nsec.

Der beschriebene Aufbau war insgesamt viermal vorhanden. Jeweils zweimal für die beiden Detektoren S und T und zweimal, um die zufälligen Koinzidenzen in den Detektoren, SF und TF genannt, zu erfassen. Sie wurden durch Einbau einer Verzögerung in die Koinzidenz der beiden Szintillatoren S_1 und S_2 bzw. T_1 und T_2 ermittelt.

Die ECL-Elektronik wurde über CAMAC von einem PC gesteuert. Der gleiche PC diente dazu im Abstand von 20 Minuten die Zähler auszulesen, zu löschen und deren Inhalt auf eine Datei zu schreiben. Insgesamt wurde für S und T zusammen eine Ereignisrate von ca. 3500/sec erreicht, was einer Verkürzung der Meßzeit gegenüber derjenigen bei Benutzung herkömmlicher Elektronik um einen Faktor 5 - 10 gleichkommt.

3.2.4 Energiebestimmung

Bisher wurde lediglich beschrieben, wie es gelang mit Hilfe der Elektronik die Daten schon "online" in Flugzeitbins einzusortieren. Um aber anschließend den Bins eine Energie zuzuordnen zu können, wurden während den Messungen im Eintagesrythmus sogenannte "Eichruns" eingeschoben. Dazu wurde der Bleifilter aus dem Neutronen-

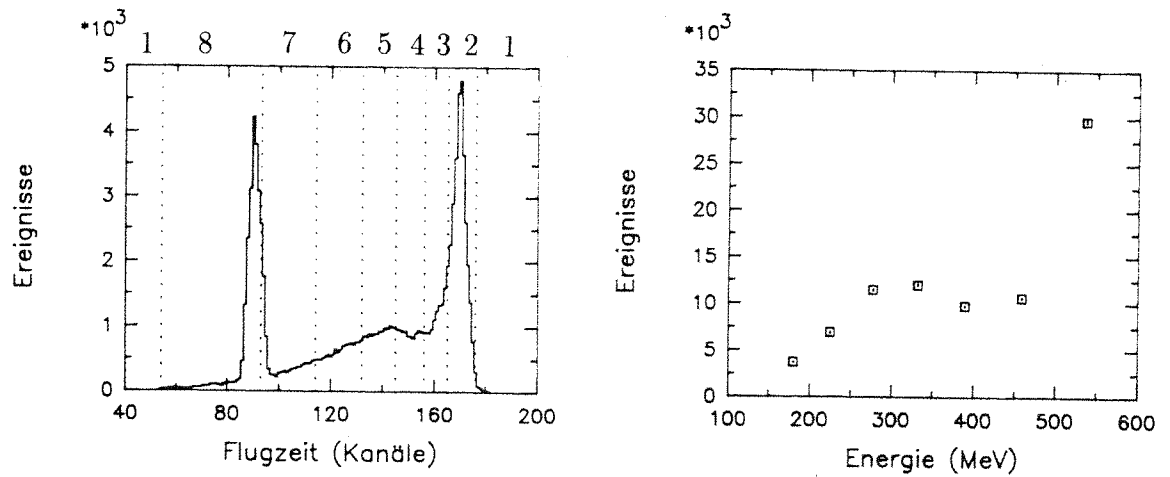


Abb. 3.12: Links: Flugzeit zwischen Target E und Detektor S, mit quasielastischem- und Gammapeak. Die Zahlen über der Abbildung bezeichnen die einzelnen Flugzeitbins. Rechts: Verteilung der Zählrate ohne Gammapeak auf die sieben Energiebins.

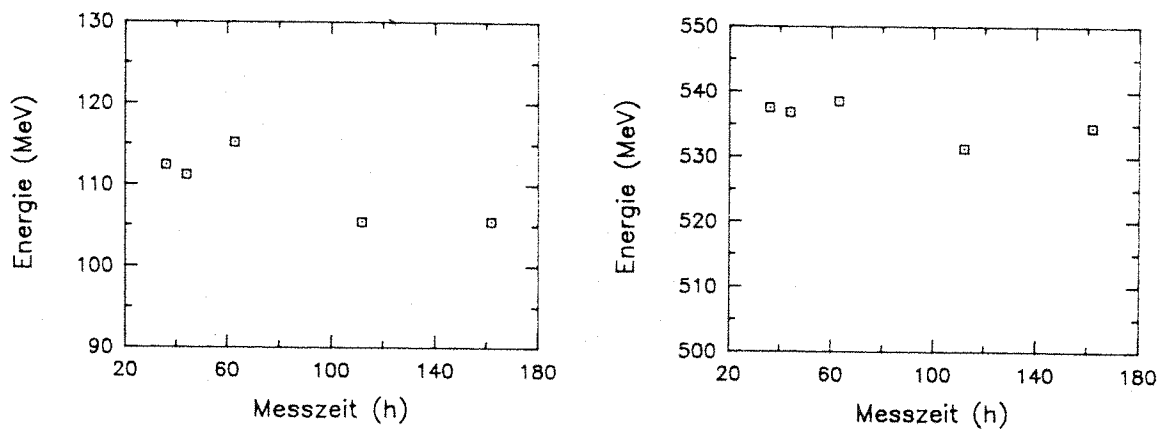


Abb. 3.13: Links: Breite und rechts: Energieschwerpunkt des zweiten Bins für die verschiedenen Eichungen während der $\Delta\sigma_T$ -Messung.

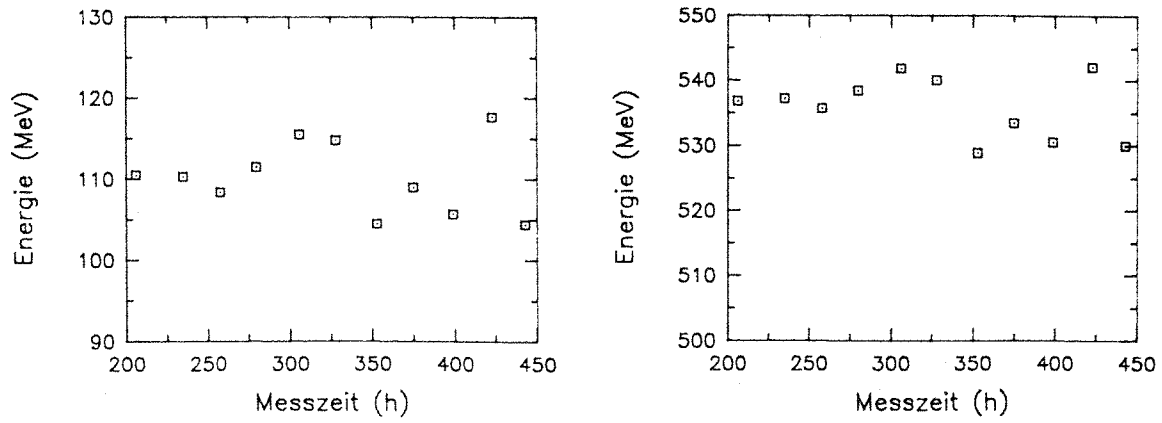


Abb. 3.14: Links: Breite und rechts: Energieschwerpunkt des zweiten Bins für die verschiedenen Eichungen während der $\Delta\sigma_L$ -Messung.

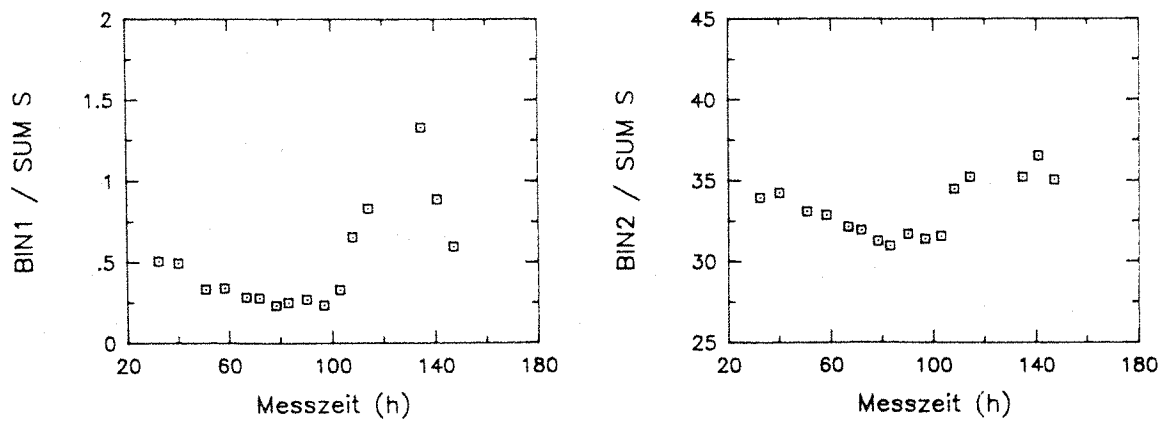


Abb. 3.15: Variation des Zählratenverhältnisses von Bin 1 bzw. Bin 2 zu S mit der Meßzeit für die $\Delta\sigma_T$ -Messung.

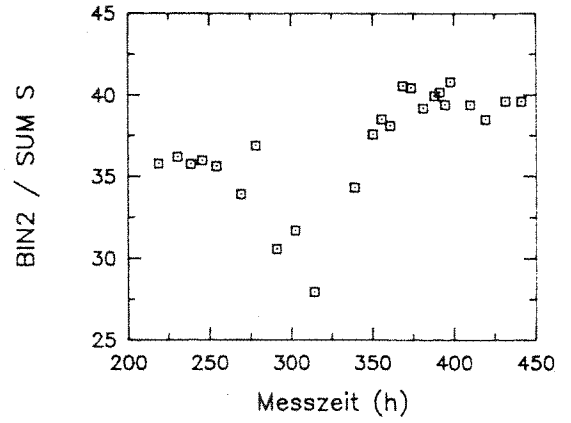
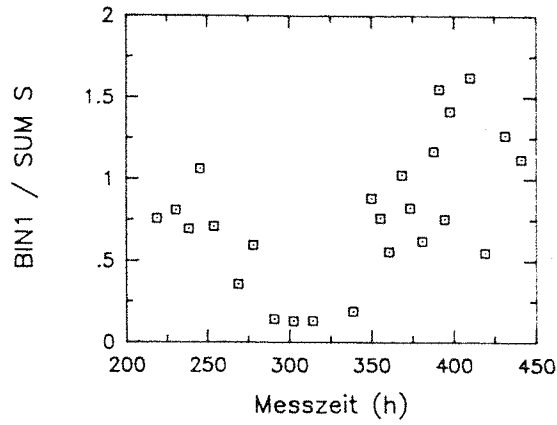


Abb. 3.16: Variation des Zählratenverhältnisses von Bin 1 bzw. Bin 2 zu S mit der Meßzeit für die $\Delta\sigma_L$ -Messung.

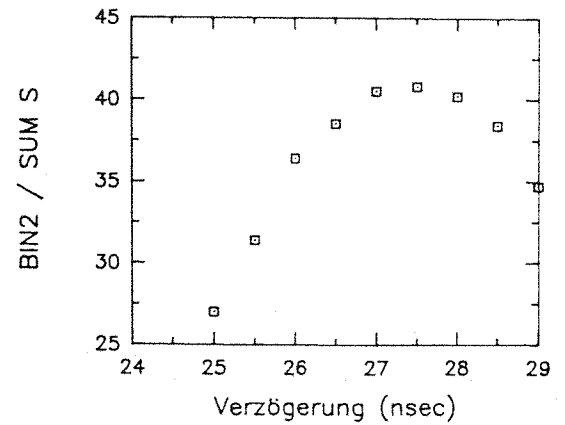
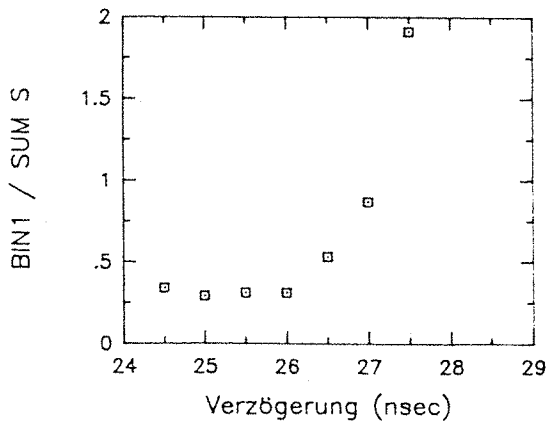


Abb. 3.17: Abhängigkeit des Zählratenverhältnisses von Bin1 bzw. Bin2 zu S von der Verzögerung des 17-MHz-Signals relativ zum Detektor-Signal.

strahl gefahren, so daß Gammateilchen aus dem π^0 -Zerfall die Detektoren erreichen und dort an eingesetzten Bleiplättchen in Elektronen konvertieren konnten, die in den Szintillationszählern nachgewiesen wurden. Aus der bekannten Flugzeit der Photonen kann dann der elektronische Zeitnullpunkt bestimmt werden.

Um eine hohe Genauigkeit zu erreichen, wurde die Flugzeit zwischen Target E und Detektor mit einem TDC bestimmt. Die Flugzeit wurde dann in eines von acht Histogrammen einsortiert, je nachdem zu welchem der acht Flugzeitbins das Ereignis gehörte. Diese 8 Histogramme sind im linken Bild der Abbildung 3.12 für den S-Detektor zu einem zusammengefaßt. Die vertikalen Linien markieren die Grenzen des jeweiligen Flugzeitbins, die sich aus den Rändern des gefüllten Bereichs im zugehörigen Histogramm ergeben. Deutlich ist im Bin 2 der Peak der im Target E quasielastisch gestreuten Neutronen zu erkennen und in Bin 7 und 8 der durch Gammas hervorgerufene Eichpeak. Das Sicherheitsbin 1 überdeckt Anfang und Ende des Spektrums und ist somit zweigeteilt.

Die Halbwertsbreite von ca. 2.8 nsec des γ -Peaks führt zu einer Energieauflösung von 64 MeV im Bereich des quasielastischen Peaks und von 13 MeV für die niederenergetischen Neutronen. Der Schwerpunkt der Bins wird als das mit der Strahlpolarisation gewichtete Mittel über die Intensitätsverteilung berechnet. Es treten kleine Abweichungen von maximal ± 7 MeV im Bereich der hochenergetischen Neutronen durch Schwankungen zwischen den verschiedenen Eichruns sowie zwischen den Eichungen des S- und T-Detektors auf. In Tab. 3.2 ist der Schwerpunkt, sowie der Anfang und das Ende der Energiebereiche aufgeführt.

Das rechte Bild der Abbildung 3.12 gibt eine typische Zählratenverteilung ohne Eichpeak der 7 Energiebins wieder. Die für die einzelnen Eichmessungen ermittelte Breite des Bins 2 und sein Schwerpunkt ist in Abbildung 3.13 für $\Delta\sigma_T$ und in Abbildung 3.14 für $\Delta\sigma_L$ dargestellt. Die aufgetretenen Schwankungen liegen unter ± 6 MeV.

Durch die elektronisch fest vorgegebenen Flugzeitbereiche kann eine im Verlaufe der Messung aufgetretene Veränderung der Zeiteinstellung nachträglich in der Auswertung nicht mehr korrigiert werden. Daher ist eine Kontrolle der Phasenstabilität, d.h. des Zeitabstands zwischen den ankommenden Protonenpaketen und dem 17-MHz-Signal wichtig. Diese erfolgte während den Messungen mit Hilfe der Zählratenverhältnisse gebildet aus der Zählrate von Bin 2, bzw. dem Sicherheitsbin 1 zur Gesamtzählrate des Detektors. Bei der $\Delta\sigma_L$ -Messung traten immer wieder systematische Verschiebungen dieser Verhältnisse auf, die durch Anpassen der Verzögerung des 17-MHz-Signals korrigiert wurden.

In Abbildung 3.15 und 3.16 ist für den S -Detektor das Verhältnis der Zählraten von Bin 1 und Bin 2 zur Gesamtzählrate aufgeführt. Um das Ausmaß der Veränderungen beurteilen zu können, wurde für mehrere eingestellte Verzögerungen das Zählratenverhältnis gemessen. Das Resultat ist für beide Flugzeitbins aus Abbildung 3.17 zu entnehmen. Bei der $\Delta\sigma_T$ -Messung treten insbesondere bei Bin 2 nur geringe Variationen der Zählratenverhältnisse auf. Auch die $\Delta\sigma_L$ -Messung verläuft im wesentlichen konstant. Lediglich bei der Meßzeit 300 h zeigt sich eine stärkere Veränderung, die sich aber in den zu dieser Zeit aufgenommenen Flugzeiteichungen aus Abbildung 3.14 nicht widerspiegelt. Daher wurden auch diese Messungen zur Berechnung der Ergebnisse herangezogen.

Schwerpunkt MeV	Anfang MeV	Ende MeV
537	487	597
459	418	487
390	358	418
332	301	358
277	245	301
225	199	245
180	144	199

Tab. 3.2: Schwerpunkt, Anfang und Ende der sich aus den Zeitbins ergebenden Energiebereiche in MeV.

	Länge mm	Masse g	n_H mb^{-1}	Polarisation
$\Delta\sigma_T$	120	$16.02 \pm .10$	$.000490 \pm .000060$	$0.62 \pm .025$
$\Delta\sigma_L$	150	$25.46 \pm .25$	$.000683 \pm .000017$	$0.55 \pm .022$

Tab. 3.3: Wichtige Targetdaten.

3.2.5 Die Targetdichte

Ein weiteres Element des Versuchsaufbaus war das polarisierte Target. Da neben der Targetpolarisation auch die Anzahl n_H der Protonen pro cm^2 direkt in die Gleichung 3.12 eingeht, wurden besondere Anforderungen an die Länge des Targets gestellt, um einen großen Unterschied in den Zählraten von $S^{+,t}$ und $S^{-,t}$ und damit eine Verkürzung der Meßzeit zu erreichen. Zu diesem Zweck wurde ein spezielles Target mit liegendem Kryostaten vom CERN ausgeliehen und in beiden Experimenten eingesetzt. Die zylinderförmige Targetzelle bestand aus dünnem Kupfer und hatte einen Innendurchmesser von 2 cm und eine Länge in Strahlrichtung von 15 cm. Die Zelle wurde präzise entlang dem Neutronenstrahl justiert. Während der $\Delta\sigma_T$ -Messung befand sich das Target zwischen den Polschuhen eines ebenfalls vom CERN geliehenen C-Magneten, dessen Feld aber nur über einen Bereich von 12 cm die zur Polarisation nötige Homogenität aufwies. Daher wurde während der $\Delta\sigma_T$ -Messung die Länge der Zelle durch Einsetzen je einer 1,5 cm dicken Teflonscheibe an beiden Enden der Zelle auf 12 cm reduziert. Dagegen genügte die Homogenität des longitudinalen Feldes eines 2,5 T Solenoiden, in dessen warmer Bohrung das Target während der $\Delta\sigma_L$ -Messung eingeführt war, um die vollen 15 cm der Zelle auszunutzen.

Als Targetmaterial wurden gefrorene Kügelchen aus Butanol eingesetzt. Sie hatten einen Durchmesser von ca. 2 mm und schwammen bei einer Temperatur von 0.5 K in flüssigem ^3He .

Zur Ermittlung der Anzahl der polarisierten Neutronen pro mb wurde das Targetmaterial jeweils nach Beendigung der Messung unter Stickstoffatmosphäre gewogen und daraus seine effektive Dichte mit Hilfe des Zellenvolumens berechnet. Das Zellenvolumen wurde um kleine Anteile für die Kernspinresonanzspulen (0.5 cm^3) und den Deckel (1.28 cm^3) vermindert. Im Falle der $\Delta\sigma_L$ -Messung konnte so die Größe n_H mit einer Genauigkeit von 2.5 % bestimmt werden (siehe Tabelle 3.3). Bei der $\Delta\sigma_T$ -Messung ergab sich ein, verglichen mit der $\Delta\sigma_L$ -Messung zu geringes Gewicht des Butanols, woraus gefolgert werden muß, daß die Zelle bei der $\Delta\sigma_T$ -Messung unvollständig gefüllt war. Denkbar sind nun zwei extreme Möglichkeiten wie die Kügelchen in der Zelle verteilt waren. Entweder setzten sich alle Kügelchen in der Zelle ab und es bildete sich ein leerer Bereich im oberen Teil der Zelle, oder die Kügelchen wurden durch das "kochende" ^3He vollständig aufgewirbelt und verteilten sich gleichmäßig auf das Zellenvolumen. Im ersten Fall entspricht die effektive Dichte der für die $\Delta\sigma_L$ -Messung erhaltenen Dichte, da der Strahl noch unterhalb des leeren Bereichs die Zelle durchdringt. Im zweiten Fall läßt sie sich einfach aus dem

Gewicht des Butanols berechnen. Da nicht entschieden werden kann, welche der beiden Situationen tatsächlich vorlag, wird zur Berechnung der Ergebnisse eine Dichte benutzt, die sich als das arithmetische Mittel der beiden geschilderten Fälle ergibt. Der systematische Fehler wird so gewählt, daß er die beiden Extrema einschließt. In der Tabelle 3.3 sind die wichtigsten Daten des polarisierten Targets aufgelistet.

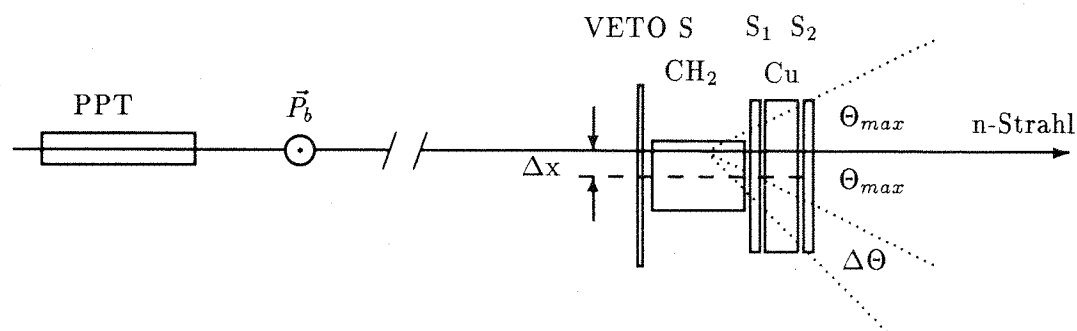


Abb. 3.18: Auswirkungen einer Versetzung des Detektors S gegen die Strahlachse um Δx nach rechts. θ_{max} ist der maximal mögliche Winkel für Streuung nach links, während der Detektor für Streuung nach rechts einen um $\Delta\theta$ größeren Winkelbereich abdeckt. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

3.2.6 Apparative Asymmetrie

In diesem Kapitel soll auf den Effekt der apparativen Asymmetrie eingegangen werden, der nicht von $\Delta\sigma$ unterscheidbar ist und sich nur durch Messen mit entgegengesetzter Targetpolarisation eliminieren läßt.

In der Herleitung von Gleichung 3.5 wurde die Annahme gemacht, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des Detektors S nicht von der Strahlpolarisation abhängt. Die genauere Betrachtung des Prozesses, mit dem ein Strahlneutron in S nachgewiesen wird, verdeutlicht aber, daß diese Bedingung praktisch nicht erfüllbar ist. Damit ein Neutron in S_1 und S_2 ein Signal auslösen kann, muß es im CH_2 -Konverter eine Streuung erfahren und in ein Proton umgewandelt werden, das nach vorne durch die beiden Zähler fliegt. Sind nun die Neutronen transversal polarisiert, so streuen aufgrund der Analysierstärke des Wasserstoffs und des Kohlenstoffs im CH_2 unterschiedlich viele Neutronen nach links und nach rechts. Dies hat keine Auswirkungen, solange S_1 und S_2 genau zentral im Strahl stehen. Sind sie aber wie in Abbildung 3.18 dargestellt senkrecht zur Polarisation gegen den Strahl um Δx versetzt, so ergibt sich für eine Seite ein um $\Delta\theta$ verschiedener Streuwinkelbereich.

In das daraus resultierende unterschiedliche Raumwinkelement $\Delta\Omega$ streuen nun je nach Vorzeichen der Polarisation mehr oder weniger Protonen, oder anders ausgedrückt, es werden in S eine größere oder kleinere Anzahl von Neutronen nachgewiesen. Daher ist die Zählrate von S aus Gleichung 3.4 noch um einen von der Polarisation abhängigen Term zu ergänzen:

$$S(P_b, P_t) = S_0(P_b, P_t) \cdot (1 + P_b \cdot A_S). \quad (3.13)$$

S_0 ist die Zählrate, die sich für den ideal zentrierten Detektor ergibt und A_S beschreibt die vom Vorzeichen von P_b abhängige Änderung der Zählrate des verschobenen Detektors. Da der Monitor nach dem gleichen Prinzip arbeitet, gilt dies natürlich auch für M :

$$M(P_b) = M_0(P_b) \cdot (1 + P_b \cdot A_M). \quad (3.14)$$

Die Auswirkungen dieses Effekts wurden im Zusammenhang mit $\Delta\sigma_T$ -Messungen für die pp-Streuung in [PER86] genau untersucht. Dort ergab sich, daß bei einer Entfernung von 1.1 m des Streuers vom Detektor eine Versetzung von 2.5 mm keinen merklichen Einfluß auf die Ergebnisse hat. Wird dies auf die Verhältnisse des vorliegenden Experiments übertragen, so muß aufgrund der um einen Faktor 30 geringeren mittleren Entfernung zwischen CH_2 -Konverter und S_2 von ca. 6 cm eine Versetzung erreicht werden, die kleiner als 0.08 mm ist. Obwohl eine Übertragung vom pp-Fall auf den np-Fall nicht ohne weiteres zulässig ist, gibt sie doch einen Anhaltspunkt dafür, wie groß die notwendige Genauigkeit in der Positionierung des Detektors ist. Diese notwendige Präzision wird in Anbetracht der geringen Targetdichte verständlich, die einen Wert des Logarithmus in Gleichung 3.12 in der Größenordnung von 10^{-4} erwarten läßt. Dieser Logarithmus kann durch Entwickeln der e-Funktion und eine einfache Näherung in eine Asymmetrie überführt werden [APR84]:

$$\ln R^t = \ln \left[\frac{S^{+,t} \cdot M^{-,t}}{M^{+,t} \cdot S^{-,t}} \right] \simeq 2 \cdot \left[\frac{M^{+,t} - M^{-,t}}{M^{+,t} + M^{-,t}} - \frac{S^{+,t} - S^{-,t}}{S^{+,t} + S^{-,t}} \right] \simeq -\Delta\sigma n_H |P_b| P_t. \quad (3.15)$$

$\Delta\sigma$ verhält sich also wie eine Asymmetrie im Detektor oder im Monitor und ist dementsprechend nicht von der oben beschriebenen apparativen Asymmetrie unterscheidbar, die aber schon durch eine minimale Verschiebung eine Größenordnung von 10^{-4} und damit von $\Delta\sigma$ erreicht.

Es ist aber nicht möglich, mit einem Neutronenstrahl dessen Ort auf ca. 1 mm genau bekannt ist, eine ausreichende Präzision in der Justierung zu erreichen. $\Delta\sigma_T$

kann aber dennoch nach der beschriebenen Methode gemessen werden. Dies beruht auf der Tatsache, daß die apparative Asymmetrie im Gegensatz zu $\Delta\sigma_T$ unabhängig von der Targetpolarisation ist. Durch Einsetzen von S und M aus 3.13 und 3.14 in 3.12 spaltet sich $\ln R^t$ in zwei Teile auf:

$$\begin{aligned} \ln R^t &= \ln \left[\left(\frac{S_0^{+,t} \cdot M_0^{-,t}}{S_0^{-,t} \cdot M_0^{+,t}} \right) * \left(\frac{1 + P_b A_S}{1 - P_b A_S} \cdot \frac{1 - P_b A_M}{1 + P_b A_M} \right) \right] \\ &= \ln \left(\underbrace{\frac{S_0^{+,t} \cdot M_0^{-,t}}{S_0^{-,t} \cdot M_0^{+,t}}}_{R_0^t} \right) + \ln \left(\underbrace{\frac{1 + P_b A_S}{1 - P_b A_S} \cdot \frac{1 - P_b A_M}{1 + P_b A_M}}_A \right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Der erste Teil hat seinen Ursprung im $\Delta\sigma$ -Effekt und ändert beim Übergang von $t=+$ zu $t=-$ sein Vorzeichen, d.h. $\ln R_0^+ = -\ln R_0^-$, während der zweite Teil unabhängig vom Target ist und entsprechend sein Vorzeichen nicht wechselt.

Wird nun während der Messung außer dem bereits beschriebenen Umklappen der Strahlpolarisation auch die Targetpolarisation gedreht und das einfache arithmetische Mittel aus den Messungen mit entgegengesetzter Targetpolarisation gebildet, so subtrahiert sich die apparative Asymmetrie aus dem Ergebnis heraus und übrig bleibt das gesuchte $\Delta\sigma_T$.

$$\frac{1}{2}(\ln R^+ - \ln R^-) = \frac{1}{2}(\ln R_0^+ - \ln R_0^- + \ln A - \ln A) = \ln R_0. \quad (3.17)$$

An dieser Stelle wird auch ersichtlich, warum einer stabilen Position des Strahls, des Monitors und der Detektoren solche Bedeutung zukommt. Da jede Drift des Ortes und selbstverständlich auch der Strahlpolarisation zu einer Veränderung der apparativen Asymmetrie führt, wäre eine vollständige Eliminierung nicht mehr gewährleistet. Daher ist es auch wichtig, eine möglichst hohe Frequenz im Umpolarisieren des Targets zu erreichen.

Das bisher Gesagte gilt in gewissem Umfang auch für die $\Delta\sigma_L$ -Messung, da der Strahl wie in Kapitel 3.1 angegeben auch eine kleine Polarisationskomponente in x -Richtung besitzt, die bei einer vertikalen Versetzung eine entsprechende, jedoch kleinere Asymmetrie bewirkt.

3.2.7 Durchführung

Die Messung von $\Delta\sigma_T$ wurde in der Zeit vom 19.12. bis 24.12.87 durchgeführt. Nach einem kurzen Unterbruch, während dem das Target umgebaut wurde, schloß sich die $\Delta\sigma_L$ -Messung vom 26.02. bis 07.03.88 an. Für $\Delta\sigma_T$ wurden insgesamt $5.6 \cdot 10^8$ Ereignisse mit positiver Targetpolarisation und $3.9 \cdot 10^8$ Ereignisse mit negativer Polarisation registriert. Dabei wurde jede Polarisationsrichtung jeweils zweimal

eingestellt. Der große Unterschied in der Anzahl der Ereignisse zwischen den beiden Orientierungen ist die Folge eines längeren Strahlunterbruchs gegen Ende der Messung. 56% der Daten fielen auf den *S*-Detektor und 44% auf *T*.

Da für $\Delta\sigma_L$ mehr Meßzeit zur Verfügung stand, ergab sich auch die größere Anzahl von $8.1 \cdot 10^8$ Ereignissen mit der Targetpolarisation plus und $8.0 \cdot 10^8$ Ereignisse mit minus, wobei plus und minus jeweils viermal eingestellt waren. Die Daten verteilten sich zu 41% auf den *S*- und zu 59% auf den *T*-Detektor. Der Anteil der zufälligen Ereignisse *SF* und *TF* lag bei beiden Messungen unter 0.1%. Während der 2. Hälfte der $\Delta\sigma_L$ -Messung wurde der *S*-Detektor modifiziert, mit dem Ziel A_{00kk} unter 0° zu messen. Dazu wurde der CH_2 -Konverter des *S*-Detektors durch einen großen CH_2 -Block mit den Maßen $10 \cdot 10 \cdot 6 \text{ cm}^3$ ersetzt. Um den Anteil nachgewiesener Strahlneutronen zu reduzieren, hatte der Block im Bereich des Strahls ein Loch von $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$. Die mit dem veränderten Detektor aufgenommenen Daten gehen nicht in die Ergebnisse für $\Delta\sigma_L$ ein. Desweiteren lief parasitär zu $\Delta\sigma_L$, mit der selben Apparatur, die lediglich um einen Szintillator ergänzt wurde, eine Messung von A_{00kk} unter 180° im CM. Beide Messungen werden in einem späteren Kapitel dieser Arbeit genauer beschrieben. Es soll hier schon erwähnt werden, daß für diese Experimente am Schluß der $\Delta\sigma_L$ -Messung für 9 Stunden Kohlenstoff anstelle von Butanol als Targetmaterial verwendet wurde.

Da während der $\Delta\sigma_T$ -Messung ein AHG-Magnet zur Drehung der Strahlpolarisation eingesetzt war, wurde, um eventuelle Einflüsse auf die Ergebnisse zu studieren, dessen Feld insgesamt dreizehnmal umgepolt. Dabei zeigte sich, daß die Polung einen starken Einfluß auf den Monitor hatte, was aber nicht weiter erstaunlich ist, da der Monitor aus Platzgründen im Streufeld des Magneten aufgebaut werden mußte.

In der Mitte der $\Delta\sigma_L$ -Messung wurde einmal auch das Feld des Solenoiden umgepolt, der die vertikale Polarisation des Protonenstrahls in die Horizontale drehte.

Die Datenaufnahme wurde ebenso wie die Auswertung auf einen IBM-compatiblen PC durchgeführt. Zu Zwecken der Darstellung wurde basierend auf GKS-Routinen ein Programm erstellt, das es ermöglichte, einfache Grafiken zu erzeugen.

3.2.8 Auswertung und Stabilitätstests

In der Auswertung wurde für jeden der im Abstand von 20 Minuten auf Diskette registrierten Runs aus den Zählraten der Logarithmus entsprechend Gleichung 3.12 berechnet. Durch Interpolation des zeitlichen Verlaufs wurde die zugehörige Targetpolarisation ermittelt. Desweiteren wurde zur Überwachung der Stabilität geprüft, ob einzelne Größen wie Polarimeterasymmetrien, der Schwerpunkt des Strahlprofiles

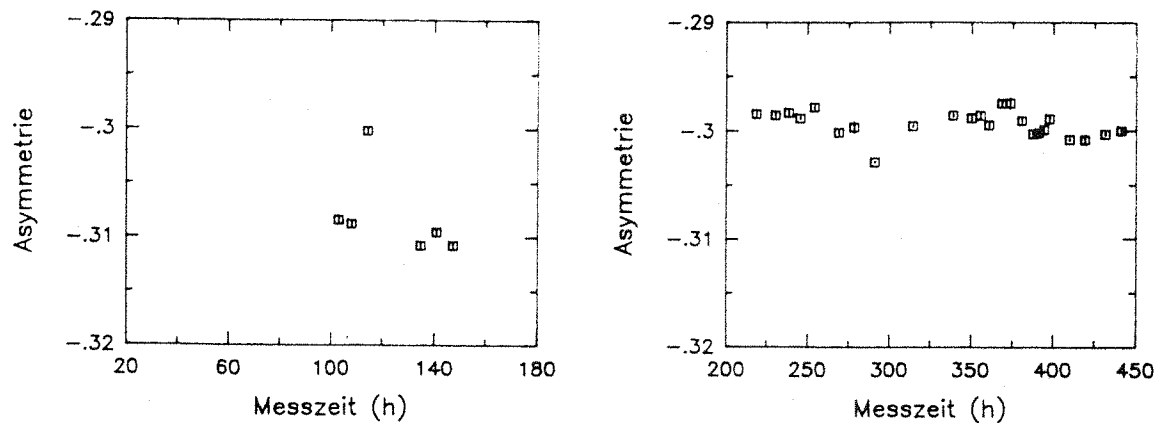


Abb. 3.19: Asymmetrie des Pirexpolarimeters.

und verschiedene Zählratenverhältnisse vorgegebene Grenzbereiche nicht verließen. Auf diese Weise wurden bei beiden Messungen insgesamt nur 16 Runs verworfen. Die Ergebnisse wurden durch Bilden des gewichteten Mittels zu Teilergebnissen mit gleicher Einstellung der Magnete und der Targetpolarisation zusammengefaßt. Daraus lies sich dann mit Hilfe des arithmetischen Mittels die apparative Asymmetrie gemäß Abschnitt 3.2.6 eliminieren. Da sich danach keine signifikanten Unterschiede zwischen S - und T -Detektor zeigten, wurden diese zusammengefaßt und daraus dann durch Division mit P_b und n_H das Endresultat für $\Delta\sigma$ berechnet.

Bei der Kontrolle der Stabilität zeigte es sich, daß die verschiedenen Komponenten des Experiments sehr konstant gearbeitet hatten und nur einzelne Größen eine geringe Veränderung während dem Verlauf der Messung zeigten. Im folgenden wird exemplarisch auf das Langzeitverhalten einiger der wichtigsten Parameter eingegangen. Weitere Untersuchungen können [BIN89] entnommen werden. Zum Erreichen einer besseren Statistik wurden immer einige Runs zusammengefaßt. Auf der x-Achse der zugehörigen Abbildungen ist die Meßzeit in Stunden aufgetragen. Zur besseren Unterscheidbarkeit wurde für $\Delta\sigma_T$ der Bereich von 20 bis 160 und für $\Delta\sigma_L$ von 200 bis 460 Stunden gewählt, weshalb bei den einzelnen Darstellungen auf die Angabe des jeweiligen Experiments verzichtet wird.

Polarimeter Asymmetrien: Während beider Messungen waren sowohl das Pirexpolarimeter am Protonenstrahl als auch das kleine Polarimeter am Neutronen-

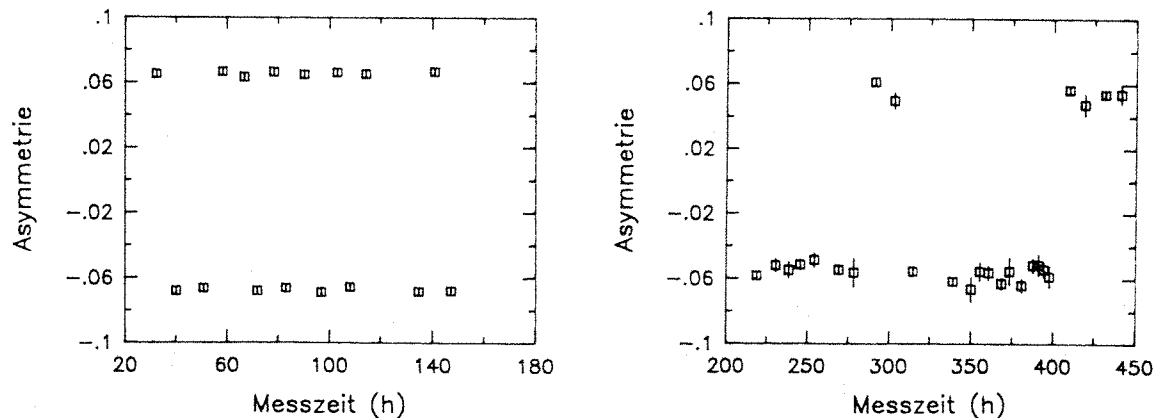


Abb. 3.20: Asymmetrie des kleinen Polarimeters.

strahl im Einsatz. Wie schon beschrieben arbeiteten beide als Monitor und dienten zur Überwachung der Strahlpolarisationen.

Da das Pirexpolarimeter erst im Verlauf der $\Delta\sigma_T$ -Messung installiert wurde, stehen wie in Abbildung 3.19 ersichtlich erst ab der 2. Hälfte der Messung entsprechende Zahlen zur Verfügung. Beim Vergleich mit der $\Delta\sigma_L$ -Messung fällt auf, daß während der $\Delta\sigma_T$ -Messung der Betrag der Asymmetrie um ca. 0.01 entsprechend 3% größer war. Da aber in der Auswertung des LH_2 -Polarimeters [TOD88] kein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Messungen zu erkennen ist, wurde auf eine Korrektur der Ergebnisse verzichtet. Das gleiche gilt für den "Ausreißer" bei 120 Stunden während $\Delta\sigma_T$, zumal das Pirexpolarimeter in dieser Phase des Experiments erst installiert wurde und sich zunächst noch Probleme mit den langen Signalleitungen ergaben. Des weiteren findet der "Ausreißer" keine Entsprechung in der Asymmetrie des kleinen Polarimeters von Abbildung 3.20. Diese erweist sich im Rahmen der Statistik im Verlauf beider Messungen als konstant.

Da während der $\Delta\sigma_L$ -Messung der AHG-Magnet im 20-Meter-Areal nicht in Betrieb war, konnte die Neutronenpolarisation erst mit Hilfe des AHG vor dem 60-m-Areal in z -Richtung gedreht werden. Daher mußte das kleine Polarimeter ca. 40 m strahlabwärts vom 20-Meter- in das 60-Meter-Areal bewegt werden. Dies führte zu einer Vergrößerung des Strahlflecks auf dem Polarimetertarget von $0.9 \cdot 0.9 \text{ cm}^2$ auf $2.4 \cdot 2.4 \text{ cm}^2$ und damit zu einer breiteren Winkelakzeptanz im kleinen Polarimeter, aus der wiederum eine kleinere Asymmetrie resultierte.

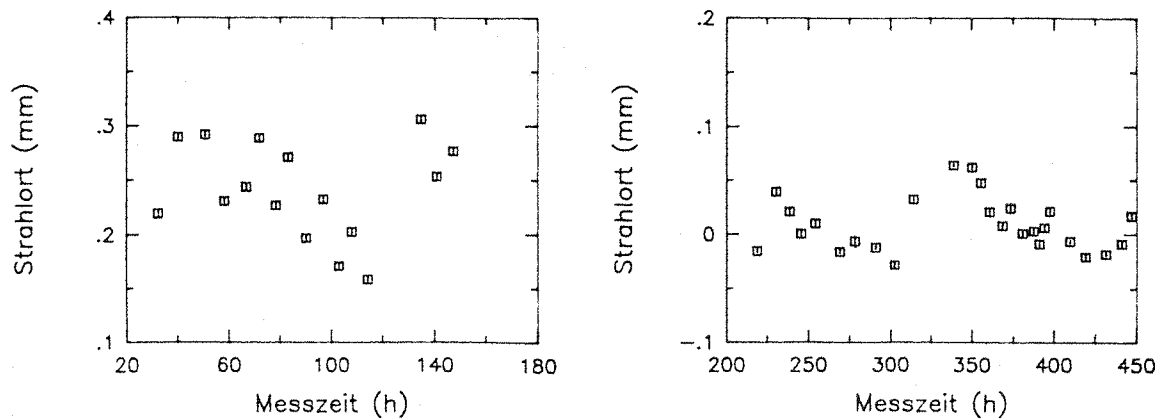


Abb. 3.21: Horizontaler Strahlort im Hodoskop.

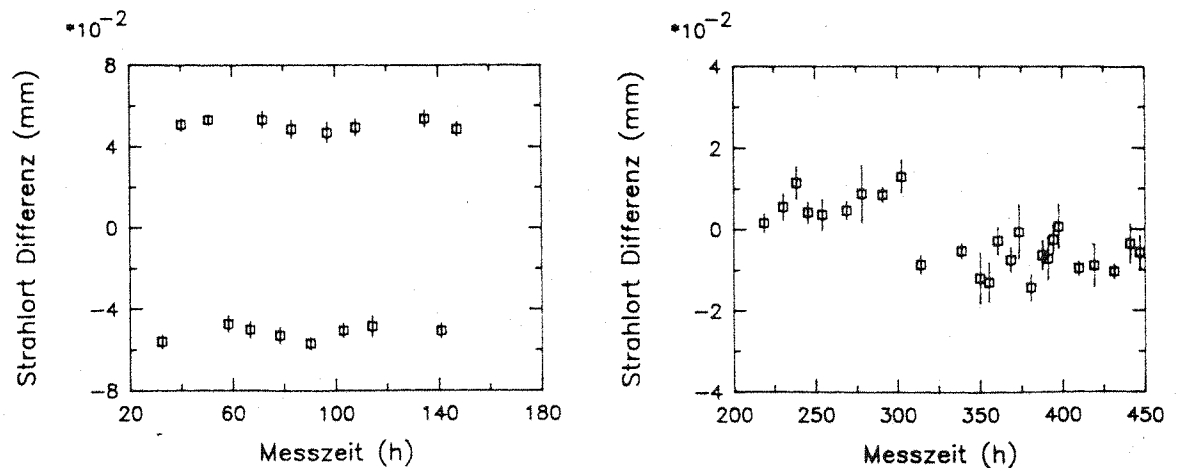


Abb. 3.22: Differenz der Strahlorte für entgegengesetzte Strahlpolarisation: $H^{+,t} - H^{-,t}$.

Horizontaler Strahlort: In Abbildung 3.21 ist der aus dem Hodoskop H ermittelte Strahlort für eine Polarisationsrichtung des Neutronenstrahls dargestellt. Neben einer zeitabhängigen Schwankung, die in beiden Fällen für jeweils eine Polarisationsrichtung kleiner als 0.1 mm ist, sind deutlich Sprünge während der $\Delta\sigma_T$ -Messung zu erkennen. Der Grund für diese Sprünge ist in der nächsten Abbildung 3.22 zu erkennen. Sie zeigt die Differenz der Strahlorte, die sich für die beiden Polarisationsrichtungen, zwischen denen im Sekundentakt gewechselt wurde, ergeben. Nun sind deutlich zwei Bereiche zu erkennen und ein Vergleich zeigt, daß ein Sprung immer nach dem Umpolen des AHG- Magneten, also nach dem Umdrehen der Neutronenstrahlpolarisation, auftritt. Dies bedeutet aber nichts anderes, als daß das Hodoskop in geringem Maß polarisationssensitiv ist. Dies beruht wieder, wie im Falle der ap-

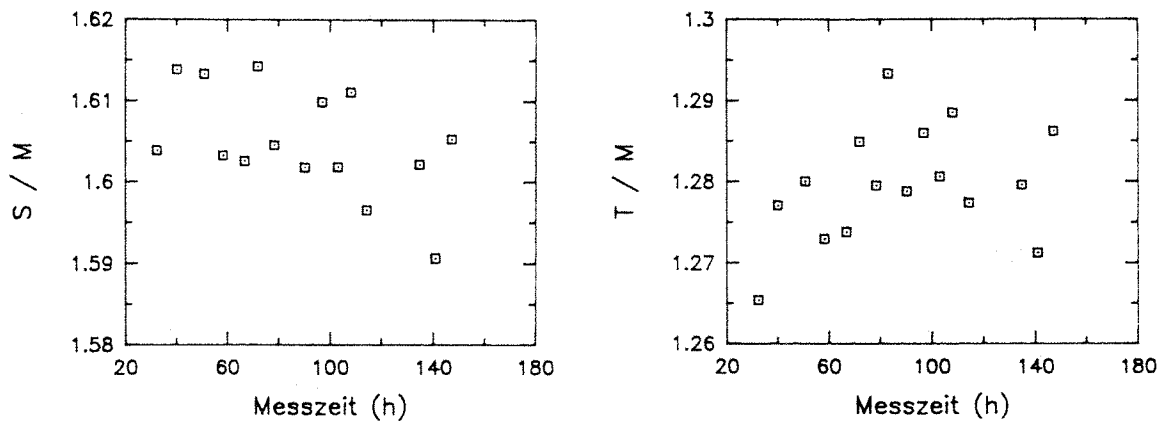


Abb. 3.23: Zählratenverhältnis $\frac{S}{M}$ und $\frac{T}{M}$ für $\Delta\sigma_T$.

parativen Asymmetrie, auf der Tatsache, daß Neutronen nur durch eine Streuung nachgewiesen werden können. Im Falle des Hodoskops findet diese zwar meist in den Streifen selbst statt und ruft dann keine polarisationsabhängigen Effekte hervor. Ein kleiner Anteil der Neutronen wird aber auch schon in der Luft vor dem Hodoskop oder in der Verpackung des Vetos streuen und in ein Proton konvertieren. Diese Streuung ist dann sehr wohl polarisationsabhängig und es werden je nach Spineinstellung mehr Protonen nach links oder nach rechts gestreut und damit der Schwerpunkt der Verteilung hin und her verschoben.

Der gleiche Effekt ist für den von Null verschiedenen Wert der Differenz während der $\Delta\sigma_L$ -Messung verantwortlich. Obwohl dort der Strahl im wesentlichen longitudinal polarisiert war, hatte er auch eine kleine Komponente in x-Richtung, die im longitudinalen Feld des Solenoiden in y-Richtung gedreht wurde und dann die gleiche Wirkung nur eben geringer wie im Fall von $\Delta\sigma_T$ hatte. Der Sprung bei 300 Stunden tritt nach dem Umpolen des Solenoiden im Protonenstrahl auf, was zu einem Umdrehen der Neutronenstrahlpolarisation führt.

Ob die Ortsschwankung einen Einfluß auf die Ergebnisse hat, soll an späterer Stelle untersucht werden.

Zählratenverhältnisse: In diesem Abschnitt soll anhand einiger Abbildungen kurz auf das Verhältnis der Detektorzählraten zu den Monitorzählraten eingegangen werden. Zunächst fallen in Abbildung 3.23 Sprünge zu den selben Zeiten auf, wie

sie schon im Strahlort aufgetreten sind und die auch hier mit dem Umpolen des AHG-Magneten korreliert sind. Da zwischen Kollimator 2 und dem Magneten nur sehr wenig Raum zur Verfügung stand, mußte der Monitor im Streufeld des Magneten aufgebaut werden. Einer seiner Photomultiplier befand sich sogar zwischen den Polschuhen des Magneten. Dies führt natürlich zu einer Veränderung der Nachweiswahrscheinlichkeit sowohl durch den Einfluß auf die Elektronen im Multiplier als auch auf die gestreuten geladenen Teilchen, die im Szintillator nachgewiesen werden. Neben den Sprüngen ist auch für jede Polarisationsrichtung eine Schwankung zu erkennen, die in der Größenordnung von 1% liegt.

Ähnliche Verläufe ohne die Sprünge ergeben sich für die $\Delta\sigma_L$ -Messung in Abbildung 3.24. Der große Sprung bei 350 Stunden resultiert aus der bereits erwähnten Modifikation des *S*-Detektors mit dem Ziel A_{00nn} (0°) zu messen. Die Verschiebung bewegt sich in der gleichen Größenordnung wie während der $\Delta\sigma_T$ -Messung.

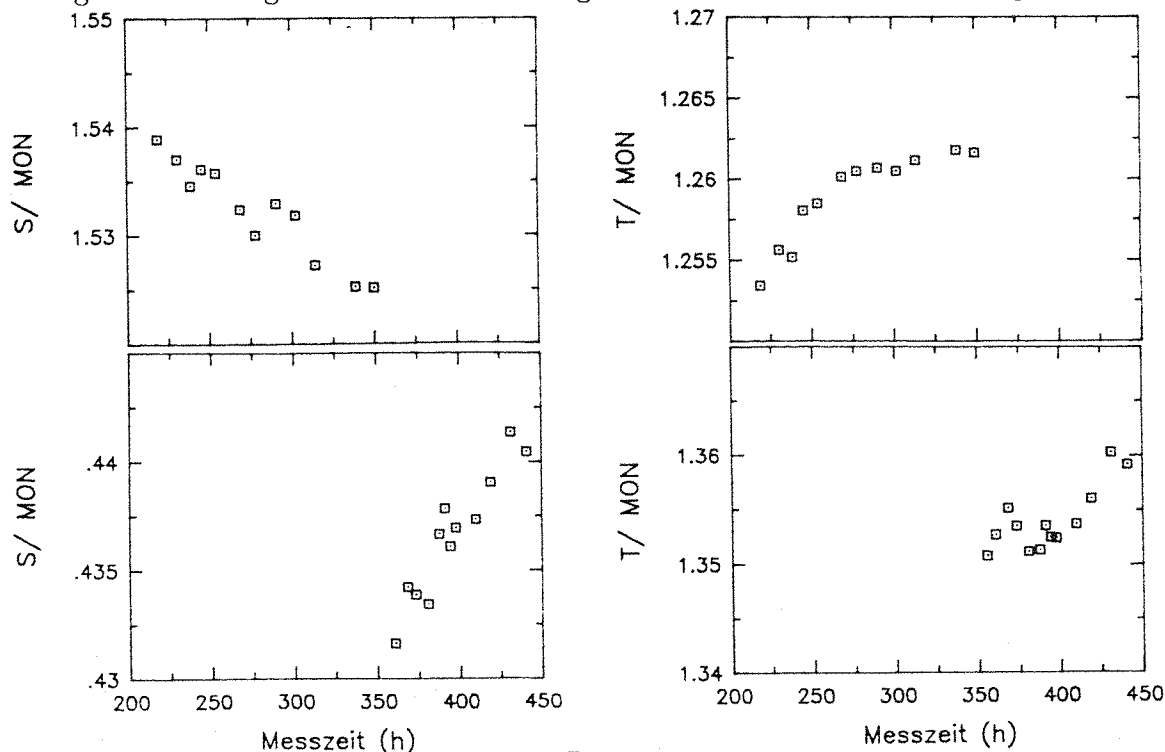


Abb. 3.24: Zählratenverhältnis $\frac{S}{M}$ und $\frac{T}{M}$ für $\Delta\sigma_L$. Die obere Abbildung zeigt die Situation vor der Änderung des *S*-Absorbers.

Konstanz der Meßwerte: Da es nicht möglich ist, den Einfluß der bisher beschriebenen kleinen Schwankungen auf die Ergebnisse in ihrer Gesamtheit abzuschätzen, andererseits aber eine zeitlich konstante Asymmetrie von so enormer

Bedeutung für die Messung ist, soll in diesem Kapitel das Zeitverhalten der $\Delta\sigma$ -Ergebnisse genauer untersucht werden.

Um dabei einen möglichst kleinen statistischen Fehler zu erreichen, werden alle Energiebins und alle Runs für eine zeitlich zusammenhängende Einstellung der Magnete und Polarisation zusammengefaßt.

Erleichtert werden diese Untersuchungen durch die Tatsache, daß sich in Gleichung 3.12 der Einfluß von Detektor und Monitor trennen läßt:

$$n_H \cdot P_b \cdot P_t \cdot \Delta\sigma = \ln \left(\frac{S^{-,t}}{S^{+,t}} \right) + \ln \left(\frac{M^{+,t}}{M^{-,t}} \right). \quad (3.18)$$

Damit ist es möglich, die zeitliche Entwicklung der Detektoren S und T sowie des Monitors M einzeln zu betrachten.

Symbol	Linientyp	$\Delta\sigma_T$			$\Delta\sigma_L$		
		Solenoid	AHG	Target	Solenoid	AHG	Target
□	————	P	M	M	M	Z	M
■	-----	P	M	P	M	Z	P
△	P	P	P	P	Z	P
▲	--- --	P	P	M	P	Z	M

Tab. 3.4: Bedeutung der Symbole und Linientypen. P: plus; M: minus; Z: nicht in Betrieb; Solenoid: Solenoid im Protonenkanal zum Drehen des Protonenspins; AHG: AHG-Magnet im 20-m-Areal zum Drehen des Neutronenspins; Target: Richtung der Targetpolarisation.

In der Abbildung 3.25 ist jeweils $\Delta\sigma = \ln \left(\frac{X^{+,t}}{X^{-,t}} \right) \cdot (n_H \cdot P_b \cdot P_t)^{-1}$ aufgetragen, wobei X entweder S , T oder M ist. Die Symbole stehen dabei immer für eine bestimmte Einstellung der Magnet- und Targetpolarisation. Der Zusammenhang zwischen den Symbolen und den Meßparametern ist in Tabelle 3.4 aufgeführt. Die einzelnen Punkte am rechten Ende der Diagramme hinter der vertikalen Linie sind das gewichtete Mittel des zum gleichen Symbol gehörenden Datensatzes. Das ungewichtete Mittel dieser 4 Punkte ist als durchgezogene horizontale Linie in der Abbildung dargestellt. Sie entspricht dem über die Energie gemittelten Endresultat und liegt für $\Delta\sigma_T$ im Bereich von 10 mb und für $\Delta\sigma_L$ nahe -13 mb. Wie erwartet ergibt sich für den Monitor ein Wert um Null, da der Monitor im Idealfall gleicher

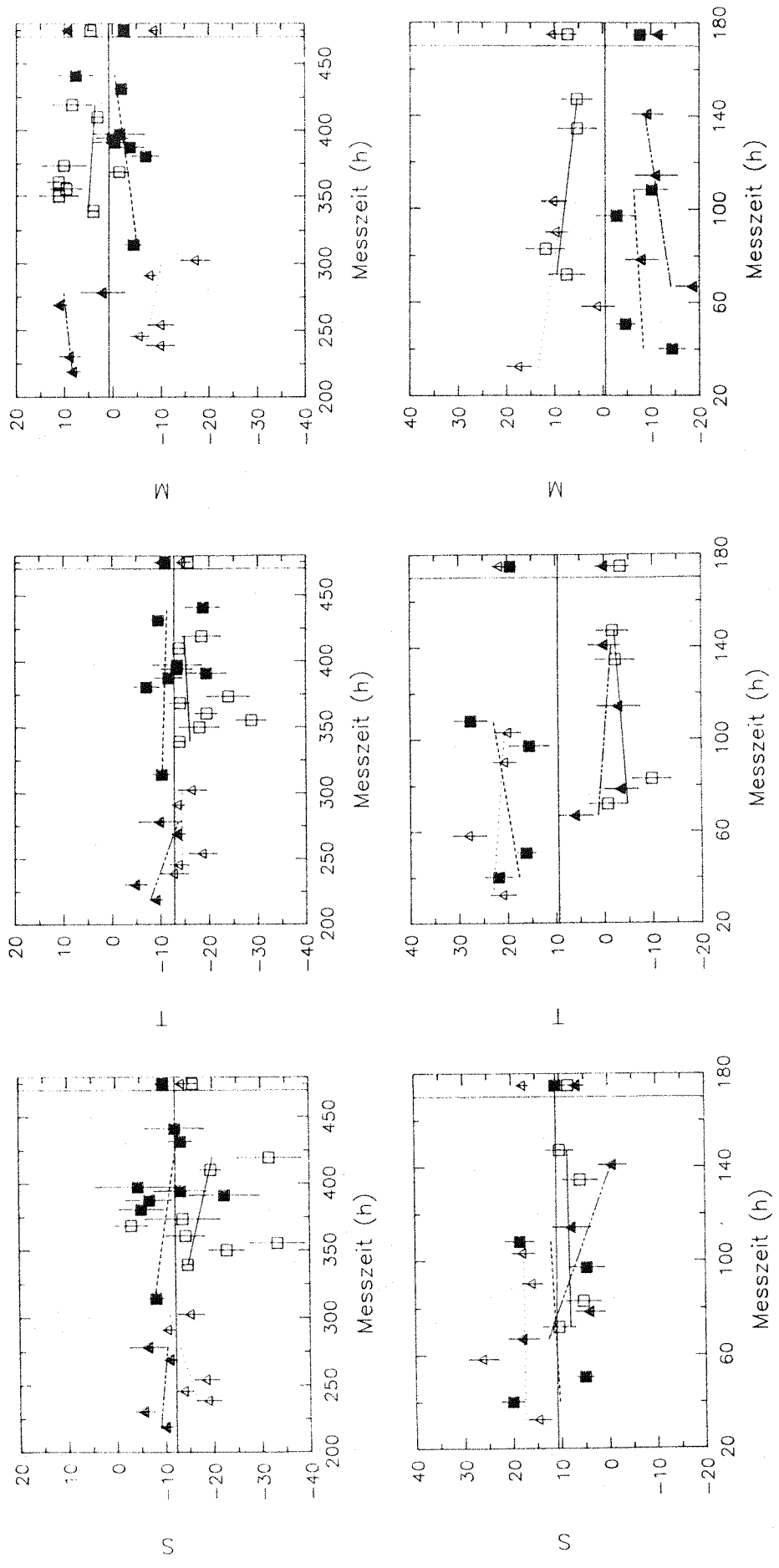


Abb. 3.25: Zeitliche Entwicklung von $\Delta\sigma = \ln \left(\frac{X^{+t}}{X^{-t}} \right) \cdot (n_H \cdot P_b \cdot P_t)^{-1}$, wobei X entweder S , T oder W ist. Oben: $\Delta\sigma_L$; unten: $\Delta\sigma_T$. Die Werte hinter der senkrechten Linie stellen das gewichtete Mittel des entsprechenden Datensatzes dar.

Strahlintensität für beide Polarisationsrichtungen des Strahls ($M^{+,t} = M^{-,t}$) nicht zu $\Delta\sigma$ beitragen sollte. Weiterhin zeigt sich in beiden Messungen für das Endergebnis eine sehr gute Übereinstimmung zwischen S - und T -Detektor, deren Abweichung innerhalb des statistischen Fehlers liegt, so daß es berechtigt ist, beide zu mitteln.

Bei genauerer Betrachtung der Abbildungen zur $\Delta\sigma_T$ -Messung wird ersichtlich, daß die Werte des S -Detektors nur wenig um die horizontale Linie streuen, während beim T -Detektor die Mittelwerte der einzelnen Datensätze deutlich vom Endresultat abweichen. Der S -Detektor war also sehr gut justiert, im Gegensatz zum T -Detektor, dessen Versetzung trotz aller Bemühungen beim Aufstellen so groß war, daß die dadurch hervorgerufene apparative Asymmetrie die Größe des $\Delta\sigma_T$ -Effekts erreichte. In der Abbildung wird aber auch deutlich, wie es durch das Messen mit entgegengesetzter Targetpolarisation gelingt, diesen Fehler zu beheben.

Beim Monitor tritt das gleiche Problem auf, obwohl der Strahl an dieser Stelle noch longitudinal polarisiert war, da sich der Monitor noch vor dem AHG-Magneten befand. Die Ursache hierfür dürfte in der x -Komponente der Strahlpolarisation zu suchen sein, die bei einer Versetzung des Monitors in y -Richtung ebenfalls eine apparative Asymmetrie hervorruft. Daß sie trotz der geringen Größe von P_y^x so groß ist, hat seinen Ursprung in der Tatsache, daß der Monitor aufgrund der räumlichen Enge zwischen Kollimator und AHG-Magnet nur nach Augenmaß justiert werden konnte. Damit läßt sich auch erklären, warum die Punkte mit AHG-Einstellung M (\square und \blacksquare) etwas kleinere Asymmetrien zeigen, als die mit P (\triangle und \blacktriangle). Da der Monitor im Streufeld des Magneten stand, wurden die erzeugten geladenen Teilchen in y -Richtung abgelenkt, was natürlich in Abhängigkeit vom Vorzeichen der Feldrichtung ebenfalls zu einem unterschiedlichen Winkelbereich führt.

Am Ende von Kapitel 3.2.6 wurde erwähnt, daß die kleine x -Komponente der Strahlpolarisation auch im Falle der $\Delta\sigma_L$ -Messung eine apparative Asymmetrie hervorrufen kann. Dies wird in der oberen Reihe von Abbildung 3.25 ersichtlich. Sowohl beim S - als auch beim T -Detektor schwanken die Messungen um den Mittelwert. Erstaunlicherweise fällt diese Schwankung beim Monitor mit ± 8 mb zunächst sehr drastisch aus, um dann nach dem Umpolen des Strahlsolenoiden auf einen geringeren Wert um ± 4 mb zurückzugehen. Es gibt leider keine befriedigende Erklärung für den scheinbaren Einfluß der Polarität des Strahlsolenoiden auf die apparative Asymmetrie des Monitors, zumal eine Änderung der Strahlpolarisation aufgrund der konstanten Werte in den Detektoren S und T ausgeschlossen werden kann. Da aber das Eliminieren der apparativen Asymmetrie durch Mitteln gewährleistet, daß der Mittelwert der Monitorasymmetrie von 0.52 ± 0.44 mb im Rahmen des statisti-

schen Fehlers noch mit Null verträglich ist, können auch diese Daten zur Berechnung der Resultate verwendet werden.

Die in Kapitel 3.2.7 beschriebene Modifikation des Detektors S führt dazu, daß die Meßpunkte nach 350 Stunden verglichen mit dem T -Detektor wesentlich größere Fehlerbalken aufweisen. Obwohl diese Daten nicht in das Endresultat einfließen, werden sie der Vollständigkeit halber in die folgenden Untersuchungen mit einbezogen.

Beim Betrachten der Diagramme, mit ihren zum Teil beträchtlichen Schwankungen, wird deutlich, warum es wichtig ist, die Ergebnisse der jeweils vier Blöcke arithmetisch zu mitteln. Da das gewichtete Mittel einem Block mit vergleichsweise guter Statistik ein hohes Gewicht gibt, würde der Mittelwert in Richtung dieses Blocks verschoben und damit die apparative Asymmetrie nicht mehr vollständig eliminiert. Andererseits wird damit natürlich ein größerer statistischer Fehler in Kauf genommen.

Da die Targetpolarisation nur in Tagesabständen gedreht wurde, kommt der zeitlichen Stabilität der Asymmetrie eine große Bedeutung zu, da sie eine wichtige Voraussetzung für das vollständige Wegmitteln der apparativen Einflüsse ist. Daher sollen im folgenden die Daten dahingehend untersucht werden, ob Schwankungen in der zeitlichen Entwicklung feststellbar sind. Dazu wird an die Punkte gleicher Einstellung der Meßparameter eine Gerade angepaßt und der in [PRE86] beschriebene zugehörige lineare Korrelationskoeffizient r berechnet. Dieser nimmt einen Wert zwischen -1 und $+1$ an und ist ein Maß dafür, wie stark die Punkte korreliert sind. Eine 0 bedeutet, daß sie völlig unkorreliert, d.h. normal verteilt sind, während $+1$ bzw. -1 zeigt, daß die Punkte auf einer Geraden mit positiver bzw. negativer Steigung liegen. In der Tabelle 3.5 finden sich die Werte für die Geradensteigung, das reduzierte χ_{red}^2 und die linearen Korrelationskoeffizienten.

Eine Gerade wurde deshalb gewählt, da sie zunächst die einfachste Hypothese ist und jede höhere Funktion bei oft nur 4 Punkten sich nicht mehr vernünftig anpassen läßt. Selbst für eine Gerade sind vier Punkte sehr wenig und auch alle üblichen Korrelationstests benötigen eigentlich eine bessere Statistik, so daß eine eindeutige Aussage kaum erwartet werden kann.

Dennoch läßt sich schon beim Betrachten der Abbildungen vermuten, daß keine signifikante Zeitabhängigkeit zu erkennen ist. In die gleiche Richtung zielt die Tatsache, daß bei fast allen Geraden der Fehler der Steigung größer oder zumindest in der Größenordnung der Steigung selbst ist.

Lediglich bei 3 Geraden ergibt sich ein mehr oder weniger deutlicher Unterschied.

Den drastischsten Effekt auch in r zeigen die gefüllten Dreiecke des S -Detektors während der $\Delta\sigma_T$ -Messung. Doch gerade bei diesem Detektor haben alle anderen Punkte eine sehr geringe Zeitabhängigkeit, so daß diese große Steigung wohl nur durch statistisches Schwanken des ersten und des letzten Punktes zustande kommt, zumal auch ein r von 0.75 bei nur vier Punkten noch nicht auf eine Korrelation hinweist.

Insgesamt ist also keine statistisch signifikante Zeitabhängigkeit feststellbar. Somit kann davon ausgegangen werden, daß das Wegmitteln der apparativen Asymmetrie in hinreichend gutem Maße gelingt.

$\Delta\sigma_T$									
Sym.	M			S			T		
	Steigung	χ_{red}^2	r	Steigung	χ_{red}^2	r	Steigung	χ_{red}^2	r
□	$-.06 \pm .06$	0.2	-.73	$.01 \pm .05$	0.5	.03	$.04 \pm .06$	0.8	.34
■	$.03 \pm .05$	2.5	.35	$.03 \pm .05$	8.4	-.07	$.08 \pm .05$	2.0	.31
△	$-.07 \pm .05$	3.0	-.27	$.00 \pm .04$	2.4	-.04	$-.04 \pm .05$	0.9	-.36
▲	$.07 \pm .06$	1.0	.54	$-.18 \pm .05$	2.0	-.75	$-.04 \pm .06$	0.9	-.38

$\Delta\sigma_L$									
Sym.	M			S			T		
	Steigung	χ_{red}^2	r	Steigung	χ_{red}^2	r	Steigung	χ_{red}^2	r
□	$-.02 \pm .02$	2.9	-.14	$-.06 \pm .03$	4.0	-.27	$.02 \pm .02$	3.5	.17
■	$.04 \pm .02$	1.1	.64	$-.04 \pm .02$	0.7	-.26	$-.01 \pm .02$	1.6	-.37
△	$-.05 \pm .04$	2.9	-.60	$.09 \pm .04$	1.5	.58	$.00 \pm .04$	0.7	-.21
▲	$+.03 \pm .04$	0.9	+.41	$-.03 \pm .04$	1.3	.00	$-.10 \pm .04$	1.3	-.61

Tab. 3.5: Parameter der Geradenanpassung. Steigung: ermittelte Geradensteigung mit Fehler; χ_{red}^2 : reduziertes χ^2 ; r: linearer Korrelationskoeffizient.

3.2.9 Ergebnisse

Die Ergebnisse für $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ sind in Tabelle 3.6 und 3.7 aufgeführt. Der statistische sowie der systematische Fehler werden getrennt angegeben. Der statistische Fehler setzt sich aus dem Fehler des S - und T -Detektors und der Strahlpolarisation zusammen.

Aus Gleichung 3.18 geht hervor, daß das Verhältnis der Monitorzählrate additiv zum Resultat von $\Delta\sigma$ beiträgt. Dieser Beitrag sollte Null sein im Idealfall gleicher Strahlintensität für jede Richtung der Strahlpolarisation. Tatsächlich liegt er im exemplarisch angegebenen Falle des "537 MeV"-Energiebins bei $(-0.4 \pm 0.8 \text{ mb})$ bzw. $(0.5 \pm 0.4 \text{ mb})$ für die $\Delta\sigma_T$ bzw. $\Delta\sigma_L$ -Messung und bewegt sich in beiden Fällen im Bereich des statistischen Fehlers. Da die Zählrate des Monitors nicht energieabhängig gemessen wurde, sondern in jedes Energiebin das gleiche Normierungsverhältnis gemäß Gleichung 3.12 eingeht, wird der statistische Fehler des Monitors als systematischer Fehler von $\Delta\sigma$ aufgeführt. Innerhalb dessen Grenzen können alle Ergebnisse gleichzeitig nach oben oder unten variieren.

In den Tabellen sind weiterhin die bereits diskutierten systematischen Fehler aus der Targetdichte n_H und der Targetpolarisation P_t zusammen mit dem quadratischen Mittel aller drei systematischen Fehler aufgelistet. Eine weitere Quelle möglicher systematischer Fehler wird am Ende dieses Kapitels erörtert. Der in Kapitel 3.2.1 besprochene Beitrag von A_{00kk} bzw. A_{00nn} und A_{00ss} zu $\Delta\sigma$ wird wegen seiner Geringfügigkeit vernachlässigt.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.26 zusammen mit anderen Messungen sowie den Vorhersagen von zwei Streuphasenanalysen dargestellt. Der statistische Fehler ist an den Punkten direkt eingezeichnet, während die Balken in den unteren Segmenten der Abbildungen den systematischen Fehler darstellen. Die Messungen der vorliegenden Arbeit [BIN91] vom PSI und die Experimente am SATURNE II in Saclay [FON91], wurden von der gleichen Kollaboration durchgeführt, die im Falle der SATURNE II- Experimente um einige Physiker aus Saclay erweitert war. Weitere Erläuterungen zu diesen Daten finden sich in Kapitel 4.2 über die Saclay-Experimente. Ebenso jüngsten Datums sind die Ergebnisse vom LAMPF [BED91]. Bei den Daten vom ANL [AUE81] handelt es sich nicht um eine direkte np-Messung sondern um die auf den Einfluß der Deuteronen korrigierte Differenz zwischen pd- und pp-Messungen.

Unsere Ergebnisse passen gut mit denen der anderen Experimente zusammen. Im Falle von $\Delta\sigma_T$ sind es die einzigen bislang vorliegenden Daten im Energiebereich

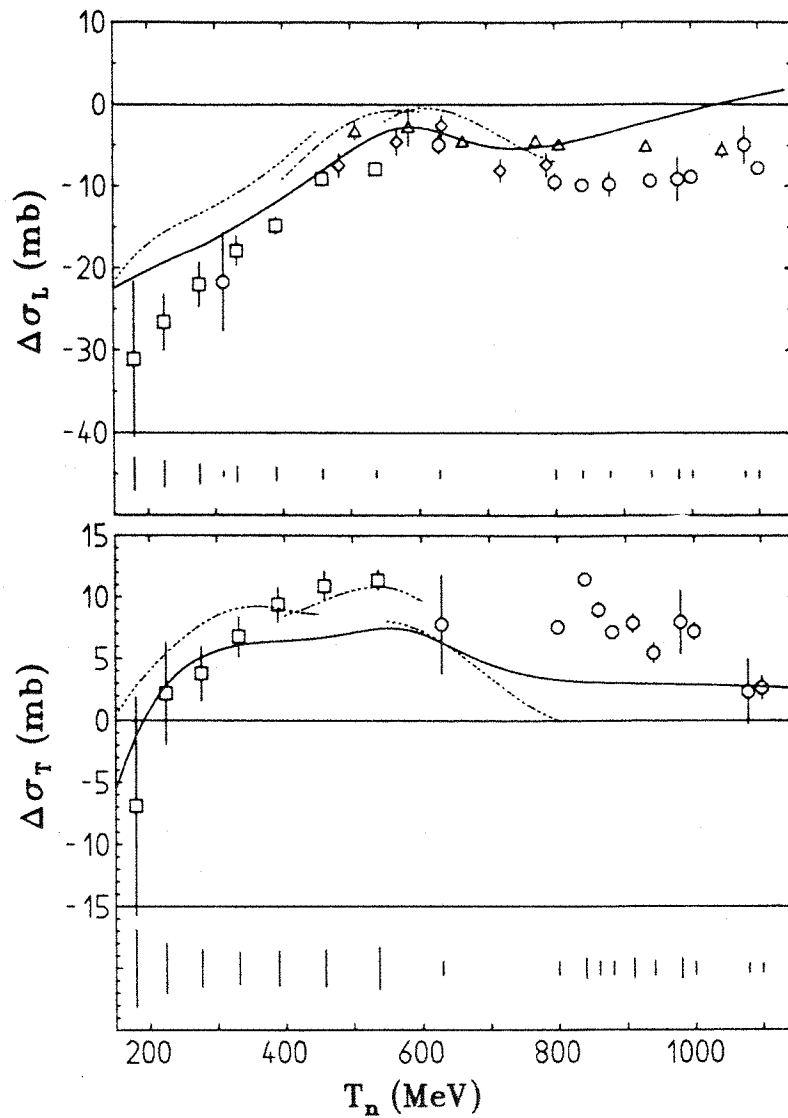


Abb. 3.26: Die spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$. \square : vorliegende Arbeit [BIN91]; \circ : [FON91]; \triangle : [AUE81]; \diamond : [BED91]; punktierte Linie : [BYS87]; durchgezogene Linie : [ARN87]. Die Fehlerbalken an den Punkten zeigen den statistischen Fehler. Die Balken in der unteren Sektion geben den zugehörigen systematischen Fehler an.

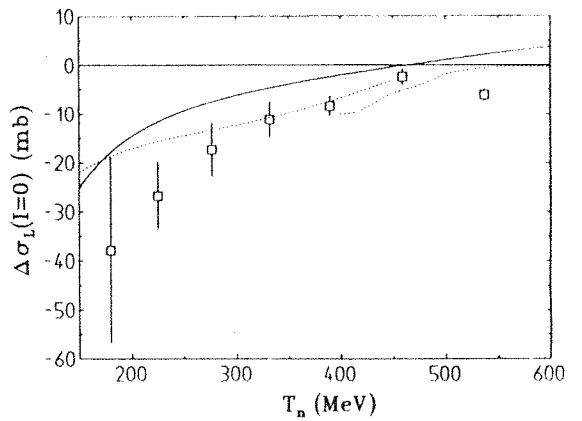
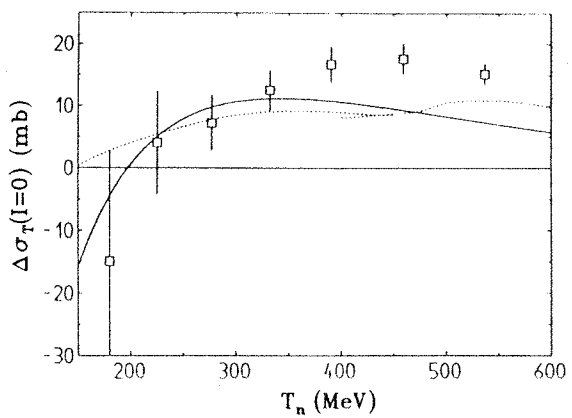


Abb. 3.27: Isospin-Null-Anteil der spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte. Die Symbole sind die gleichen wie in 3.26 .

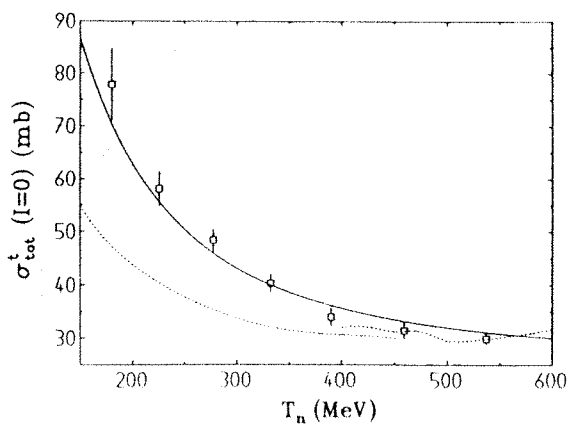
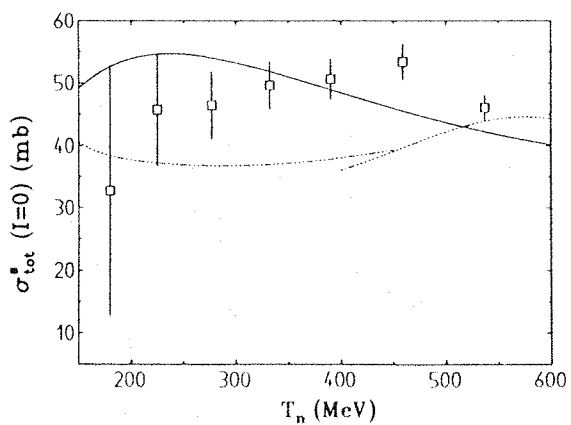


Abb. 3.28: Zerlegung des Isospin-Null totalen Wirkungsquerschnitts in seine Singulett- und Triplett-Anteile. Die Symbole sind die gleichen wie in 3.26.

von 150 - 600 MeV. Alle direkten Messungen sind jüngerem Datums. Im Zusammenhang mit den ANL-Punkten werden inzwischen Überlegungen angestellt, wie die Deuteronenkorrektur abzuändern ist, um eine bessere Übereinstimmung zu erzielen [FON91].

Die punktierten Linien repräsentieren Ergebnisse der Saclay-Genf-Streuphasenrechnungen [BYS87], die ebenso wie die durchgezogenen Linien der Arndt-Analysen [ARN87] ohne die neuen Daten erstellt wurden. Es zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung der Saclay-Genf-Rechnungen mit unseren $\Delta\sigma_T$ -Werten, während im Falle von $\Delta\sigma_L$ die Tatsache, daß die ANL-Daten mit in die Rechnung einfließen, doch zu gewissen Abweichungen führt.

Mit Hilfe der entsprechenden pp-Wirkungsquerschnitte, die in diesem Fall den Arndt-Analysen entnommen wurden, ist es möglich den Isospin-Null-Anteil entsprechend der folgenden Gleichung zu extrahieren:

$$\Delta\sigma_{L,T}(I=0) = 2 \cdot \Delta\sigma_{L,T}(np) - \Delta\sigma_{L,T}(pp). \quad (3.19)$$

Wie Abbildung 3.27 zeigt, gelingt es den Phasenanalysen nur den groben Verlauf der Daten vorherzusagen.

Die so gewonnenen $\Delta\sigma_L$ - und $\Delta\sigma_T$ -Werte eröffnen weiter die Möglichkeit, entsprechend den Gleichungen 2.22, den totalen Wirkungsquerschnitt aus [GRU85] für den Isospin-Null-Kanal in seine Spin-Singulett- und -Triplet-Anteile zu zerlegen.

Offensichtlich sind die Arndt-Vorhersagen in Abbildung 3.28 für den Fall des Spin-Tripletts sehr gut, während es keiner der beiden Analysen gelingt, den Singulett-Anteil zu reproduzieren.

Einfluß der großen Energiebins: In Kapitel 3.2.1 wurde die Näherung gemacht, daß in Gleichung 3.4 die Strahlintensität, die Strahlpolarisation und insbesondere auch $\Delta\sigma$ über das durch die Elektronik vorgegebene Energieintervall konstant sind. Da dies natürlich nicht zutrifft, ist das gemessene $\Delta\sigma$ ein Mittelwert über das ganze Energieintervall, das in diesem Fall mit bis zu 110 MeV recht groß sein kann. Es ist aber möglich, den dadurch verursachten Fehler nachträglich abzuschätzen. Dazu wird an die Meßdaten ein Polynom dritten Grades angepaßt, das die Energieabhängigkeit von $\Delta\sigma$ annähern soll. Die primäre Neutronenintensität ist durch ein Eichspektrum entsprechend Abbildung 3.12 gegeben. $\sigma_{0,tot}$ wird aus Streuphasenanalysen entnommen und $P_b(E)$ ist ebenfalls als Polynom dritten Grades bekannt. Damit läßt sich das Integral aus Gleichung 3.4 für $P_b = +$ und $P_b = -$ auf jedem Energieintervall berechnen. Das mittlere $\langle\Delta\sigma\rangle$ ergibt sich dann aus $\ln \frac{S^+}{S^-}$. Die Energie

$\langle E \rangle$ wird wie im Experiment als das mit der Strahlintensität und polarisation gewichtete Mittel berechnet. Das so gewonnene $\langle \Delta \sigma \rangle$ wird dann mit dem "wahren" $\Delta \sigma$ aus der Fitfunktion an der Stelle $\langle E \rangle$ verglichen.

Die absoluten Unterschiede liegen meist in der Größenordnung 0.1 mb und darunter. Nur für $\Delta \sigma_T$ und das Energiebin um 537 MeV erreicht er den Maximalwert von 0.4 mb. Diese Methode kann natürlich nur eine Abschätzung des Fehlers liefern und nicht zu einer Korrektur der Werte dienen. Dennoch zeigt sie, daß der verursachte Fehler wesentlich kleiner als die übrigen systematischen Fehler ist. Das ist nicht weiter verwunderlich, da sich alle Größen nur langsam mit der Energie ändern.

Neutronen Energie MeV		$\Delta\sigma_T$ mb	Systematische Fehler mb			
T_n	ΔT_n		Total	ΔM	Δn_H	ΔP_t
537	110	11.4 ± 0.8	± 1.7	0.8	1.4	0.5
459	69	10.9 ± 1.2	± 1.5	0.7	1.3	0.4
390	60	9.4 ± 1.4	± 1.4	0.8	1.1	0.4
332	57	6.8 ± 1.6	± 1.3	1.0	0.8	0.3
277	56	3.8 ± 2.2	± 1.5	1.4	0.4	0.2
225	46	2.2 ± 4.1	± 2.0	2.0	0.3	0.1
180	55	-6.9 ± 8.8	± 3.1	3.0	0.8	0.3

Tab. 3.6: Der spinabhängige totale np-Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma_L$. Angegeben sind der Schwerpunkt und die Breite der Energiebins. Total bezeichnet die quadratisch addierten systematischen Fehler aus dem Fehler des Monitors, der Targetdicke und der Targetpolarisation.

Neutronen Energie MeV		$\Delta\sigma_L$ mb	Systematische Fehler mb			
T_n	ΔT_n		Total	ΔM	Δn_H	ΔP_t
537	110	-7.9 ± 0.6	± 0.5	0.4	0.2	0.3
459	69	-9.1 ± 0.8	± 0.6	0.4	0.2	0.4
390	60	-14.8 ± 1.0	± 0.8	0.4	0.4	0.6
332	57	-17.9 ± 1.8	± 0.9	0.5	0.4	0.7
277	56	-22.0 ± 2.7	± 1.2	0.7	0.5	0.9
225	46	-26.6 ± 3.4	± 1.6	1.0	0.6	1.1
180	55	-31.1 ± 9.4	± 2.0	1.4	0.7	1.2

Tab. 3.7: Der spinabhängige totale np-Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma_L$. Die Bezeichnungen sind die gleichen wie in Tabelle 3.6.

3.3 A_{00kk} und A_{00nn} unter 180°

3.3.1 Prinzip der Messung

Das Ziel der im folgenden beschriebenen Experimente war die Messung der Spinkorrelationsparameter A_{00kk} und A_{00nn} der elastischen $\bar{n}\bar{p} \rightarrow np$ Streuung unter 180° . Messungen unter diesem Winkel erfordern den Nachweis des Rückstreuprotons um 0° im Laborsystem. Entsprechend hat das gestreute Neutron nur eine sehr geringe Energie und ist für einen Nachweis nicht geeignet. Schon deshalb kam die Messung von Neutron und Proton in Koinzidenz, wie bei den übrigen am PSI durchgeführten Spinkorrelationsexperimenten [BI91b], nicht in Frage. Die Messungen liefen parasitär zu je drei weiteren Experimenten und sollten sich daher möglichst gut in den bestehenden Aufbau integrieren und nur wenig Betreuungszeit beanspruchen.

Das Prinzip des Experiments ergibt sich aus dem allgemeinen differentiellen Wirkungsquerschnitt 2.15. Die auf die Strahlintensität I normierte Anzahl von nachgewiesenen Protonen $N^{b,t}$, die auf ein Raumwinkelelement Ω fällt, ist außer von der Strahl- und Targetpolarisation auch von der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ϵ und der Anzahl n_H der Protonen im Target abhängig:

$$\frac{N^{b,t}(\vec{P}_b, \vec{P}_t)}{I} = n_H \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Pol} + n_C \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_C. \quad (3.20)$$

Der zweite Summand beschreibt den Beitrag zur Zählrate aus Reaktionen an den Kohlenstoffkernen im Targetmaterial Butanol. Die Indices b und t stehen wieder wie in Kapitel 3.2.1 für das Vorzeichen der Strahl- bzw. Targetpolarisation. Im Prinzip genügen zwei Zählraten mit entgegengesetzter Strahlpolarisation um durch Bilden der Asymmetrie den gesuchten Korrelationsparameter zu extrahieren. Dabei muß natürlich die Strahl- und Targetpolarisation in die gewünschte Richtung n oder k zeigen.

Zunächst soll nun der etwas einfachere Fall longitudinaler Strahl- und Targetpolarisation untersucht werden. Im Koordinatensystem von Kapitel 2.1 entspricht dem die z -Richtung. Durch Bilden der Asymmetrie a und Einsetzen von 3.20 und 2.15 resultiert:

$$a = \frac{N_I^{+,t} - N_I^{-,t}}{N_I^{+,t} + N_I^{-,t}} = \frac{2n_H \Omega \epsilon A_{00kk} |P_b^z| P_t^z \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0}{2n_H \Omega \epsilon \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 + 2n_C \Omega \epsilon \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_C}. \quad (3.21)$$

Der Index I an den Zählraten soll andeuten, daß sie bereits auf gleiche Strahlintensität normiert sind. Offensichtlich muß, um den Bruch weiter vereinfachen zu können, der nicht verschwindende Beitrag des Kohlenstoffs vom Nenner subtrahiert

werden. Dazu wurde am Ende jeder Messung für einige Stunden Kohlenstoff anstelle von Butanol in die Targetzelle eingesetzt. Die Flächendichte des eingesetzten Kohlenstoffs entsprach dabei der des Kohlenstoffsanteils im Butanol. Die so ermittelte Zählrate $C_I^{b,t}$ entspricht genau $C_I^{b,0} = n_C \Omega \epsilon \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_C$ und muß vom Nenner der Asymmetrie subtrahiert werden. Da der Kohlenstoff im Target nicht polarisiert ist, trägt er nicht zum Zähler in Gleichung 3.21 bei und der Index zur Kennzeichnung des Vorzeichens der Targetpolarisation an der Zählrate C ist Null. Im verbleibenden Term kürzen sich die Vorfaktoren weg und übrig bleibt $A_{00kk} \cdot |P_b| \cdot P_t$.

Da im Verlauf der Messung sowohl die Strahl- als auch die Targetpolarisation gedreht wurde, stehen insgesamt vier Zählraten zum Bilden der Asymmetrie zur Verfügung. Außerdem wurde auch der Kohlenstoffuntergrund mit wechselnder Richtung der Strahlpolarisation ermittelt. Somit lautet die endgültige Formel zur Berechnung von A_{00kk} :

$$|P_b^z| |P_t^z| A_{00kk} = a = \frac{N_I^{++} + N_I^{--} - N_I^{+-} - N_I^{-+}}{N_I^{++} + N_I^{--} + N_I^{+-} + N_I^{-+} - 2(C_I^{+0} + C_I^{-0})}. \quad (3.22)$$

Etwas anders stellt sich die Situation im Falle transversaler Strahl- und Targetpolarisation dar. Dort kann aufgrund der von Null verschiedenen Analysierstärke eine Asymmetrie auch bei unpolarisiertem Target oder Strahl auftreten. Daher ist es unabdinglich mit allen vier Kombinationen der Polarisation zu messen und auch beim Kohlenstoffuntergrund beide Richtungen der Strahlpolarisation einzustellen. Nur dann ist es möglich, den Beitrag der Analysierstärke zu eliminieren. Etwas entschärft ist dieses Problem bei dem hier vorgestellten 180° -Experiment, da die Analysierstärke für $\Theta = 180^\circ$ Null sein muß.

Den gleichen Ursprung hat eine andere Vereinfachung der Messung. Um Protonen, die im Laborsystem in einen Raumwinkel um 0° fliegen, messen zu können, muß der Detektor radial symmetrisch um 0° aufgebaut werden. Dies führt aber dazu, daß der Azimutalwinkel ϕ zwischen der Streunormalen \hat{n} und der Polarisationsrichtung \hat{y} sämtliche Werte zwischen 0° und 360° annehmen kann, weshalb nicht nur Terme mit A_{00nn} sondern auch mit A_{00ss} auftreten. Damit lautet die zu 3.22 entsprechende Formel:

$$a = |P_b^y| |P_t^y| \left(\langle \cos^2 \phi \rangle A_{00nn} + \langle \sin^2 \phi \rangle A_{00ss} \right). \quad (3.23)$$

Die mittleren $\langle \cos^2 \phi \rangle$ und $\langle \sin^2 \phi \rangle$ ergeben sich aus der Geometrie des Detektors. Der Tatsache, daß im Grenzfall $\Theta_{Lab} \rightarrow 0^\circ$ die Streuebene nicht mehr bestimmt werden kann und damit die Richtungen \hat{n} und \hat{s} logisch äquivalent werden, trägt die Beziehung $A_{00nn}(\Theta_{CM} = 180^\circ) = A_{00ss}(\Theta_{CM} = 180^\circ)$ Rechnung. Da im vorliegenden Experiment Laborstreuwinkel von maximal 3° auftraten, ist der durch die

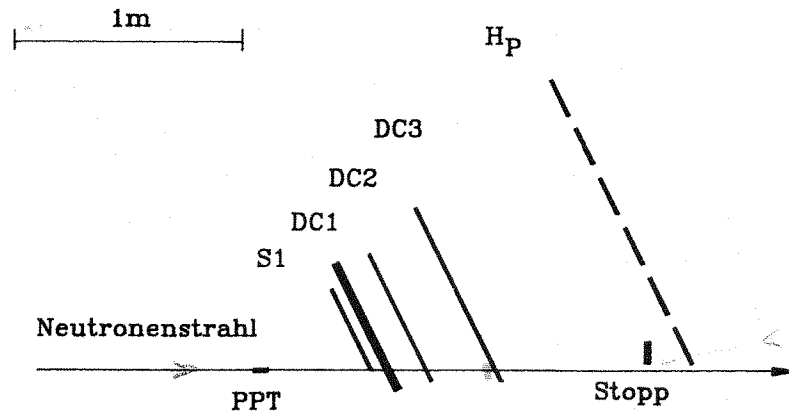


Abb. 3.29: Der Protonenarm des A_{00nn} -Hauptexperiments, mit dem zusätzlichen 180° -Detektor. PPT: Polarisiertes Protonentarget; S1: Startzähler; DC: Driftkammern; H_P : Protonenhodoskop; Stopp: Stopp-Detektor des 180° -Experiments für A_{00nn} .

Näherung $A_{00nn} \simeq A_{00ss}$ verursachte Fehler sicher gering und kann mit Hilfe von Streuphasenanalysen abgeschätzt werden. Zusammen mit $\langle \cos^2 \phi \rangle + \langle \sin^2 \phi \rangle = 1$ vereinfacht sich 3.23 zu:

$$A_{00nn} \simeq A_{00ss} \simeq \frac{a}{|P_b^y| \cdot |P_t^y|}, \quad (3.24)$$

wobei a der Definition aus 3.22 entspricht. Es genügt also wie bei A_{00kk} die Messung der 6 Zählraten aus 3.22 um A_{00nn} nahe 180° zu bestimmen. Die Verfälschung durch die übrigen Komponenten der Strahlpolarisation ist aus den gleichen Gründen wie für die $\Delta\sigma_L$ - und $\Delta\sigma_T$ -Messung gering.

Da beide Experimente vom Prinzip her gleich angelegt waren, sollen sie im folgenden, trotz einiger Unterschiede im Detail, in einem gemeinsamen Abschnitt beschrieben werden.

3.3.2 Aufbau

Der prinzipielle Aufbau war bei beiden Messungen gleich und bestand im wesentlichen aus je drei Szintillatoren, von denen einer als Startzähler so nah wie möglich

hinter dem polarisierten Target stand. Die beiden übrigen dienten zum Stoppen der gemessenen Flugzeit und werden als Stopp-Detektor bezeichnet. Aus dem gleichen Grund wie im Fall von $\Delta\sigma_T$ befand sich ein 2 cm dicker Kupferblock zwischen ihnen. Gemessen wurde sowohl die lange Flugzeit t_l der Neutronen vom Produktionstarget-E bis zum Startzähler als auch die kurze Flugzeit t_k der gestreuten Teilchen zwischen Startzähler und Stopp-Detektor. Der mittlere Streuwinkel und der Raumwinkel wurden durch den Stopp-Detektor bestimmt. Bei der Normierung kam der in Kapitel 3.2.2 beschriebene Monitor M zum Einsatz. Da beide Messungen in verschiedene Experimente integriert waren, ergeben sich einzelne Unterschiede im Aufbau und in der Datenaufnahme, auf die nun eingegangen werden soll.

Da A_{00kk} parasitär zu $\Delta\sigma_L$ bestimmt wurde, bot es sich an, die Szintillatoren des Detektors S als Stopp-Detektor zu benutzen. Dabei diente der in Abbildung 3.8 mit Veto S bezeichnete Szintillator zum Stoppen der kurzen Flugzeit, S_1 und S_2 waren in Koinzidenz dazu geschaltet. Zur Ergänzung mußte also nur ein in der Abbildung nicht eingezeichneter Startzähler zusätzlich installiert werden. Dabei stellte sich aber das Problem, daß das Solenoid, in dessen Mitte sich das polarisierte Target befand, eine Länge von 1 m hatte und entsprechend auch der Szintillator ca. 40 cm tief in den Solenoiden eingeführt werden mußte.

Wegen des starken Solenoidstrefeldes, mußte das Licht in einem 1.8 m langen Lichtleiter, der zweimal um 90° gebogen war, aus dem Magneten herausgeführt werden. Diese enorme Länge war notwendig um eine Deformierung des Magnetfeldes und damit eine Verschlechterung der Targetpolarisation zu vermeiden. Die Fläche des Startzählers betrug $5 \cdot 5 \text{ cm}^2$ bei einer Dicke von 5 mm. Die Entfernung zwischen Start- und Stoppzähler und damit die kurze Flugstrecke betrug 1.32 m.

Zur Datenaufnahme kam ein System mit einem sogenannten Starburst zum Einsatz. Dieser besteht aus einem Digital Equipment J-11 Prozessor²³ mit 128 Kbyte Memory in einem CAMAC-Einschub. Gesteuert wurde der Prozessor über einen PC mit CAMAC-Zugriff.

Der Starburst hatte dabei die Funktion des Datenaufnahmerechners und eines Crate-Controllers. Er steuerte die Datenaufnahme und diente als Medium zur Zwischenspeicherung der Daten. Da es sich nur um einen "nackten" Prozessor ohne Betriebssystem handelte, mußte außer dem Datenaufnahme-Programm auch eine Initialisierungs- und Memorymanagement-Routine erstellt werden, um die gesamte Speicherkapazität ausnutzen zu können. Die Programme wurden auf einem PDP 11-Rechner in Assembler geschrieben, übersetzt und als Maschinencode auf den PC

²³Der Prozessor eines PDP 11/70-Rechners

übertragen. Der Transfer des Codes vom PC auf den Prozessor und der Daten vom Prozessor auf den PC geschah via CAMAC und wurde von einem zu diesem Zweck erstellten Fortranprogramm gesteuert, das auch die formale Gestaltung der Messung übernahm.

Der ganze Ablauf läßt sich wie folgt beschreiben. Der PC initialisiert das CAMAC-Crate, lädt den Code in den Prozessor und startet das Programm. Dieses initialisiert die CAMAC-Module, beginnt die Datenaufnahme und speichert die Daten im Memory. Nach einer halben Stunde stoppt der PC den Prozessor, holt die Daten und speichert sie als "RUN"-Block zusammen mit einigen Kenngrößen auf seiner Harddisk. Anschließend wird erneut der Code übertragen und das Spiel beginnt von neuem.

Die Vorteile des Systems waren seine Schnelligkeit und seine geringe Störanfälligkeit. Der Starburst benötigte nur ca. $150 \mu\text{sec}$ zur Auslese eines Ereignisses. Außerdem konnten die Daten eines abgespeicherten Runs in Spektren auf dem PC dargestellt und überwacht werden.

Aufgrund der begrenzten Speicherkapazität wurden die Daten bereits "online", je nach Strahlpolarisation, in zwei zweidimensionale Flugzeitspektren aus langer und kurzer Flugzeit einsortiert. Dabei wurden in der langen Flugzeit jeweils 4 TDC-Kanäle zu einem zusammen gefaßt, so daß sich eine Schrittweite von 0.4 nsec pro Kanal ergab, verglichen mit 0.1 nsec pro Kanal bei der kurzen Flugzeit.

Unter etwas anderen Voraussetzungen wurde der zweite Parameter A_{00nn} (180°) gemessen. In diesem Fall handelte es sich beim Hauptexperiment um eine Messung des selben Parameters über einen großen Winkelbereich von 95° bis 167° [BI91b]. Dabei wurden Protonen und Neutronen in Koinzidenz nachgewiesen. In Abbildung 3.29 ist die Protonenseite des Detektors dargestellt. Hinter dem polarisierten Target befindet sich der Startzähler S_1 , drei Driftkammern DC1-DC3 und das Hodoskop H_p zum Stoppen der kurzen Flugzeit. Für das 180° -Experiment mußte lediglich der zusätzliche Stopp-Detektor "Stopp" installiert werden. Er bestand aus zwei runden Szintillatoren mit einem Durchmesser von 10 cm . Der Kupferblock war ebenfalls rund und hatte einen Durchmesser von 12 cm . Die kurze Flugstrecke betrug 1.12 m . Nicht eingezeichnet sind der Monitor M und der Spin-Dreh-Magnet AHG.

Ein wesentlicher Unterschied beider Messungen bestand im Haltefeld des Targetmagneten. Während das longitudinale Feld des bei der Messung von A_{00kk} eingesetzten Solenoiden keinen großen Einfluß auf die unter $\Theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$ gestreuten Protonen hatte, wurden sie im Fall der A_{00nn} -Messung durch das transversale Feld nach links abgelenkt. Das brachte den Vorteil, daß der Start- und der Stopp-Detektor zur

Messung der 0° -Richtung außerhalb des Neutronenstrahls stehen konnten. Dafür mußte als kleiner ^{Handwritten: Nachteil} Nachteil die Energieabhängigkeit des Streuwinkels in Kauf genommen werden. Das Targetfeld hatte von der Targetmitte bis zum Stopp-Detektor aufintegriert eine Ablenkstärke von 0.28 Tm. Daraus resultierte eine Ablenkung um Winkel von 4° bis 8° . Der Stopp-Detektor war so neben dem Strahl aufgebaut, daß er Protonen bis zu einem maximalen Streuwinkel von etwa 3° bis 4° im Laborsystem nachwies.

Die Zelle, in der das Butanol eingeschlossen war, bestand aus dünnwandigem Kupfer und hatte in Strahlrichtung eine Länge von 2.4 cm. Der Abstand zum Target - E und damit die Neutronenflugstrecke betrug 18.55 m.

Die Datenaufnahme erfolgte zusammen mit dem Hauptexperiment auf einem PDP 11/34-Rechner. Die Daten beider Messungen wurden Ereignis für Ereignis auf Magnetband registriert, unterschieden durch den speziellen Wert einer Kennzahl. Dadurch stand in der Auswertung des 180° -Experiments die volle Information des Hauptdetektors zur Verfügung. Insbesondere auch die Driftkammerinformation und das über einen ADC gemessene Amplitudensignal des 5 mm dicken Startzählers. Die Messung lief vom 11.9.87 bis zum 13.9.87.

Gegen Ende des Experiments wurde ebenso wie bei A_{00kk} das Targetmaterial Butanol für einige Stunden durch Kohlenstoff ersetzt, dessen Flächendichte der des Kohlenstoffs im Butanol entsprach.

3.3.3 Datenanalyse

Die Analyse beider Experimente basiert auf dem gleichen Grundmuster. Die Ereignisse werden je nach Strahlpolarisation in zweidimensionale Flugzeitspektren aus kurzer gegen lange Flugzeit einsortiert. Dies geschieht einzeln für jede Richtung der Strahlpolarisation und für die Messung des Kohlenstoffuntergrunds. Da ca. 40 bis 50% der Ereignisse ihren Ursprung in einer Reaktion am Kohlenstoff haben, sind die elastisch gestreuten Protonen durch die Kohlenstoffereignisse verdeckt. Erst nach Abzug des Kohlenstoffuntergrunds mit der entsprechenden Normierung tritt das Band der elastisch gestreuten Protonen deutlich hervor, was in Abbildung 3.30 für die A_{00kk} -Messung zu erkennen ist.

Zusätzlich zeigt sich noch ein zweites kürzeres Band oberhalb der Protonen. Die Flugzeit dieser Teilchen stimmt mit der Kinematik der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ überein, weshalb davon ausgegangen werden kann, daß es sich im wesentlichen um Deuteronen aus dieser Reaktion handelt. Die durchgezogenen Linien, die beide Streifen begrenzen, markieren den Bereich, innerhalb dessen die kinematischen Bedingungen

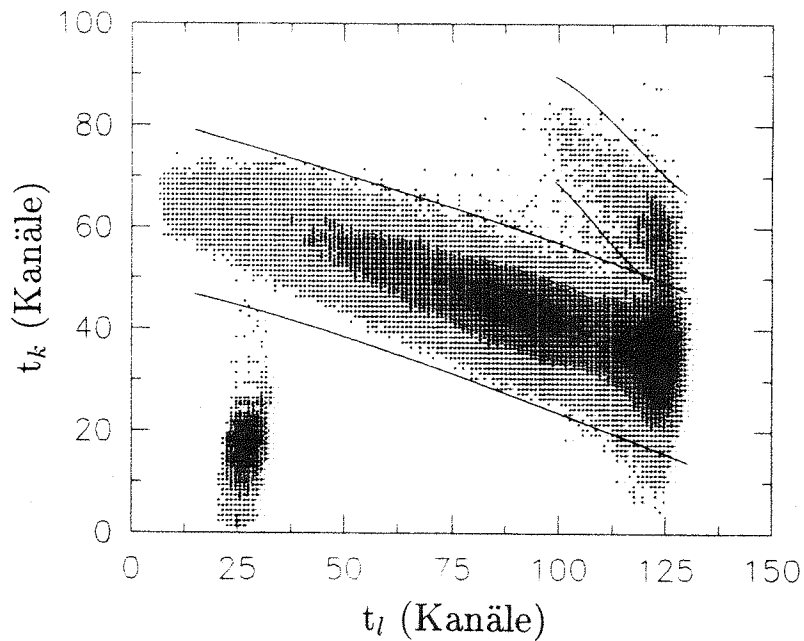


Abb. 3.30: Kurze Flugzeit der Protonen t_k gegen lange Flugzeit der Neutronen t_l , aufgetragen in Kanälen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Flugzeitschnitte zur Trennung der elastisch gestreuten Protonen und der Deuteronen. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit wurde eine Darstellungsschwelle von 1% des maximalen Kanalinhalts gewählt.

eines elastischen Protons bzw. eines Deuterons erfüllt sind. Der Fleck links unten wird verursacht durch Gammateilchen aus dem Zerfall der am Target-E produzierten π^0 . Diese Gammateilchen sind trotz des Bleifilters zu einem geringen Anteil noch im Strahl vorhanden und konvertieren im Metall des polarisierten Targets in Elektronen, die dann ihrerseits mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch den Detektor fliegen. Da die Geschwindigkeit der Teilchen bekannt ist, können sie zur Eichung beider Flugzeiten benutzt werden, ohne daß ihr ständiges Auftreten stört, da sie deutlich vom Rest getrennt sind.

Durch Projizieren des elastischen Bandes auf die t_l -Achse, ergibt sich das Flugzeitspektrum der Neutronen, gefaltet mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt unter 180° . Da bei der Flugzeitmessung der Neutronen das Start- und Stoppzählersignal vertauscht waren, befindet sich der Peak der am Target-E quasielastisch produzierten Neutronen bei langen Zeiten um Kanalnummer 125. Die scheinbar langsamere Flugzeit der Gammas um Kanal 27 resultiert aus der Tatsache, daß die lange Flugzeit nur modulo 59.25 nsec gemessen werden konnte. Die mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Gammateilchen überholen Neutronen vorhergehen-

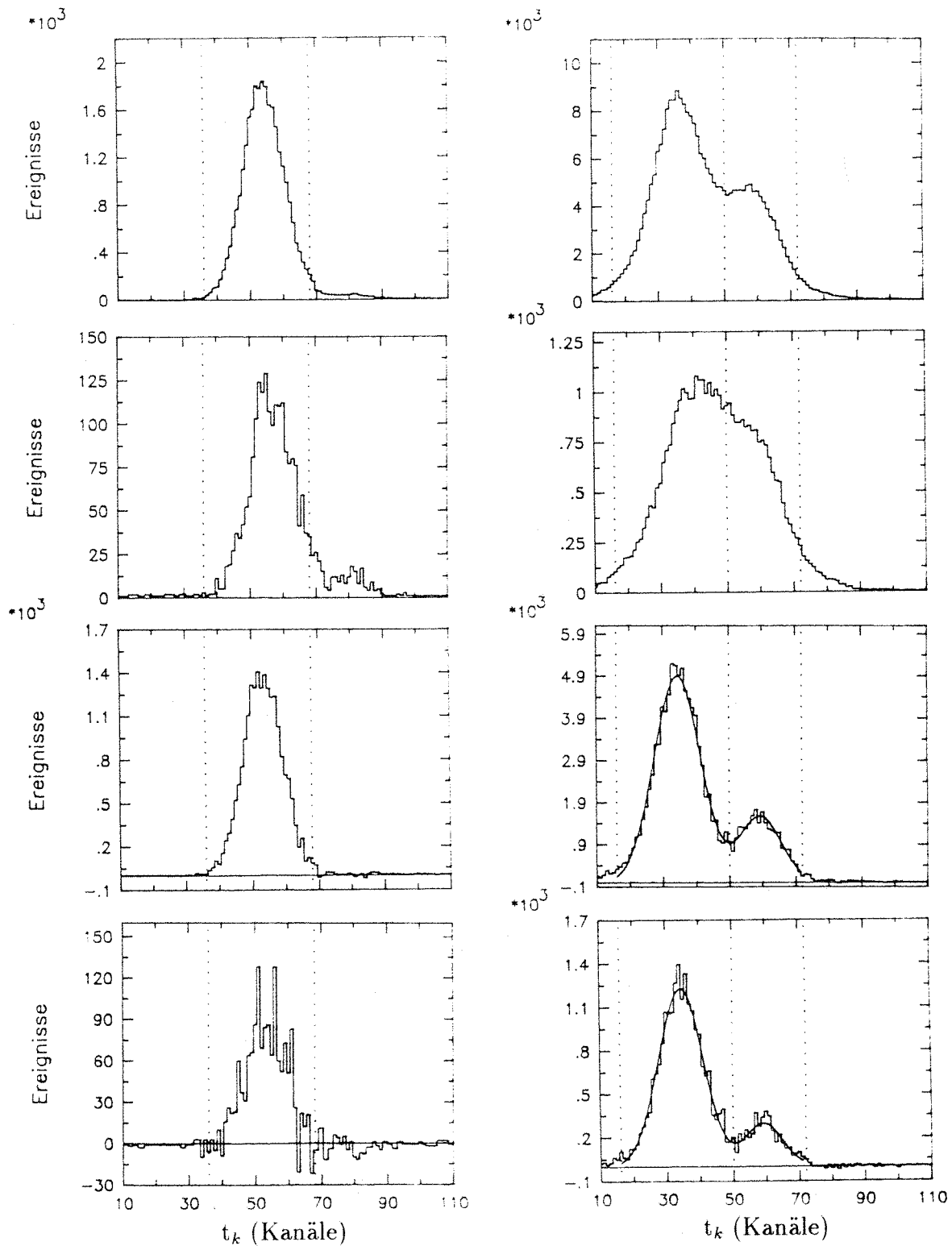


Abb. 3.31: Spektren der kurzen Protonenflugzeit mit Schnitten auf die lange Flugzeit der Neutronen. Die linke Spalte resultiert aus Neutronenflugzeiten um Kanalnummer 59, die rechte Spalte aus Flugzeiten um 123. Die 1. Zeile zeigt eine Messung mit Butanol als Targetmaterial, die 2. eine Messung mit Kohlenstoff. In der 3. Zeile ist die Differenz von Butanol- und Kohlenstoffmessung dargestellt. Die letzte Zeile ergibt sich aus der Butanolmessung durch Subtraktion zweier Spektren mit entgegengesetzter Strahlpolarisation.

der Protonenpakete und scheinen daher mitten im Neutronenspektrum zu liegen.

Zur weiteren Analyse wird der t_l -Bereich von Kanal 13 bis 133 in 30 Streifen von je 4 Kanälen, entsprechend 1.6 nsec unterteilt. Die Anzahl der Ereignisse, die innerhalb eines solchen Streifens und innerhalb des Protonen- oder Deuteronenbandes liegen, bildet dann den Nenner aus Gleichung 3.22. Der Zähler ergibt sich durch eine der Gleichung 3.22 entsprechende Kombination der 4 Messungen mit den verschiedenen Strahl- und Targetpolarisationen.

Zur besseren Veranschaulichung sind in Abbildung 3.31 die t_k -Spektren, die aus der Projektion des Inhalts eines t_l -Streifens auf die t_k -Achse resultieren, für die zwei Streifen um den t_l -Kanal 59 und 123 entsprechend 232 und 518 MeV dargestellt. Es handelt sich um jeweils 4 Spektren. Das oberste zeigt eine Messung mit Butanol als Targetmaterial. Darunter folgt die Untergrundmessung mit Kohlenstoff. Das dritte Spektrum in der Reihe stellt die Differenz aus Butanol und Kohlenstoff dar, während das vierte die Differenz aus den Butanolmessungen mit entgegengesetzter Strahlpolarisation wiedergibt. In den beiden unteren Spektren der rechten Seite sind deutlich sowohl die Protonen als auch die Deuteronen zu erkennen. Die vertikalen Linien in den Spektren markieren die Schnitte auf das Protonen- bzw. Deuteronenband aus der Abbildung 3.30. Der Inhalt der dargestellten Spektren entspricht nur einem Teil der gesamten Statistik der Messung des Parameters A_{00kk} . Die Bedeutung der beiden Gaussfits wird an späterer Stelle diskutiert.

Die bisher beschriebene Vorgehensweise ist für beide Parameter gleich. Aufgrund der unterschiedlichen Aufbauten ergaben sich jedoch kleine individuelle Abweichungen, auf die im folgenden genauer eingegangen werden soll.

Es wurde bereits erwähnt, daß viele der registrierten Ereignisse aus einer Streuung am Kohlenstoffanteil des Butanols stammen. Da es bei beiden hier vorgestellten Experimenten keine Möglichkeit gab diesen Anteil zu reduzieren oder die Kohlenstoffereignisse zu erkennen, blieb nur das Abzugsverfahren mit der Untergrundmessung. Durch den hohen Anteil von Untergrundereignissen hängen die Ergebnisse empfindlich vom Untergrundabzug ab. Hierbei kommen besonders zwei Fehlerquellen in Betracht. Die erste ist eine ungenaue Kenntnis der Flächendichte des Kohlenstoffs bei der Untergrundmessung, die zweite eine mögliche Verschiebung der Nullpunkte der Zeitachsen sowohl entlang der t_k - als auch der t_l -Achse. Beide Fehler führen zu einem falschen Nenner in Gleichung 3.22 und werden im folgenden ausführlich diskutiert.

Skalierung der Kohlenstoffmessung: Beim Wiegen der zur A_{00kk} -Messung benutzten Butanolkugeln²⁴ zeigte es sich, daß ihre effektive Dichte etwas geringer war als angenommen. Bei der Berechnung der Länge des Kohlenstoffs wurde ein Füllungs faktor für das Butanol im Target²⁵ von 0.7 benützt, während der Füllungs faktor nur 0.6 betrug. Daher war das zur Untergrundmessung eingesetzte Kohlenstofftarget um einen Faktor 1.16 zu lang. Durch Skalieren der Untergrundmessung mit einem Faktor $\frac{1}{1.16} = 0.86$ werden aber auch sämtliche Ereignisse skaliert, die aus Streuungen an den übrigen Untergrundmaterialien wie Aluminium und Kupfer aus der Targetummantelung, Luft, u.s.w. resultieren, obwohl deren Ereignisrate sich gegenüber der Butanolmessung nicht verändert hat. Der wahre Faktor zur Korrektur des Untergrunds sollte also etwas größer als 0.86 sein. Durch die folgende Überlegung gelang es, den Faktor, um den die Untergrundmessung zu reduzieren war, aus den Daten abzuschätzen.

Bei der np -Streuung öffnen sich die inelastischen Kanäle der Deuteron- und Pionproduktion erst oberhalb einer Energie von 275 MeV. Bei Beschränkung auf Neutronenenergien unterhalb dieser Schwelle kann also davon ausgegangen werden, daß alle gestreuten Teilchen, deren Flugzeit t_k größer ist als die des elastischen Bandes, aus einer Untergrundreaktion stammen. Der Faktor zur Korrektur der Untergrundmessung wurde nun so bestimmt, daß das Integral über den entsprechenden Bereich²⁶ der Abbildung 3.30 Null ergibt. Je nach Wahl der Grenzen des Integrationsbereichs zum elastischen Band und zu den höheren Neutronenenergien hin ergaben sich Faktoren zwischen 0.89 und 0.93. Allerdings zeigten sich die Ergebnisse nicht besonders sensitiv auf Änderungen des Faktors von 0.89 auf 0.93.

Der benutzte Faktor zur Berechnung von A_{00kk} beträgt 0.91. Die Differenz zu den Ergebnissen, die sich mit den Faktoren 0.89 bzw. 0.93 ergeben, wird als systematischer Fehler angegeben. Dieser ist energieabhängig und erreicht einen Maximalwert von $\frac{\Delta A}{A} = 0.02$.

Die Zuverlässigkeit dieser Methode erwies sich in der Auswertung der Messung A_{00nn} . Der Kohlenstoffanteil des dort eingesetzten Targets ist gut bekannt und damit die Untergrundmessung sehr zuverlässig, was sich auch in der gleichzeitig durchgeführten Messung des Parameters A_{00nn} über einen großen Winkelbereich bestätigte. Der nach der oben beschriebenen Methode ermittelte Korrekturfaktor ergab sich

²⁴siehe Kapitel 3.2.5

²⁵Korrekturfaktor für die Packung der Kugeln in der Targetzelle

²⁶ t_l kleiner als 60 Kanäle entsprechend einer Neutronenenergie von 275 MeV. t_k größer als die obere Grenzlinie des elastischen Bandes.

hierbei zu 0.99 und weicht damit nur geringfügig von dem erwarteten Wert 1 ab.

Verschiebung der Flugzeiteichung: Als nächstes soll die zweite mögliche Fehlerquelle beim Untergrundabzug diskutiert werden. Die Erfahrung zeigt, daß im Verlauf einer Messung immer wieder kleine Verschiebungen des Nullpunktes sowohl in der langen als auch in der kurzen Flugzeit auftreten können. Im allgemeinen stellt dies kein Problem dar, da später bei der Auswertung der Schwerpunkt des quasielastischen Peaks in gewissen Zeitabständen berechnet und daraus jeweils eine Korrektur des Nullpunktes abgeleitet werden kann. Diesem Verfahren wurden beide Messungen unterzogen, wobei Verschiebungen von teilweise bis zu 1 nsec auftraten.

Diese Methode versagt allerdings, sobald sich die Form des Spektrums und insbesondere die Form des quasielastischen Peaks verändert. Die gemessene Verteilung resultiert aus einer Faltung der Intensitätsverteilung des Neutronenstrahls mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion. Da der Übergang vom Butanol- zum Kohlenstofftarget zu einer Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und damit der Form und Lage des Peaks führt, ist es nach der beschriebenen Methode nicht möglich eine Verschiebung der Untergrundmessung zu ermitteln und zu korrigieren. Eine solche Verschiebung kann aber nicht ausgeschlossen werden, da der Wechsel der beiden Targetmaterialien immer einen mehrstündigen Unterbruch der Messung verursachte.

Es galt also ein anderes Kriterium zu finden, um das Ausmaß der zeitlichen Verschiebung zu ermitteln. Für die A_{00kk} -Messung bot sich hier der γ -Peak an, der wie in Abbildung 3.30 zu erkennen ist, ständig in den Matrizen auftritt. Dieser Eichpeak eignet sich damit hervorragend zur Durchführung der Korrektur, auch der Untergrundmessung, da seine Form unabhängig vom Targetmaterial ist.

Schwieriger gestaltete sich die Situation bei A_{00nn} , da dort aufgrund der etwas anderen Geometrie und des vertikalen Targetmagnetfeldes die von den Gammateilchen am Target produzierten Elektronen nicht durch den Detektor fliegen konnten. Hier gelang es mit Hilfe des Amplitudensignals aus dem Startzähler die Korrektur zu ermitteln. In Abbildung 3.32 rechts ist das Amplitudensignal gegen die kurze Flugzeit der Neutronen aufgetragen. Die Korrelation zwischen den beiden Signalen ist deutlich zu erkennen. Es ist also möglich durch Beschränkung auf eine bestimmte Amplitude Neutronen gleicher Energie und damit gleicher Flugzeit zu selektieren. Der Schwerpunkt dieser Flugzeit kann dann als Maß für die gesuchte Verschiebung des Nullpunkts dienen. Es ergab sich mit dieser Methode eine Verschiebung der Untergrundmessung gegenüber der Normalmessung von 0.2 nsec.

Somit gelang es in beiden Experimenten den Flugzeit-Nullpunkt der Kohlenstoffmessung dem der Butanolmessung anzupassen. Da ein Fehler in der Größenordnung eines Kanals nicht ausgeschlossen werden kann, wurden die Ergebnisse auch mit einer um ± 1 Kanal sowohl in der langen als auch in der kurzen Flugzeit verschobenen Kohlenstoffmessung berechnet. Die Abweichungen zum optimal angepaßten Untergrund werden als systematische Fehler angegeben. Durch eine geeignete Wahl der Energiebins bezüglich der Form des Neutronenspektrums gelang es, den Einfluß dieser Verschiebung gering zu halten und damit den systematischen Fehler zu reduzieren. Das bedeutete insbesondere, alle Ereignisse aus dem quasielastischen Peak und damit dem Bereich der steilsten Flanken im Neutronenspektrum von Abbildung 3.3 in ein Energiebin einzusortieren.

Bestimmung der Streuwinkel: Die Berechnung des mittleren Streuwinkels ist im Falle von A_{00kk} recht einfach. Da die Protonen von dem longitudinalen Feld nicht beeinflusst werden, ist er für alle Energien gleich und ergibt sich unter der Annahme einer homogenen Bestrahlung des Stoppzählers als Mittel aus allen möglichen Streuwinkeln zu 1.54° im Laborsystem.

Wie schon erwähnt, wurden durch das vertikale Magnetfeld des Targets bei der A_{00nn} -Messung die gestreuten Teilchen nach links abgelenkt. Daher ist der Streuwinkel energieabhängig und seine Berechnung gestaltete sich verglichen mit A_{00kk} wesentlich aufwendiger. Mit den Driftkammern war es möglich, die Spur der Teilchen hinter dem Magnetfeld zu ermitteln und dann mit Hilfe der von [PES88] entwickelten "Tracking"-Methode den Streuwinkel in Abhängigkeit vom Impuls zu korrigieren. In der linken Abbildung von 3.33 ist die Verteilung der so ermittelten Streuwinkel für die elastisch gestreuten Protonen gegen die Energie der Primärneutronen aufgetragen.

Nach dem gleichen Verfahren läßt sich auch der Winkel Φ zwischen der Streunormalen und der y -Richtung²⁷ berechnen. In der rechten Abbildung von 3.33 ist Φ gegen die Neutronenenergie aufgetragen. Aufgrund des symmetrischen Detektoraufbaus treten sämtliche Winkel zwischen 0° und 360° auf, wobei hochenergetische Teilchen mehr um 180° und niederenergetische um 0° bzw. 360° liegen. Zu erwähnen ist noch, daß für Streuwinkel $\theta \rightarrow 0^\circ$ die Bestimmung von Φ immer ungenauer wird. Dank der im Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Tatsache, daß für kleine Laborstreuwinkel $A_{00nn} \simeq A_{00ss}$ gilt, hat der Winkel Φ aber einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die Ergebnisse der A_{00nn} -Messung. Er wird lediglich bei der Abschätzung des

²⁷der Richtung von Strahl- und Targetpolarisation

systematischen Fehlers durch den Unterschied von A_{00nn} und A_{00ss} benötigt.

Die Eichung der Driftkammern, d.h. die Zuordnung von Driftzeit zu Ort in der Kammer, wurde zunächst mit der Methode der homogenen Bestrahlung durchgeführt und anschließend mit dem in [PAG88] beschriebenen Verfahren der Nachiteration verbessert. Bei allen drei Kammern handelte es sich um sogenannte Doppeldrahtkammern, wobei die erste (DC1) sowohl drei Horizontal- als auch drei Vertikalebene hatte. Die beiden übrigen Kammern bestanden aus jeweils einer Horizontal- und Vertikalebene. Um den Einfluß der teilweise beträchtlichen Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit²⁸ zu minimieren, wurde für ein gutes Ereignis nur jeweils eine Horizontal- und Vertikalebene aus der (DC1) und aus einer der beiden übrigen Kammern gefordert.

Außer zur Bestimmung von θ und ϕ kam der Spurbestimmung und damit den Driftkammern noch eine weitere wichtige Funktion zu. In der Abbildung 3.32 links ist der aus den Spuren zurückgerechnete Durchtrittspunkt der gestreuten Teilchen durch den Startzähler dargestellt. Der Neutronenstrahl tritt in dieser Abbildung beim Punkt (0,0) vertikal in die Zeichenebene hinein. Er hat einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 9 mm. Da zur Vermeidung von vermehrtem Untergrund der Strahl den Startzähler nicht durchdringen sollte, befand sich die Kante des Startzählers links vom Strahl, bei ca. -15 mm. Dies führte zu einer Beschneidung der Akzeptanz. Nun wurde aber zu Eichzwecken der Startzähler von Zeit zu Zeit in den Neutronenstrahl gerückt und anschließend wieder zurückgestellt. Dabei traten kleine Schwankungen in der Positionierung auf, die sich in der Größenordnung von ca. 1 mm bewegten. Um sicherzugehen, daß der Schnitt immer an der gleichen Stelle auftrat, wurden in der Auswertung alle Ergebnisse verworfen, deren horizontaler Startzählerort rechts von -18 mm lag.

²⁸bei einer Ebene zwischen 0.74 und 0.84

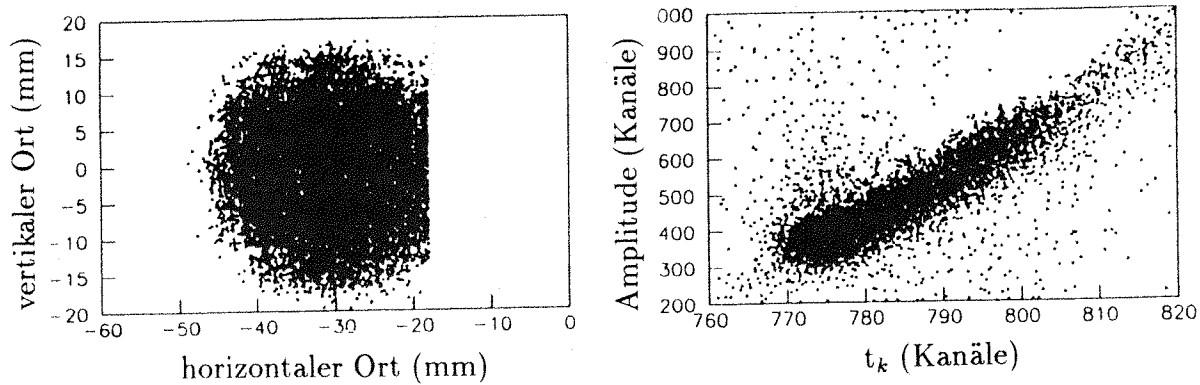


Abb. 3.32: Links: Durchstoßpunkt der Teilchenspuren berechnet aus den Driftkammerorten durch den Startzähler, mit Schnitt auf horizontale Orte die größer als -18 mm sind. x - Achse: horizontaler Ort; y-Achse: vertikaler Ort. Rechts: Amplitude des Startzählers aufgetragen gegen die kurze Flugzeit der Protonen.

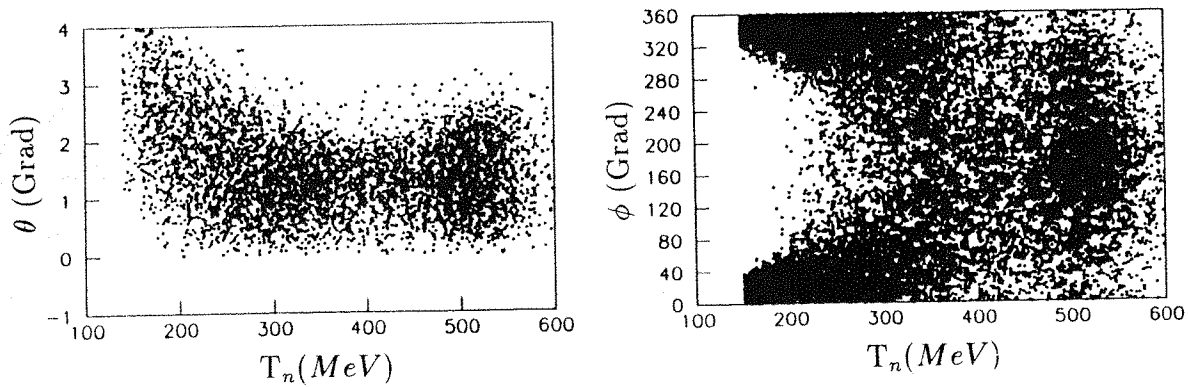


Abb. 3.33: Links: Laborstreuwinkel θ der Protonen aufgetragen gegen die Energie der Strahlneutronen. Rechts: Azimuthalwinkel ϕ der Protonen gegen die Energie der Strahlneutronen. Beide Spektren entstammen der A_{00nn} -Messung.

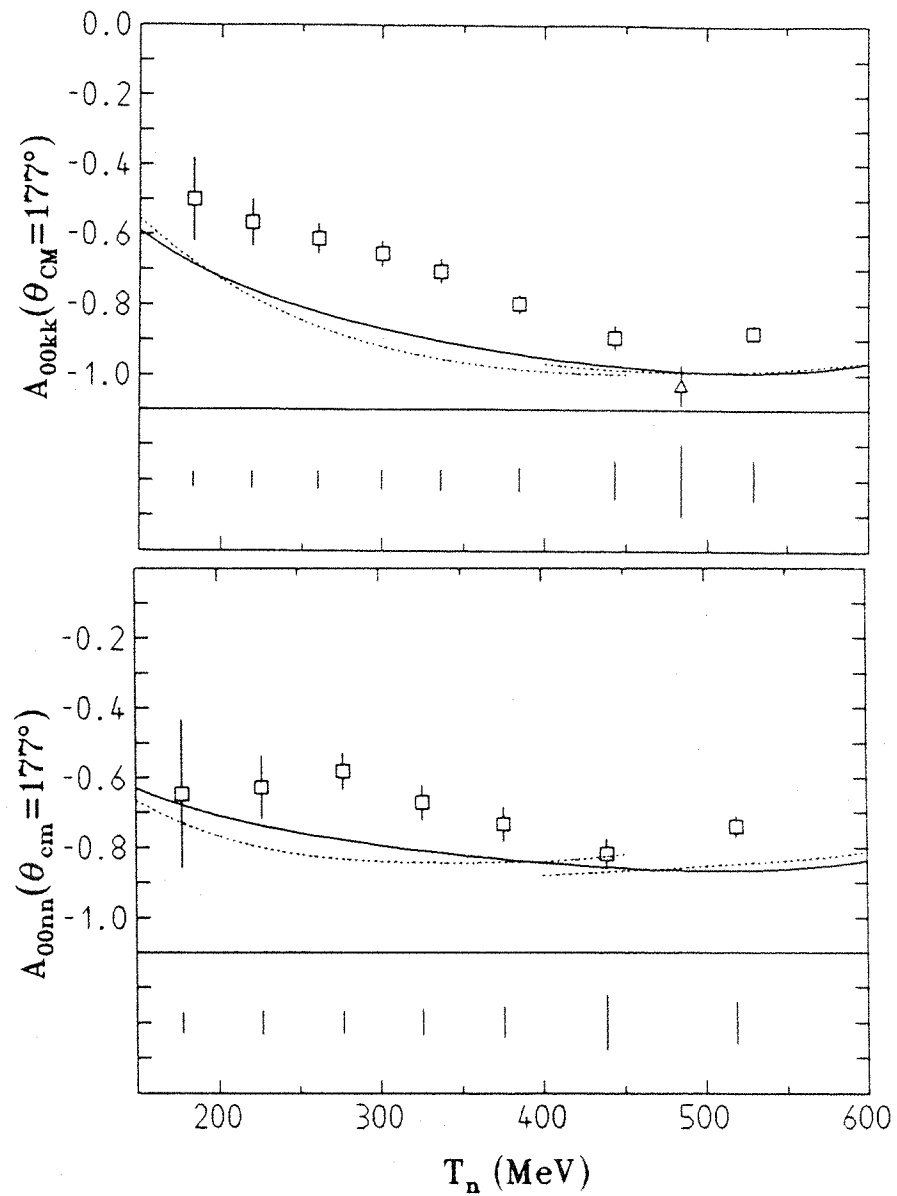


Abb. 3.34: Ergebnisse der A_{00kk} - und A_{00nn} -Messung dargestellt zusammen mit einem weiteren Datenpunkt: \triangle [BUR87] und Ergebnisse von Streuphasenanalysen: durchgezogene Linie: [ARN87]; punktierte Linie: [BYS87]. Die Balken im unten abgetrennten Bildsegment geben die Größe des systematischen Fehlers des entsprechenden Datenpunktes wieder.

Neutronenenergie in MeV			θ_{CM}	A_{00nn}	Systematischer Fehler			
T_n	Anfang	Ende			Total	ΔA_w	ΔP_t	ΔA_{00ss}
$np \rightarrow np$								
519	475	600	176.9	$-.74 \pm .03$.06	.051	.030	.012
439	400	475	177.1	$-.82 \pm .04$.08	.071	.033	.005
376	350	400	177.3	$-.73 \pm .05$.05	.034	.029	.007
326	300	350	177.2	$-.67 \pm .05$.04	.027	.027	.008
277	250	300	176.9	$-.58 \pm .05$.03	.022	.023	.007
227	200	250	176.1	$-.63 \pm .09$.03	.021	.025	.009
178	150	200	175.0	$-.65 \pm .22$.03	.014	.026	.005
$np \rightarrow \pi^0 d$								
519	475	600	170.1	$-.51 \pm .07$.09	.083	.021	.034
439	400	475	170.6	$-.85 \pm .13$.14	.136	.034	.009

Tab. 3.8: Ergebnisse der A_{00nn} -Messung. Angegeben sind: der Schwerpunkt, der Anfang und das Ende der Energieintervalle; der mittlere Schwerpunktsstreuwinkel θ_{CM} des Neutrons bzw. Pions; der statistische und der systematische Fehler. Der systematische Fehler ist die quadratische Summe des Auswertefehlers ΔA_w , des Fehlers der Targetpolarisation ΔP_t und des Beitrags durch A_{00ss} .

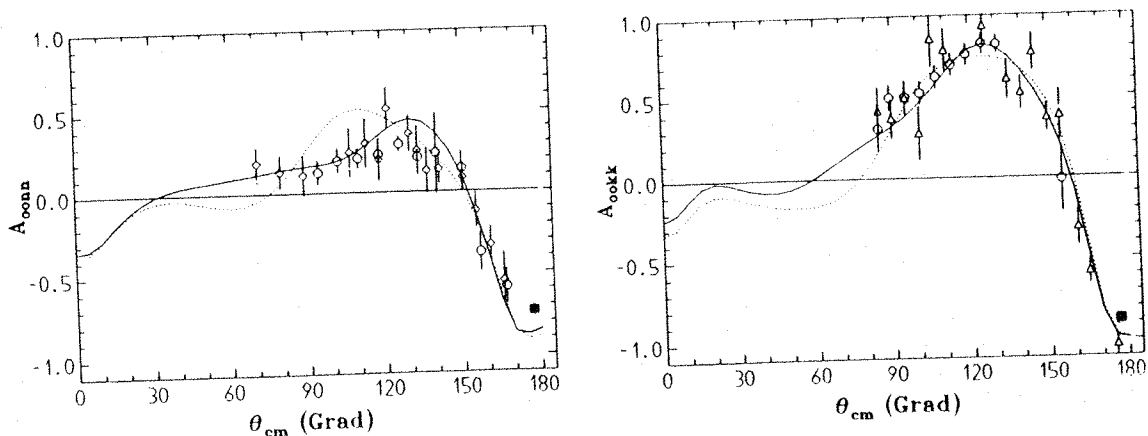


Abb. 3.35: Verlauf von A_{00nn} und A_{00kk} mit dem Streuwinkel. Dargestellt ist die Neutronenenergie von 530 MeV. ■: vorliegende Arbeit (vgl. auch [BI91a]); ○: Messung bei 538 MeV am PSI [PES91] und [BI91b]; △: Messung bei 484 MeV am LAMPF [BUR87]; ◇: Messung bei 565 MeV am LAMPF [BAH81].

Neutronenenergie in MeV			θ_{CM}	A_{00kk}	Systematischer Fehler		
T_n	Anfang	Ende			Total	ΔA_w	ΔP_t
np \rightarrow np							
529	469	618	176.5	$-.86 \pm .02$.06	.048	.035
443	415	469	176.6	$-.88 \pm .03$.05	.041	.035
384	353	415	176.6	$-.77 \pm .03$.03	.016	.031
336	320	353	176.7	$-.70 \pm .03$.03	.011	.028
300	279	320	176.7	$-.64 \pm .04$.03	.013	.026
260	237	279	176.7	$-.59 \pm .04$.03	.012	.023
219	197	237	176.7	$-.55 \pm .07$.02	.009	.022
183	158	197	176.8	$-.45 \pm .12$.02	.010	.018
np \rightarrow π^0 d							
529	469	618	170.4	$-.67 \pm .03$.13	.133	.026
443	415	469	169.1	$-.69 \pm .06$.13	.133	.029

Tab. 3.9: Ergebnisse der A_{00kk} -Messung. Die Bezeichnungen sind die gleichen wie in Tabelle 3.8.

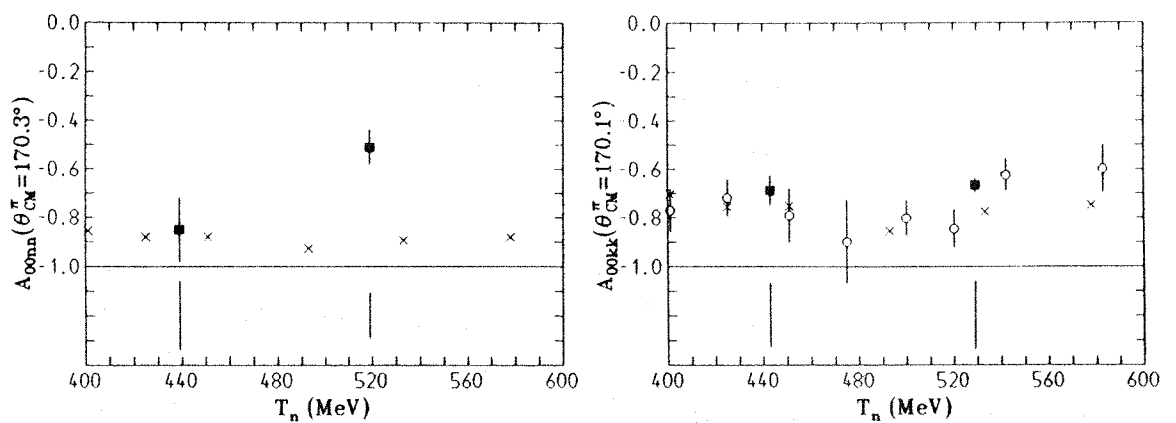


Abb. 3.36: A_{00nn} und A_{00kk} ; ausgewertet für die Deuteronen. ■: vorliegende Arbeit. Die Kreuze zeigen Ergebnisse einer Streuphasenrechnung von [BUG88]. Die Kreise entstammen einer Messung vom PSI [APR84] bei der $pp \rightarrow \pi^+d$ unter Schwerpunktwinkeln von 132° bis 153° gemessen wurde.

3.3.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der beiden Messungen sind zusammen mit ihrem statistischen und systematischen Fehler in den Tabellen 3.8 und 3.9 aufgeführt. Der statistische Fehler setzt sich aus Fehlern der Butanol-, der Kohlenstoffmessung und der Strahlpolarisation zusammen. Letzterer trägt besonders im Falle der A_{00kk} -Messung beträchtlich zum statistischen Fehler bei.

Der systematische Fehler ist in einen Auswertefehler ΔA_w und den Fehler der nur auf $\frac{\Delta P_T}{P_T} = 0.04$ genau bestimmten Targetpolarisation unterteilt. Im Falle von A_{00nn} kommt noch ein kleiner, mit Hilfe von Streuphasenanalysen abgeschätzter Beitrag von A_{00ss} hinzu.

Im Auswertefehler sind durch quadratisches Addieren alle Fehler zusammengefaßt, die sich durch Unsicherheiten in der Analyse ergeben können. Dabei handelt es sich in erster Linie um die bereits diskutierten Probleme, die beim Abzug der Untergrundmessung entstehen. Dominiert wird dieser Fehler durch die Unsicherheiten der Nullpunkteichung sowohl der langen wie auch der kurzen Flugzeit. Etwas geringer ist der Beitrag der nicht genau angepaßten Flächendichte des Kohlenstofftargets. Von praktisch zu vernachlässigender Größe und daher nur der Vollständigkeit halber einbezogen, ist die Abweichung, die aus einer Variation der Schnitte²⁹ zum Abseparieren der elastisch gestreuten Protonen um ± 2 Kanäle resultiert.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.34 zusammen mit den berechneten Observablen aus zwei Streuphasenanalysen dargestellt. Die durchgezogenen Linien entstammen den Rechnungen von [ARN87] und die punktierten von [BYS87]. Die Fehlerbalken im unteren Bereich der Abbildungen geben die Größe des systematischen Fehlers an. Bei beiden Parametern fällt auf, daß die Vorhersagen verglichen mit den Ergebnissen des Experiments deutlich negativere Werte liefern. Besonders ausgeprägt ist dies beim Parameter A_{00kk} für den die Streuphasenrechnungen einen Wert von -1 erreichen. Bei den vorliegenden Energien existiert in diesem Winkelbereich bisher lediglich eine Messung von [BUR87] bei 484 MeV vom LAMPF, die den Wert von -1 zu bestätigen scheint. Sie ist allerdings mit einem Normierungsfehler von 0.1 behaftet und damit im Rahmen des systematischen Fehlers durchaus mit den hier beschriebenen Ergebnissen verträglich.

In einer weiteren, ebenfalls am LAMPF durchgeführten Messung [GAR89], wurde keiner der in Kapitel 2.3 beschriebenen vier Spinkorrelationsparameter direkt bestimmt, sondern der Wert -0.498 ± 0.076 bei 484 MeV und 180° als lineare

²⁹Die vertikalen Linien in Abbildung 3.31

Überlagerung aller vier Parameter angegeben. Unter der Annahme, daß für 177° $A_{00nn} \simeq A_{00ss}$ und $A_{00sk} \simeq 0$ gilt, ist es möglich aus den hier gemessenen Daten von A_{00nn} und A_{00kk} unter den gleichen Voraussetzungen den entsprechenden Wert zu berechnen. Für 520 MeV ergibt sich -0.54 ± 0.02 . Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung beider Ergebnisse. Ein direkter Vergleich mit anderen Daten ist ansonsten nicht möglich.

Aufschlußreicher ist es dagegen in Abbildung 3.35 für eine feste Neutronenenergie von 530 MeV die Abhängigkeit der beiden Parameter vom Streuwinkel zu betrachten. Besonders auffällig ist die starke Winkelabhängigkeit beider Parameter zwischen 130° und 180° , deren Verlauf im Rahmen der experimentellen Daten nahe 180° nicht völlig gesichert ist. Die Resultate der Messungen aus [PES91] und [BI91b] sind noch nicht in die Streuphasenrechnungen eingegangen.

Die ebenfalls ausgewerteten Deuteronen stammen im wesentlichen aus der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$. Die Deuteronen mit niedrigerer Energie wurden ebenso wie die im Schwerpunktsystem rückwärtsgestreuten Deuteronen durch den 2 cm dicken Kupferblock absorbiert. Da bei der A_{00kk} -Messung die Protonen- und Deuteronenpeaks bei hohen Neutronenenergien nicht vollständig getrennt sind, wurden, wie in Abbildung 3.31 gezeigt, zwei Gaussfunktionen an die Verteilungen angepaßt und daraus Korrekturfaktoren für die Asymmetrie der Protonen und Deuteronen abgeleitet. Da sich durch Fehleinsortierung hervorgerufene Effekte beim Bilden der Asymmetrie teilweise wieder verkürzen, lagen die Korrekturen in der Größenordnung von maximal 1%.

In Abbildung 3.36 werden die Ergebnisse mit einer Streuphasenanalyse der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ [BUG88] verglichen, die infolge der Isospininvarianz die gleichen Resultate liefern sollte. Für A_{00kk} ist die Übereinstimmung sehr gut. Beim Parameter A_{00nn} weicht der Punkt bei 519 MeV drastisch von den Vorhersagen ab. Da eine Verletzung der Isospininvarianz in dieser Größenordnung auszuschließen ist, bleibt nur die Möglichkeit eines Fehlers in den Daten bzw. der Auswertung oder einer falschen Vorhersage. Für das erste konnten allerdings keine Hinweise gefunden werden. Zu der Streuphasenanalyse läßt sich sagen, daß sie im wesentlichen auf Daten basiert, die einen Pionenstreuwinkelbereich von 30° bis 110° im Schwerpunktsystem überdecken.³⁰ Allerdings ist die Winkelabhängigkeit der Vorhersage beider Parameter nur gering und zeigt keine drastischen Schwankungen, wie im Fall der elastischen Streuung. Es ist an dieser Stelle aber nicht möglich, eine Aussage über die Präzision der Streuphasenanalyse im untersuchten Winkelbereich zu machen.

³⁰Zu beachten ist, daß die Amplituden eine Symmetrie um 90° aufweisen.

Ebenfalls eingezeichnet sind als Kreise die Ergebnisse einer am PSI durchgeführten Messung der Reaktion $pp \rightarrow \pi^+d$ unter Schwerpunktwinkel von 132° bis 153° [APR84]. Obwohl bei kleinerem Winkel gemessen stimmt ihr Verlauf sehr gut mit den hier vorgestellten Ergebnissen überein. Besonders der Anstieg bei hohen Energien scheint auch von diesen Messungen bestätigt zu werden.

3.3.5 Inelastischer Untergrund

Bisher wurde noch nichts über den Beitrag inelastischer Reaktionen am Wasserstoff zu den Zählraten der elastischen Reaktionen gesagt. Durch das Prinzip des Detektors ist es nicht möglich die gesuchten elastischen Protonen einer bestimmten Geschwindigkeit von inelastisch produzierten Teilchen der gleichen Geschwindigkeit zu unterscheiden. Daher soll in diesem Abschnitt versucht werden, den Einfluß der Deuteronen, geladenen Pionen, ebenso wie den der inelastisch produzierten Protonen auf die Asymmetrie abzuschätzen. Dabei kommen im wesentlichen folgende Kanäle in Betracht:

<i>Reaktion</i>	<i>Schwelle</i>
1. $np \rightarrow d\pi^0$	<i>275 MeV,</i>
2. $np \rightarrow np\pi^0$	<i>280 MeV,</i>
3. $np \rightarrow pp\pi^-$	<i>287 MeV,</i>
4. $np \rightarrow nn\pi^+$	<i>293 MeV.</i>

(3.25)

Auf der rechten Seite ist jeweils die Schwellenenergie angegeben. Die dritte und vierte Reaktion besitzen ungefähr den gleichen Wirkungsquerschnitt. Dagegen ist der Wirkungsquerschnitt der zweiten Reaktion um ca. einen Faktor vier größer als der Wirkungsquerschnitt der dritten bzw. vierten Reaktion.

Von diesen vier Kanälen tragen die Deuteronen nicht zum Untergrund bei, da sie in den Flugzeitspektren deutlich getrennt sind und absepariert werden können.

Die Nachweisschwelle des Stopp-Detektors ist durch den 2 cm dicken Kupferabsorber festgelegt und beträgt 70 MeV für Pionen und 150 MeV für Protonen. Mit diesen Nachweisschwellen ergibt sich, daß Protonen und Pionen aus inelastischen Reaktionen am Wasserstoff erst oberhalb einer Energie der Strahlneutronen von ca. 330 MeV auftreten können. Natürlich können inelastische Teilchen aus Reaktionen am Kohlenstoff auch schon bei tieferen Energien auftreten. Diese werden aber durch den Untergrundabzug eliminiert.

Im Vergleich zu den Deuteronen sind selbst die langsamsten nachgewiesenen Pionen mit einer kinetischen Energie von ca. 70 MeV und einem $\beta = 0.75$ annähernd so schnell wie die 530 MeV Protonen mit $\beta = 0.77$. Um den Anteil der Pionen abschätzen zu können, wurden die in [KLE87] angegebenen doppeltdifferentiellen Pion-Wirkungsquerschnitte der Reaktion $np \rightarrow pp\pi^-$ unter einem Pion-Laborstreuwinkel von 3° über die Energie integriert. Die so ermittelten Wirkungsquerschnitte wurden dann zu den elastischen Wirkungsquerschnitten ins Verhältnis gesetzt. Ein zusätzlicher Faktor 2 berücksichtigte auch die Pionen der Reaktion $np \rightarrow nn\pi^+$. Diese Rechnung liefert einen Pionenanteil von unter 0.5 % für sämtliche Energien, falls tatsächlich alle Pionen mit einer Energie oberhalb 70 MeV als elastische Protonen gezählt werden. Auch das gilt nur bedingt, da gerade bei Neutronenenergien um 520 MeV viele der erzeugten Pionen deutlich schneller sind, als die elastischen Protonen und damit durch die Flugzeit getrennt werden können. Ein Anteil der Pionen von 0.5 % führt bei einem Korrelationsparameter von maximal +1.0, verglichen mit -0.8 bei den Protonen, zu einem Fehler im Korrelationsparameter von immer noch unter 0.01.

Etwas anders ist die Situation bei den inelastischen Protonen. Diese treten zunächst verglichen mit den Pionen häufiger auf, da sie kinematisch in einen Vorwärtskegel konzentriert sind und zusätzlich auch die Reaktion $np \rightarrow np\pi^0$ mit einem um den Faktor vier höheren Wirkungsquerschnitt beitragen kann. Andererseits sind die kinematischen Bedingungen so, daß für eine Neutronenenergie die inelastischen Protonen deutlich langsamer sind, verglichen mit den elastischen Protonen und somit im wesentlichen durch Flugzeitschnitte abgetrennt werden.

Problematischer sind die Verhältnisse bei der Auswertung der Deuteronen. Diese überlappen in der Flugzeit stark mit den inelastischen Protonen und können die Ergebnisse der Asymmetrie beeinflussen. Allerdings ist in den Flugzeitspektren außerhalb der Deuteronenverteilung kein nennenswerter Untergrund zu erkennen. Auch nicht in den Spektren der A_{00nn} -Messung, bei der die Protonen- und Deuteronen-Peaks aufgrund der besseren Flugzeitauflösung deutlich getrennt sind. Somit sollte der durch die inelastischen Protonen verursachte Fehler bei den Korrelationsparametern der Deuteronen gering sein.

3.4 A_{00kk} unter 0°

Nach etwa der halben Meßzeit der $\Delta\sigma_L$ -Messung wurde beim in Kapitel 3.2.2 beschriebenen S-Detektor der CH_2 -Konverter im Strahl durch einen großen CH_2 -Block

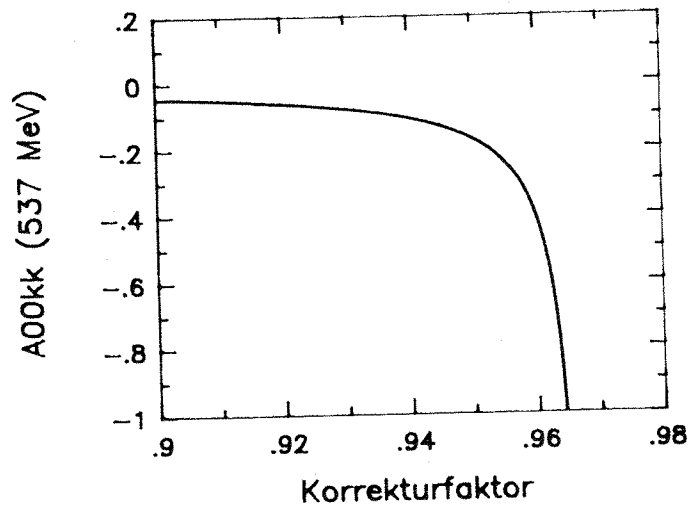


Abb. 3.37: Abhängigkeit des Parameters $A_{00kk}(180^\circ)$ bei einer Energie von 537 MeV vom Korrekturfaktor.

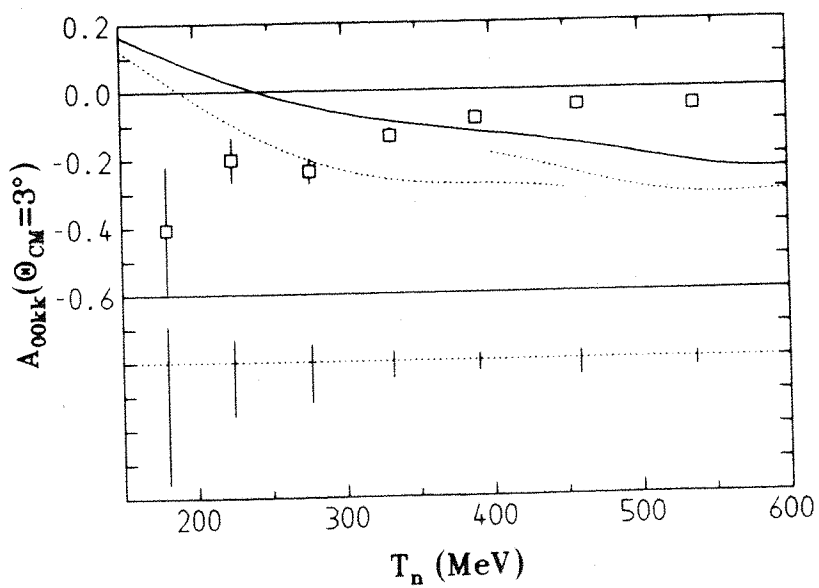


Abb. 3.38: Ergebnisse der Messung $A_{00kk}(3^\circ)$ zusammen mit Streuphasenanalysen: durchgezogene Linie [ARN87] und punktierte Linie [BYS87]. Die Fehlerbalken im oberen Teil zeigen den statistischen Fehler. Die im unteren Teil sind ein Maß für den systematischen Fehler. Dabei zeigt die punktierte Linie die Nulllinie.

ersetzt. Dieser füllte den Raum zwischen Veto S und S_1 ganz aus und hatte lediglich in der Mitte ein $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$ großes Loch um den Strahl ungehindert durchtreten zu lassen. Ziel war es, die Anzahl der nachgewiesenen Strahlneutronen zu reduzieren und stattdessen einen größeren Anteil der am polarisierten Target unter kleinen Vorwärtswinkeln ($\theta_{lab} \leq 1.9^\circ$) in den Detektor gestreuten Neutronen zu detektieren. Damit sollte der Korrelationsparameter A_{00kk} nahe 0° im Schwerpunktsystem bestimmt werden. Da bei diesen extremen Vorwärtswinkeln die Energie der elastisch gestreuten Neutronen praktisch gleich der Energie der Primärneutronen ist, konnten die Energiebins und damit auch die Elektronik der $\Delta\sigma$ -Messung unverändert übernommen werden. Es war lediglich eine zusätzliche Untergrundmessung notwendig.

Der durch die Modifikation verursachte Einbruch in der Zählrate des S-Detektors ist deutlich in der Abbildung 3.24 zu erkennen. Dort geht seine auf den Monitor normierte Zählrate zum Zeitpunkt der Modifikation (350 h) um einen Faktor 3.5 zurück. Daß es sich aber bei einem Großteil der Ereignisse immer noch um Strahlneutronen handelte, zeigt sich beim Vergleich mit einer Testmessung, die ganz ohne Konverter durchgeführt wurde. Das Verhältnis der normierten Zählrate ohne Konverter zur Zählrate mit größerem CH_2 -Block ist lediglich 0.94.

Die Anzahl "guter Ereignisse" ist deshalb so gering, weil es sich hier um ein Doppelstreuexperiment handelte. Die erste Streuung fand im polarisierten Target statt und die zweite im CH_2 -Konverter zwischen Veto und S_1 . Verglichen damit hatten die um ein vielfaches häufigeren Strahlneutronen eine wesentlich bessere Chance am hinteren Teil des Vetos, an der Luft zwischen Veto und S_1 und nicht zuletzt im S_1 selbst zu reagieren und damit nachgewiesen zu werden. Und selbst die vermeintlich "guten Ereignisse" stammten, wie die Analyse zeigt, im wesentlichen aus Reaktionen am Kohlenstoff im polarisierten Target, der Targetummantelung und der Luft.

Wichtig bei dieser Messung war also eine genaue Bestimmung des Untergrundes. Dazu wurde, wie bei der $A_{00kk}(180^\circ)$ -Messung beschrieben, gegen Ende der Meßzeit Kohlenstoff als Targetmaterial benutzt, das hier natürlich um den gleichen Faktor 1.16 zu lang war. Während es im Fall der $A_{00kk}(180^\circ)$ -Auswertung jedoch gelang, aus den Daten heraus den Faktor 0.91 zur Korrektur der Untergrundzählrate zu ermitteln (vgl. 3.3.3), existiert bei der hier beschriebenen Messung keine vergleichbare Möglichkeit, da beim Nachweis von Neutronen die Bestimmung der kurzen Flugzeit meßtechnisch nicht realisierbar ist. Da es sich um dieselbe Messung handelt, ist es naheliegend, den Faktor 0.91 einfach zu übernehmen. Dagegen spricht jedoch, daß mit diesem Faktor nicht nur die Zahl der Kohlenstoffereignisse, sondern auch der

ganze Anteil der Ereignisse aus Reaktionen am Kupfer, an der Luft, u.s.w. skaliert werden, obwohl dieser für die Butanol- und die Kohlenstoffmessung gleich war. Da die 180° -Messung durch die Koinzidenz zwischen Startzähler und Stopp-Detektor einen weitaus geringeren Anteil dieser Strahlereignisse hat, ist zu erwarten, daß der wahre Korrekturfaktor etwas näher bei 1 liegt und entsprechend schwächer korrigiert. Es existiert aber keine Möglichkeit ihn zu bestimmen. In Abbildung 3.37 ist der Parameter $A_{00kk}(0^\circ)$ für das Energiebin des quasielastischen Peaks in Abhängigkeit des Korrekturfaktors aufgetragen.

Es zeigt sich, daß bis zu einem Faktor 0.94 nur eine geringe Abhängigkeit existiert, die dann jedoch schnell anwächst und bei einem Wert des Korrekturfaktors von 0.955 verläßt der Parameter bereits den erlaubten Bereich. Bei den hier nicht dargestellten niederen Energien setzt diese starke Variation schon bei kleineren Faktoren ein, so daß dort die Ergebnisse den erlaubten Bereich schon bei einem Wert des Korrekturfaktors von 0.94 verlassen. Falls der "wahre" Wert also im Bereich von 0.94 liegt, ist keine vernünftige Aussage möglich.

Da jede andere Wahl des Faktors willkürlich wäre, wurden die Ergebnisse mit dem Korrekturfaktor 0.91 ermittelt. Sie sind in Abbildung 3.38 zusammen mit zwei Streuphasenanalysen dargestellt. Der systematische Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Targetpolarisation und den Abweichungen, die sich aus einer Variation des Korrekturfaktors zwischen 0.89 und 0.93 errechnen. Dadurch ergeben sich stark unterschiedliche Fehlergrenzen nach oben und nach unten. Dem wird durch das Andeuten der Nulllinie in der Darstellung des systematischen Fehlers Rechnung getragen.

4 Experimente am CEN

Nachdem die Messungen am PSI erfolgreich abgeschlossen waren, lag es nahe, sie am Beschleuniger SATURNE II des CEN³¹ zu höheren Energien hin fortzusetzen. Der dort existierende polarisierte Neutronenstrahl hat seine maximale Intensität bei Energien zwischen 0.8 und 1.1 GeV und stellt damit eine ideale Ergänzung zum PSI dar. Die in Saclay bereits laufenden Experimente hatten die Messung von Zwei- und Drei-Spin-Parametern über einen großen Winkelbereich [BAL88] als Ziel. Wie am PSI wurden Neutron und Proton in Koinzidenz nachgewiesen. Ein System von zwei Monitoren diente der Bestimmung von $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$. Zur Vervollständigung der 0°-Experimente genügte also die Ermittlung von $A_{00kk}(180^\circ)$ und $A_{00nn}(180^\circ)$. Dies geschah parasitär und durfte keine Auswirkungen auf die Hauptexperimente haben.

4.1 SATURNE II

Der Beschleuniger SATURNE II ist ein Synchrotron mit einem Ringdurchmesser von ca. 100 m. Er dient zum Beschleunigen von Protonen, Deuteronen und schweren Ionen. Die Protonen und Deuteronen erreichen eine Maximalenergie von 2.2 GeV. Der beschleunigte Strahl ist gepulst mit einem von der Endenergie abhängigen Abstand zwischen drei und sechs Sekunden. Bei der Extraktion können die Teilchen eines Pulses auf einen Zeitraum von 0.5 bis 0.9 Sekunden verteilt werden. Es ist möglich den Strahl an drei Stellen zu extrahieren und auf verschiedene Experimentierareale zu verteilen. Die hier beschriebenen Experimente wurden auf dem Nukleon-Nukleon-Areal durchgeführt.

4.1.1 Der Neutronenstrahl

Der polarisierte Neutronenstrahl wird durch den Aufbruch beschleunigter, vektorpolarisierter Deuteronen in einem 20 cm langen Beryllium-Target erzeugt. Die dabei ebenfalls entstehenden Protonen werden anschließend in einem Reinigungsmagneten abgelenkt. Die Distanz vom Produktionstarget der Neutronen bis zum Reaktionstarget im Areal beträgt 17.5 m. Auf dieser Strecke befinden sich Kollimatoren mit einer Gesamtlänge von 8 m.

Entsprechend der Maximalenergie von 2.2 GeV der beschleunigten Deuteronen, ergibt sich ca. die halbe Maximalenergie von 1.1 GeV für die Neutronen, die praktisch monoenergetisch sind. Mit Hilfe des neuen Vorbeschleunigers MIMAS gelang

³¹Centre d'Études Nucléaire de Saclay (Paris)

es, die Zahl der Deuteronen auf ca. $2 \cdot 10^{11}$ pro Puls zu erhöhen. Daraus resultieren 3 bis $5 \cdot 10^7$ Neutronen pro Puls verteilt auf einen Strahlfleck von 30 mm Durchmesser.

Wird der Deuteronenstrahl als ein Strahl quasifreier Protonen und Neutronen betrachtet, so haben beide Nukleonen den gleichen Polarisationsgrad und nach dem Abseparieren der Protonen bleibt ein polarisierter Neutronenstrahl übrig, dessen Polarisation unabhängig von der Strahlenergie ist. Der Polarisationsgrad der Neutronen wurde bei einer Energie von 477 MeV durch Vergleich der gemessenen Analysierstärken A_{000n} und A_{00n0} bestimmt. Wie in einem Experiment am Triumph [BAN89] nachgeprüft, ist bei dieser Energie $A_{000n} = A_{00n0}$. Diese Methode, die Strahlpolarisation über die Polarisation des Targets zu bestimmen, liefert einen Polarisationsgrad von 0.59 ± 0.02 für den Neutronenstrahl. Die Polarisation kann mit Hilfe von Magneten in jede gewünschte Richtung gedreht werden. Da die Polarisation der Deuteronen mit jedem Puls invertiert wird, wechselt auch die Polarisation der Neutronen ständig und es werden beide Richtungen praktisch gleichzeitig gemessen.

4.1.2 Das polarisierte Target

Der Strahl trifft auf eine 35 mm dicke Targetzelle, die mit Kügelchen aus gefrorenem Pentanol gefüllt ist. Polarisiert wird nach der gleichen Methode wie am PSI, mit dem großen Unterschied, daß die Temperatur des Targets mit 38 mK wesentlich geringer ist und die erreichte Polarisation von im Mittel 0.82 geradezu "eingefroren" wird [BER86]. Daher genügt ein wesentlich geringeres Haltefeld von 0.33 T und es ist möglich durch langsames Ändern der Feldrichtung die Polarisation adiabatisch zwischen der y- und z-Richtung zu drehen. Ein weiterer Vorteil ist die lange Relaxationszeit von ca. 30 Tagen, wodurch der Polarisationsgrad während der Messungen kaum abnimmt.

Bestimmt wird die Polarisation mit der Kern-Spin-Resonanz-Methode und zwar zu Beginn und am Ende der Messungen. Durch Anpassen einer e-Funktion ist es dann möglich, die Targetpolarisation zu jeder gewünschten Zeit zu berechnen. Kalibriert wird das Signal über die natürliche Polarisation. Insgesamt ergibt sich ein systematischer Fehler von $\frac{\Delta P}{P} = 4\%$.

4.2 $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$

Zum Zeitpunkt, an dem die Vorbereitungen für die 0° -Experimente am SATURNE II begannen, war dort die Messung von $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ schon in Gange [FON91]. Sie erfolgte nach dem gleichen Prinzip wie am PSI, mit der großen Vereinfachung,

daß aufgrund des monoenergetischen Strahls die Bestimmung der Neutronenenergie entfiel. Es genügte also die Zählraten zweier Monitore vor und hinter dem polarisierten Target, um entsprechend Gleichung 3.12 $\Delta\sigma$ berechnen zu können. Auch hier wurde das Vorzeichen der Targetpolarisation im Verlauf der Messung invertiert.

Die Monitore, die aus runden Szintillatoren aufgebaut waren, entsprachen vom Prinzip her dem in Kapitel 3.2.2 beschriebenen *S*-Detektor. Lediglich der Kupferblock war weggelassen, da auf die Energiebestimmung verzichtet werden konnte. Die Szintillatoren des Transmissionsdetektors hatten einen Durchmesser von 8 cm bei einer Dicke von 2 mm. Der CH_2 -Absorber war 60 mm lang.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.26 zusammen mit Werten vom PSI und anderen Daten wiedergegeben. Sowohl für $\Delta\sigma_L$ als auch für $\Delta\sigma_T$ weichen die Vorhersagen der Streuphasenanalysen deutlich von den Daten ab.

4.3 A_{00kk} und A_{00nn} unter 180°

Ebenso wie sich die $\Delta\sigma$ -Messungen am PSI und am SATURNE II gleichen, entsprechen sich auch die Messungen der Spinkorrelationsparameter $A_{00kk}(180^\circ)$ und $A_{00nn}(180^\circ)$. Dennoch gibt es infolge des monoenergetischen und gepulsten Strahls einige wichtige Unterschiede, auf die im folgenden etwas genauer eingegangen werden soll.

4.3.1 Aufbau und Durchführung

Der Grundgedanke des Experiments war es, wie am PSI die Flugzeit der gestreuten Protonen zu messen. Dazu diente ein runder, 2 mm dicker Startzähler mit 8 cm Durchmesser und ein ebenfalls runder, 3 mm dicker Stoppzähler mit 15 cm Durchmesser. Dazwischen befand sich zur besseren Definition der 180° -Spuren noch der sogenannte Koinzidenzzähler, mit den gleichen Maßen wie der Startzähler. Die Szintillatoren sollten sich möglichst gut in das Hauptexperiment integrieren, das im wesentlichen auch aus Szintillatoren und Proportionalkammern bestand.

Abbildung 4.1 zeigt die Position der Detektoren entlang des Strahls. Der große Abstand zwischen polarisiertem Strahl und Startzähler war zur Vermeidung einer Störung des Targetmagnetfeldes notwendig. Start- und Koinzidenzszintillator standen beide im Neutronenstrahl. Das über seine Länge integrierte Feld von 0.4 Tm des sich anschließenden Spektrometerneten lenkte die geladenen Teilchen aus der 0° -Richtung ab, so daß der Stoppzähler neben dem Strahl stehen konnte. Der letzte Szintillator des Monitors diente als Veto. Insgesamt betrug die Entfernung

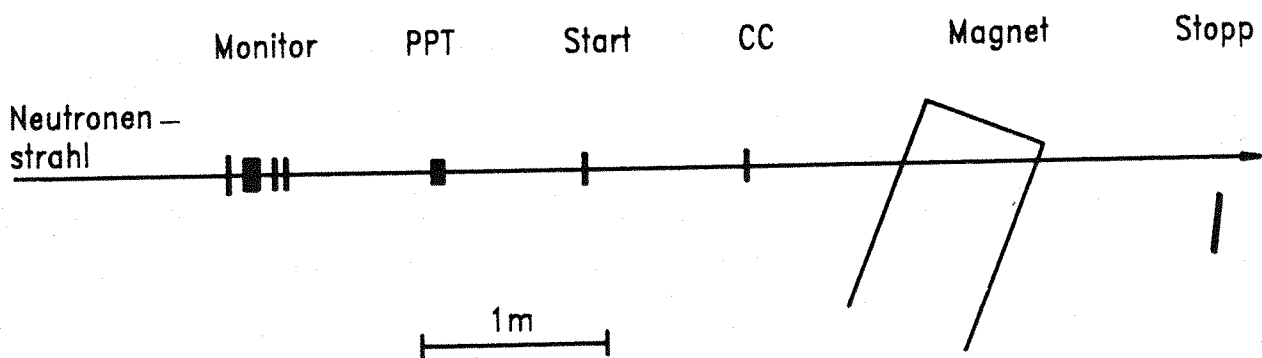


Abb. 4.1: Aufbau der Detektoren im Strahl: Monitor: Monitor des Experiments; PPT: polarisiertes Protonentarget; Start: Startszintillator; CC: Koinzidenzszintillator; Magnet: Spektromettermagnet des Hauptexperiments; Stopp: Stoppszintillator

zwischen Start und Stopp 5 m. Außer dem Spektromettermagneten sind keine Teile des Hauptexperiments eingezeichnet. Der $\Delta\sigma$ -Detektor hätte die Messung stark beeinflusst und war daher nicht aufgebaut.

Aufgrund des monoenergetischen Strahls erübrigte sich die Bestimmung der Neutronenenergie und es genügte die Flugzeit der gestreuten Protonen zwischen Start- und Stoppzähler zu messen. Die Datenaufnahme erfolgte wie bei der A_{00kk} -Messung am PSI mit Hilfe eines Systems aus PC und Starburst. Um eine möglichst schnelle Datenaufnahme zu erreichen, wurden die im Verlauf eines Neutronenpakets ermittelten Flugzeiten zunächst in das Stack des Starburst geladen. In der sich anschließenden mehrere Sekunden langen Pause bis zum nächsten Paket, konnten die Ereignisse dann ohne Totzeitverlust in insgesamt vier Spektren einsortiert werden. Davon gehörten je zwei zu einem Vorzeichen der Strahlpolarisation und waren in Ereignisse getrennt, bei denen der Koinzidenzzähler angesprochen bzw. nicht angesprochen hatte. Jede halbe Stunde fand ein Transfer der Spektren vom Starburst auf den PC statt.

Die Strahlzeit lag in der Zeit vom 17.3.89 bis 3.4.89. Gemessen wurden die Parameter A_{00nn} , A_{00kk} und A_{00sk} mit jeweils beiden Richtungen der Targetpolarisation. Die eingestellten Beschleunigerenergien waren 800, 940, und 1100 MeV. Wie beim PSI stammt auch bei diesem Experiment nur ein Teil der Ereignisse aus Streuungen

am Wasserstoff. Der Rest hat seinen Ursprung in Reaktionen an Materialien wie Luft, Kohlenstoff und Targetummantelung. Um eine präzise Bestimmung des Anteils der Untergrundreaktionen zu gewährleisten, ist zu jeder eingestellten Energie eine entsprechende Messung mit Kohlenstoff als Targetmaterial anstelle von Pentanol notwendig.

Dies beansprucht jedoch durch das erforderliche Aufwärmen und Wiederabkühlen des Targets jeweils einen Zeitraum von mehr als einem Tag. Daher mußte während des Experiments auf die Untergrundmessungen verzichtet werden, zumal das Hauptexperiment durch das Messen von Neutron und Proton in Koinzidenz keine separate Bestimmung des Untergrunds benötigte.

Da aber ohne Kenntnis des Untergrunds eine Auswertung völlig unmöglich ist, wurde bei jeder Energie für einen Zeitraum von ca. einer Stunde ein Dummytarget mit den gleichen Materialien wie beim polarisierten Target zusätzlich in den Strahl gestellt. Das Dummytarget enthielt anstelle der Pentanolkugeln Kohlenstoffplatten, deren Kohlenstoffanteil um einen Faktor 1.26 größer war, als der im Pentanol des polarisierten Targets. Somit wurde also jeweils für kurze Zeit mit einem erhöhten Untergrund gemessen, um daraus später in der Auswertung Information über dessen Form ableiten zu können.

Während der Messung wurde zweimal ein Bleitarget vor den Startzähler gestellt. An diesem konvertierten Gammateilchen aus dem Strahluntergrund in Elektronen und flogen durch die Start-Stopp-Anordnung. Mit der sich daraus ergebenden Flugzeiteichung konnte die Energie der elastisch gestreuten Protonen nachgeprüft werden.

4.3.2 Auswertung und Behandlung des Untergrunds

In Kapitel 3.3.3 ist beschrieben, wie sich bei den Messungen am PSI aus den aufgenommenen Spektren die Spinkorrelationsparameter entsprechend der Gleichung 4.1 ermitteln lassen:

$$|P_b||P_t|A_{00\alpha\beta} = \frac{N_I^{++} - N_I^{-+}}{N_I^{++} + N_I^{-+} - (C_I^{+0} + C_I^{-0})}. \quad (4.1)$$

Dabei ergeben sich die reinen Wasserstoffereignisse durch Abzug der separat durchgeführten Untergrundmessung von den Flugzeitspektren der normalen Messung. Beim Betrachten der Spektren vom PSI in Abbildung 3.31, oder den am SATURNE II gewonnenen Spektren in Abbildung 4.3 rechts unten, wird deutlich, daß die nach dem Untergrundabzug verbleibenden elastisch gestreuten Protonen eine scharfe, etwas asymmetrische Verteilung ergeben. Ihre Anzahl bildet den Nenner in Gleichung 4.1. Wie sich in Abbildung 4.3 rechts oben zeigt, resultiert eine von der

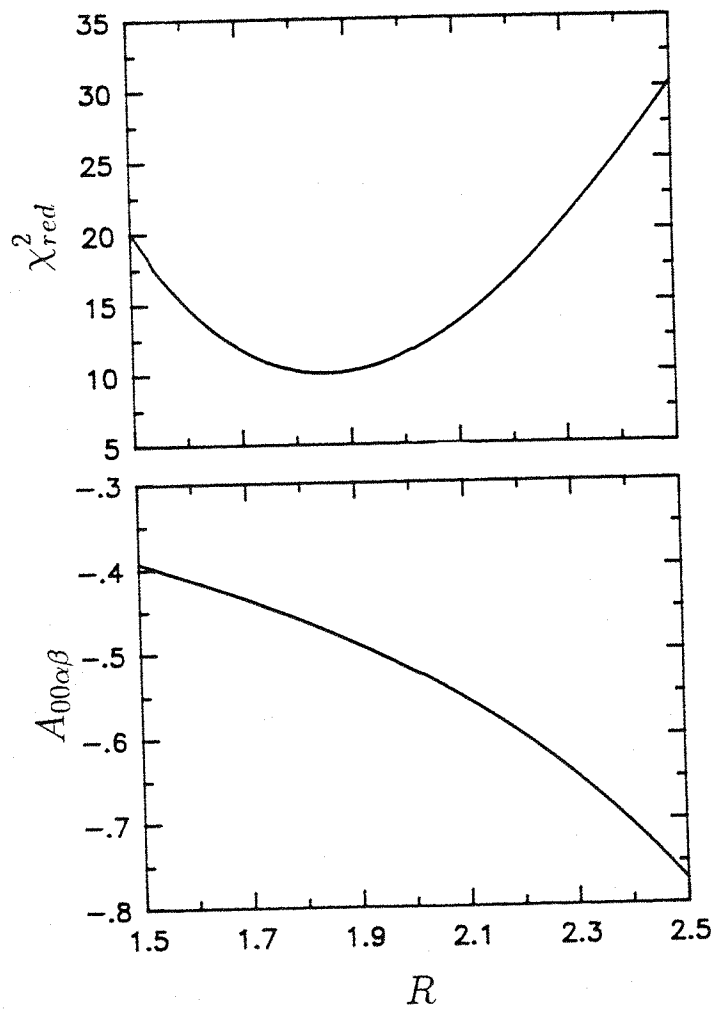


Abb. 4.2: Oben: Verlauf des χ^2 als Funktion des Anpassungsparameters R für eine Energie von 800 MeV. Unten: Der Parameter $A_{00\alpha\beta}$ in Abhängigkeit von R für die gleiche Messung.

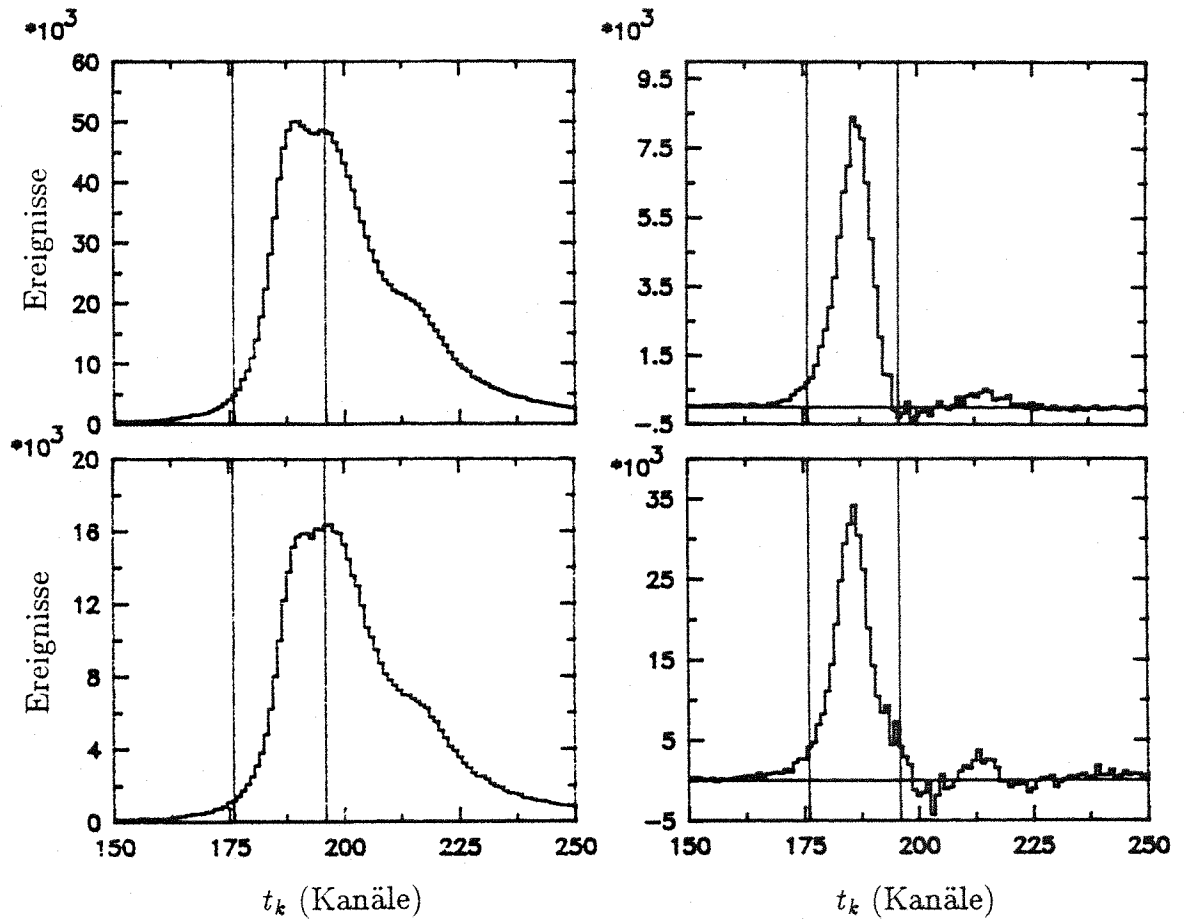


Abb. 4.3: Verschiedene Flugzeitspektren für eine Energie von 800 MeV. Links oben: normale Messung mit PPT : $B^+ + B^-$; Links unten: Dummytarget zusätzlich im Strahl: $BD^+ + BD^-$; Rechts oben: Differenzpeak der mit entgegengesetzter Strahlpolarisation gewonnen Spektren $B^+ - B^-$; Rechts unten: Summenpeaks aus reinen Wasserstoffereignissen nach Untergrundabzug mit R_{Best} entsprechend Gleichung 4.5. Die durchgezogenen Linien begrenzen den Bereich, in dem der Korrelationsparameter berechnet wurde. Ein Kanal entspricht 0.2 nsec.

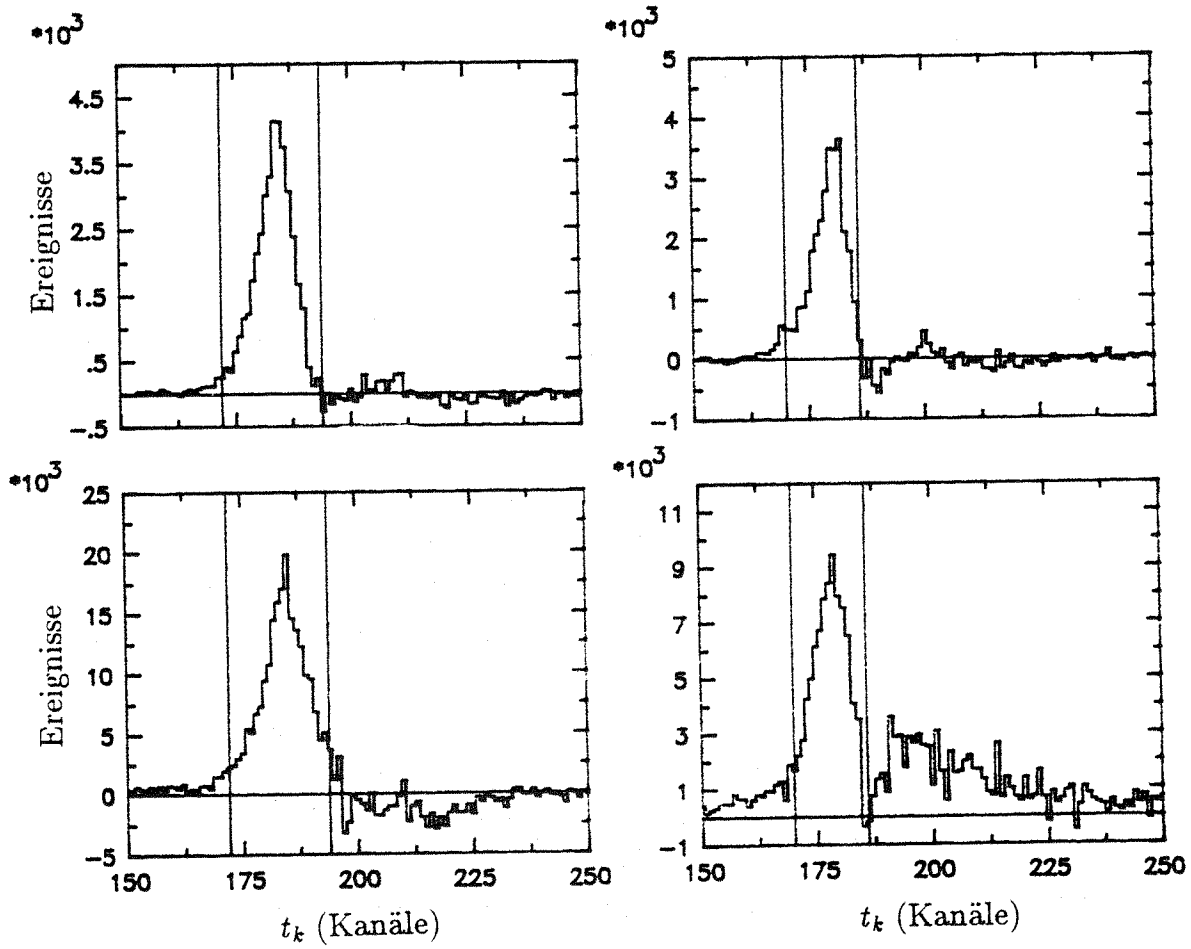


Abb. 4.4: Differenz- (oben) und Summenpeak (unten) für die beiden Energien 940 (links) und 1100 MeV (rechts). Ein Kanal entspricht 0.2 nsec.

Form her ähnliche Verteilung aus der Differenz zweier Flugzeitspektren, die mit polarisiertem Target und jeweils entgegengesetzter Strahlpolarisation aufgenommen wurden. Das Integral über den sich dabei ergebenden Peak bestimmt den Zähler in Gleichung 4.1. Da dieser Peak eine Folge des Zusammenwirkens von polarisiertem Strahl und polarisiertem Target ist, kann er völlig ohne separate Messung des unpolarisierten Untergrunds gewonnen werden. Er soll im folgenden mit Differenzpeak bezeichnet werden. Der wesentlich schwieriger zu bestimmende Peak, der sich nach Abzug des Untergrunds ergibt, erhält die Bezeichnung Summenpeak. Sein Integral enthält die Anzahl aller am Wasserstoff gestreuten Ereignisse. Ziel der nun folgenden Überlegung ist es, die Form des auch aus den Saclaydaten leicht zu extrahierenden Differenzpeaks zu benutzen, um den wesentlich schwieriger zu bestimmenden Summenpeak zu ermitteln.

Dazu wird der zu subtrahierende Untergrund solange variiert, bis Differenz- und Summenpeak nach einem χ^2 -Kriterium gut übereinstimmen. Allerdings ist damit noch nicht das Problem gelöst, daß ohne spezielle Messung die Form des Untergrunds gar nicht bekannt ist.

In den Gleichungen 4.2 sind die zu jeder Energie am SATURNE II gemessenen Spektren in ihre Beiträge aus den verschiedenen Targetmaterialien aufgeteilt:

$$\begin{aligned}
 B^+ &= H^+ + C + T + U; \\
 B^- &= H^- + C + T + U; \\
 BD^+ &= H^+ + C + T + U + T + 1.26C; \\
 BD^- &= H^- + C + T + U + T + 1.26C.
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

B steht für das Targetmaterial Pentanol und bezeichnet die mit dem polarisierten Target ermittelten Spektren. BD soll anzeigen, daß zusätzlich noch das Dummytarget intalliert war. Die Indices $+$ und $-$ unterscheiden entgegengesetzte Strahlpolarisation. Auf der rechten Seite steht das H für Streuung am polarisierten Wasserstoff. Da diese Reaktionen von der Polarisation abhängen, sind sie mit einem $+$ oder $-$ versehen. Die Buchstaben C und T repräsentieren Reaktionen an den Kohlenstoffkernen im Pentanol, bzw. an Kernen der Targetummantelung, die aus Materialien wie Kaptan und Aluminium besteht. Der gesamte noch unberücksichtigte Rest wie Sauerstoff und Stickstoff aus der Luft ist in U zusammengefaßt. Bei BD kommen nun noch die Kerne aus dem Dummytarget hinzu. Das ist zunächst natürlich T und der im Vergleich zum C des polarisierten Targets um einen Faktor 1.26 größere Kohlenstoffanteil des Dummytargets.

Aus diesen vier Spektren gilt es nun den Differenzpeak $D = H^+ - H^-$ und den Summenpeak $S = H^+ + H^-$ zu ermitteln. Mit diesen berechnet sich der gesuchte Spinkorrelationsparameter entsprechend:

$$A_{00\alpha\beta} P_b^\alpha P_t^\beta = a = \frac{H^+ - H^-}{H^+ + H^-} = \frac{D}{S}. \quad (4.3)$$

Der Zähler ergibt sich einfach aus $D = B^+ - B^- = H^+ - H^-$. Zur Ermittlung des Nenners ist nun die Annahme notwendig, daß die Flugzeitspektren der Reaktionen an den Untergrundmaterialien $C + T + U$ bis auf einen Normierungsfaktor R denen der Reaktionen am Dummytarget $T + 1.26C$ gleichen:

$$C + T + U = R(T + 1.26C) = R \frac{1}{2} (BD^+ + BD^- - B^+ - B^-). \quad (4.4)$$

Es wird also angenommen, daß sich die Flugzeitspektren der beteiligten leichten Kerne wie O, N, C, Al gleichen. Diese Aussage ist natürlich nur näherungsweise richtig, wird aber später in gewisser Weise durch das "vernünftige" Aussehen des resultierenden Summenpeaks gerechtfertigt. Mit Gleichung 4.4 ergibt sich nun:

$$S = H^+ + H^- = B^+ + B^- - R(BD^+ + BD^- - B^+ - B^-). \quad (4.5)$$

Als wesentliches Problem bleibt die Bestimmung von R . Dies geschieht mit der oben erwähnten χ^2 -Methode, bei der benutzt wird, daß sich entsprechend Gleichung 4.3 der Differenz- und Summenpeak bis auf einen Normierungsfaktor a gleichen. Dabei wird R so gewählt, daß die Größe

$$\chi^2(R) = \sum_i \frac{(D_i - aS_i(R))^2}{(\Delta D_i + a\Delta S_i)^2} \quad (4.6)$$

minimal wird. Die Summation läuft über die Kanäle der Flugzeitspektren. Anfang und Ende sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 als vertikale Linie eingezeichnet. Die Grenzen dieses Bereichs wurden nach Augenmaß gelegt.

Zur Durchführung der Minimierung durchläuft R in kleinen Schritten den Bereich zwischen 1 und 3. Zu jedem R wird das a gesucht, für das χ^2 minimal ist. Diese minimalen χ^2 bilden eine Funktion $\chi^2(R)$ mit einem, wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist, parabelähnlichen Verlauf. Das R mit dem kleinsten $\chi^2(R)$ ist dann das gesuchte R_{Best} und das zugehörige a ist $A_{00\alpha\beta} P_b^\alpha P_t^\beta$. Die Darstellung in Abbildung 4.2 unter dem χ^2 beschreibt die Variation des gesuchten Parameters $A_{00\alpha\beta}$ mit R . Diese Abhängigkeit wird später den Hauptbeitrag zum systematischen Fehler der Ergebnisse liefern.

Zum besseren Verständnis der Methode sind in Abbildung 4.3 die vier relevanten Spektren der Flugzeit t_k zwischen Start- und Stoppzähler für eine Energie von 800 MeV dargestellt. Die Spektren links oben und links unten zeigen die Verteilungen $B^+ + B^-$ bzw. $DB^+ + DB^-$. Auf der rechten Seite oben ist der Differenzpeak $B^+ - B^-$ angegeben. Darunter befindet sich der mit dem ermittelten $R_{Best} = 1.86$ nach Gleichung 4.5 errechnete Summenpeak. Die durchgezogenen vertikalen Linien zeigen den zur Berechnung von $A_{00\alpha\beta}$ benutzten Flugzeitbereich. Beim Vergleich der beiden linken Spektren wird deutlich, daß der erhöhte Untergrundanteil bei der Messung mit Dummytarget den Peak zu größeren Flugzeiten verbreitert. Darin zeigt sich die etwas geringere Energie der im Kohlenstoff gestreuten Protonen. Der Asymmetriepeak in der rechten oberen Abbildung macht deutlich, wie sich durch einfaches Ausnutzen der Spinkorrelation die im polarisierten Protonentarget elastisch gestreuten Protonen ermitteln lassen. Der Summenpeak darunter ist in der Spitze allerdings etwas schmaler und sitzt auf einem breiteren Sockel. Daraus resultiert auch das relativ schlechte $\chi_{red}^2 = 8$. Dagegen sieht der rechte Bereich des Spektrums mit den niederenergetischen Protonen und dem angedeuteten Deuteronenpeak "vernünftig" aus, obwohl auch hier schon negative Bereiche auftreten.

Mit dem so gewonnenen R_{Best} berechnet sich nun $A_{00\alpha\beta}$ aus den Spektren entsprechend:

$$A_{00\alpha\beta} = \left[\frac{B^+ - B^-}{B^+ + B^- - R_{Best} \cdot (BD^+ + BD^- - B^+ - B^-)} \right] \cdot \frac{1}{P_b P_t} \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.4 sind zur Ergänzung der Differenz- und der Summenpeak für die beiden übrigen Energien von 940 und 1100 MeV dargestellt. Beim Betrachten dieser Abbildungen werden die Probleme der beschriebenen Auswertemethode deutlich. Für beide Energien zeigen die Differenzpeaks eine leicht asymmetrische Form. Die rechte Flanke zu höheren Kanälen ist etwas steiler als die linke und insbesondere bei 1100 MeV ist ein negativer Bereich am rechten Ende des Peaks zu erkennen. Der Ursprung könnte in inelastischen Protonen mit einer den elastischen Protonen entgegengesetzten Asymmetrie liegen. Auf dieser negativen Verteilung sitzt dann noch jeweils ein kleiner Peak mit Deuteronen aus der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$.

Ähnliche Probleme zeigen sich bei der Betrachtung des Summenpeaks. Bei 940 MeV wird der rechte Teil des Spektrums deutlich ins Negative gezogen, wobei wieder die leichte Erhöhung der Deuteronen erkennbar ist. Für diesen Effekt kommen inelastische Protonen am Wasserstoff nicht mehr in Frage, da lediglich Untergründereignisse subtrahiert werden. Eine Erklärung könnte aber die asymmetrische Form des Differenzpeaks sein, die einen zu starken Abzug erzwingt. Dafür spricht die

Empfindlichkeit des negativen Bereichs auf eine Variation des Anpassungsbereichs und das kleine χ_{red}^2 in der Nähe von eins (siehe Tabelle 4.1), verglichen mit acht bei 800 MeV. Etwas anders stellt sich die Situation im Falle der 1100 MeV-Messung dar. Wieder zeigen die Peaks eine leichte Asymmetrie. Aber die rechte Seite des Summenpeaks wird von einem großen positiven Rücken dominiert, der seinen Ursprung in inelastisch produzierten Protonen haben könnte.

Bei einem kleinen Teil der Messungen wurde zur Überprüfung der Methode zusätzlich mit einem erhöhten Kohlenstoffanteil im Dummytarget gemessen, so daß der Faktor R im Bereich von eins lag. Es zeigte sich aber kein signifikanter Unterschied in den Ergebnissen.

Aufgrund der hohen Anzahl der Ereignisse ist der statistische Fehler der Ergebnisse sehr klein. Dagegen muß den großen Unsicherheiten in der Auswertemethode im systematischen Fehler Ausdruck verliehen werden. Dies geschah durch Variation der Anpassungsbereiche und der Grenzen innerhalb derer über den Differenz- und Summenpeak integriert wird. Im Extremfall wurde nur die linke Flanke bis kurz hinter das Maximum des Differenzpeaks zur Anpassung herangezogen, um damit den Einfluß der asymmetrischen Form zu minimieren. Bei 940 MeV wurde zusätzlich das Resultat mit einem Faktor $R = 2.2$, der den rechten Bereich nicht unter Null zieht, ermittelt.

Bei den entsprechenden Experimenten am PSI traten kleine Verschiebungen im Nullpunkt der Flugzeitmessungen auf, die große Auswirkungen auf die Ergebnisse hatten und dort ausführlich diskutiert wurden. Bei der vorliegenden Messung kann nicht ausgeschlossen werden, daß ähnliche Verschiebungen auftreten, zumal zwischen der normalen Messung und der Untergrundmessung oft etliche Stunden lagen. Es besteht hier allerdings nicht die Möglichkeit, die Größenordnung einer solchen Verschiebung zu bestimmen. Da es sich aber zeigte, daß schon kleine Verschiebungen von 0.1 bis 0.2 nsec genügen, um den negativen Bereich oder positiven Rücken in den Abbildungen 4.4 zu beseitigen, wurden auch diese in der Analyse berücksichtigt. Die Abweichungen der aus den verschiedenen Auswertemethoden erhaltenen Ergebnisse werden zusammen mit den Fehlern der Strahl- und Targetpolarisation als systematische Fehler angegeben.

Aufgrund der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit konnte nicht bei jeder Energie für den Parameter A_{00kk} und A_{00nn} eine eigene Dummymessung durchgeführt werden. Später in der Auswertung zeigte es sich, daß der Einfluß des Targetfeldes, obwohl es nur schwach ist, eine Übertragung des mit longitudinalem Feld gemessenen Untergrunds auf den transversalen Fall verhinderte. Daher konnte der Parameter

A_{00nn} nur für die Energie von 940 MeV ermittelt werden.

Neutronen- energie in MeV	θ_{CM}	A_{00kk}	Δ_{sys}	R	χ_{red}^2
800	178.5	$-.48 \pm .01$.11	1.75	8.3
940	178.7	$-.49 \pm .01$.13	2.75	1.1
1100	178.7	$-.53 \pm .01$.12	3.01	1.7
		A_{00nn}			
940	177.9	$-.33 \pm .01$.12	1.34	2.3

Tab. 4.1: Ergebnisse der A_{00kk} - und A_{00nn} -Messung mit statistischem und systematischem Fehler. Angegeben sind: die Strahlenergie; der mittlere Schwerpunktstreuungswinkel θ_{CM} des Neutrons; der Faktor R zum Untergrundabzug und das reduzierte χ_{red}^2 .

4.3.3 Ergebnisse

Die mit der beschriebenen Auswertemethode ermittelten Ergebnisse sind in der Tabelle 4.1 zusammen mit ihren statistischen und systematischen Fehlern, den zugehörigen Streuwinkeln, reduzierten χ_{red}^2 und den Faktoren R aufgeführt. Der systematische Fehler wird von den Unsicherheiten im Untergrundabzug dominiert. Hinzu kommt noch ein kleiner Anteil aus dem Fehler der Strahl- und Targetpolarisation. Die durch inelastische Reaktionen am Wasserstoff hervorgerufenen Unsicherheiten sollten sich in den Abweichungen des Differenz- und Summenpeaks äußern. Seine Größenordnung wird daher durch die verschiedenen Auswertungen abgeschätzt. Der statistische Fehler in der Größenordnung von 0.01 ist gegen den systematischen Fehler vernachlässigbar klein. Der Streuwinkel wurde aus einer kleinen Simulation des Experiments, in die sowohl das Targetfeld als auch das Feld des Spektrometermagneten einfloß, gewonnen.

In der Abbildung 4.5 werden die Ergebnisse mit Vorhersagen der Streuphasenrechnungen und einer Messung am LAMPF [BUR87] verglichen. Wie schon bei den PSI-Messungen zeigen die Streuphasen insbesondere im Falle des Parameters A_{00kk} einen deutlich stärker negativen Verlauf. Der Datenpunkt bei 634 MeV entstammt der gleichen Messung wie der Punkt bei 484 MeV in Abbildung 3.34. Auch bei dieser

höheren Energie ist er außer mit dem eingezeichneten statistischen Fehler wieder mit einem Normierungsfehler in der Größenordnung von 0.11 behaftet.

Rückblickend zeigt sich der große Mangel der fehlenden "echten" Untergrundmessung, der in der Analyse so gut als möglich auszugleichen versucht wurde. Daß dies nur bis zu einem gewissen Grad gelang, spiegelt sich im großen systematischen Fehler der Daten wider. Wie sich gezeigt hat, braucht diese Art von Messung eine separate Bestimmung des Untergrunds bei jeder Energie, um zuverlässige Ergebnisse mit kleinen Fehlern gewinnen zu können.

Die Bestimmung des Untergrunds

Geometrie
Inclination - Winkel
Reichweite - 4.2 km
Abstände - 2.0 km
Höhe über Meer

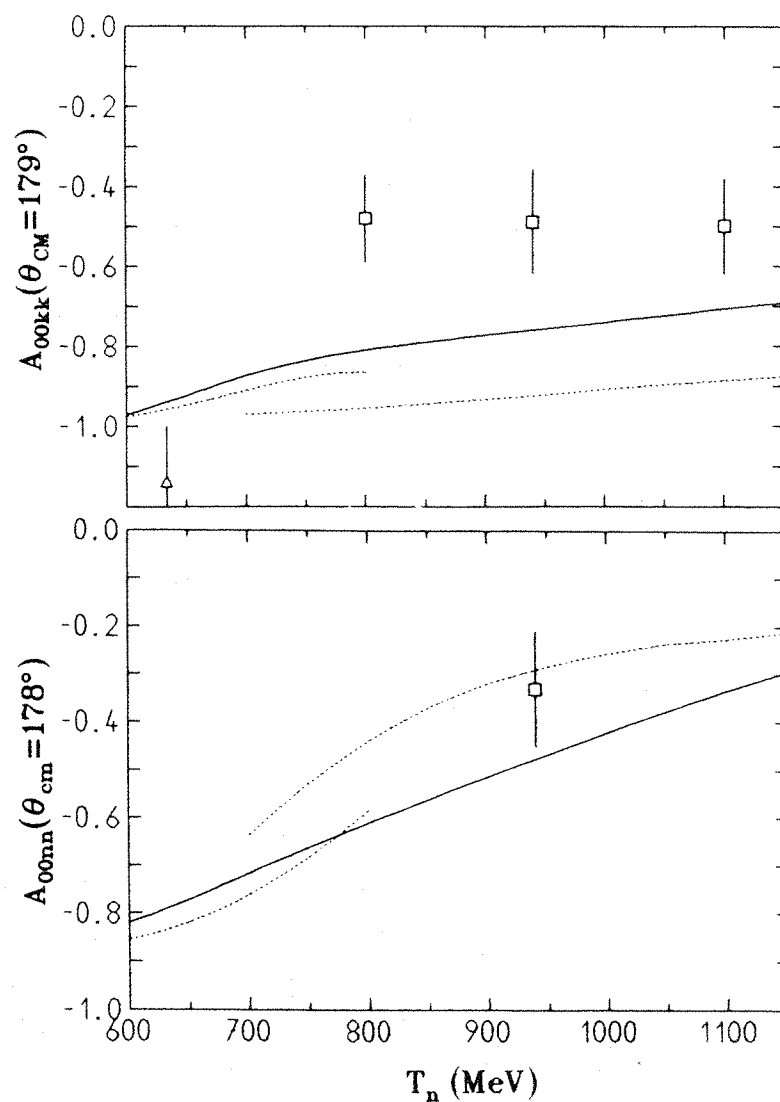


Abb. 4.5: Die Quadrate zeigen die gewonnenen Ergebnisse der Spinkorrelationsparameter A_{00kk} und A_{00nn} . Die eingezeichneten Fehlerbalken schließen den statistischen und systematischen Fehler ein. Bei den durchgezogenen bzw. punktierten Linien handelt es sich um Vorhersagen der Streuphasenrechnungen [ARN87] bzw. [BYS87]. Der mit einem Dreieck gekennzeichnete Wert entstammt einer Messung vom LAMPF [BUR87] und ist zusätzlich zum eingezeichneten statistischen Fehler noch mit einem systematischen Fehler von 0.11 behaftet.

5 Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden

Im letzten Kapitel werden die am PSI gewonnen Ergebnisse dazu benutzt um zusammen mit den schon früher bestimmten und wohl bekannten differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten der np-Streuung die Isosingulett-Streuamplituden zu berechnen. Dabei ergeben sich für die Realteile der Amplituden Mehrdeutigkeiten, die mit Hilfe weiterer Spinobservablen gelöst werden können.

Energie	y_1	y_2	y_4
537.	$-0.10 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.05 \pm 0.11$	$-0.04 \pm 0.03 \pm 0.04$
459.	$-0.41 \pm 0.04 \pm 0.04$	$0.28 \pm 0.07 \pm 0.09$	$0.15 \pm 0.04 \pm 0.04$
390.	$-0.48 \pm 0.04 \pm 0.04$	$0.34 \pm 0.08 \pm 0.08$	$0.26 \pm 0.04 \pm 0.04$
332.	$-0.62 \pm 0.05 \pm 0.03$	$0.29 \pm 0.08 \pm 0.07$	$0.34 \pm 0.05 \pm 0.03$
277.	$-0.67 \pm 0.07 \pm 0.04$	$0.18 \pm 0.10 \pm 0.07$	$0.44 \pm 0.07 \pm 0.04$
225.	$-0.68 \pm 0.07 \pm 0.04$	$0.11 \pm 0.17 \pm 0.08$	$0.58 \pm 0.07 \pm 0.04$
180.	$-0.72 \pm 0.18 \pm 0.05$	$-0.27 \pm 0.33 \pm 0.12$	$0.80 \pm 0.18 \pm 0.05$

	L_1	L_2	$ x_4 $
537.	$-3.81 \pm 0.09 \pm 0.20$	$1.99 \pm 0.09 \pm 0.20$	$1.17 \pm 0.09 \pm 0.26$
459.	$-3.93 \pm 0.10 \pm 0.25$	$2.06 \pm 0.10 \pm 0.25$	$1.11 \pm 0.17 \pm 0.27$
390.	$-3.70 \pm 0.11 \pm 0.16$	$2.07 \pm 0.11 \pm 0.16$	$1.52 \pm 0.10 \pm 0.12$
332.	$-3.72 \pm 0.16 \pm 0.13$	$1.88 \pm 0.16 \pm 0.13$	$1.85 \pm 0.08 \pm 0.09$
277.	$-3.82 \pm 0.15 \pm 0.10$	$1.63 \pm 0.15 \pm 0.10$	$1.99 \pm 0.08 \pm 0.08$
225.	$-3.72 \pm 0.35 \pm 0.12$	$1.92 \pm 0.35 \pm 0.12$	$2.15 \pm 0.15 \pm 0.07$
180.	$-3.40 \pm 1.34 \pm 0.23$	$2.40 \pm 1.34 \pm 0.23$	$2.47 \pm 0.30 \pm 0.06$

Tab. 5.1: Lösung des Gleichungssystems 5.7 bis 5.12 für die np-Streuamplituden unter 180° . Mit angegeben ist der statistische und der systematische Fehler. Die Amplituden sind in \sqrt{mb} angegeben. Die zur Lösung benutzten Meßgrößen sind in Kapitel 5.3 aufgeführt.

5.1 Das Gleichungssystem

Wie im Kapitel über den Formalismus der Nukleon-Nukleon-Streuung gezeigt wurde, ist die Streumatrix bei Streuung unter 0° bzw. 180° durch 3 komplexe Amplituden eindeutig bestimmt. Desweiteren wurden für 6 Observable die Zusammenhänge 2.20

und 2.24 mit den Helizitätsamplituden ϕ_i hergeleitet.

Da die Observablen entweder für 0° oder 180° bestimmt wurden, müssen sie auf den gleichen Streuwinkel umgerechnet werden. Dies geschieht am einfachsten durch Transformation der zu den Observablen $\sigma_{0,tot}$, $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ gehörenden 0° -Amplituden nach 180° . Dazu werden sie mit Hilfe der Beziehung 2.26 in ihren Isospin-Null-Anteil ϕ_i^0 und ihren Isospin-Eins-Anteil ϕ_i^1 ($i = 1, 5$) zerlegt. Diese reinen Isospin-Streuamplituden lassen sich nun entsprechend den Symmetrierelationen 2.30 in 180° -Amplituden überführen. Nach dem Einführen der Abkürzungen $Re(\phi_i(180^\circ)) = x_i$ und $Im(\phi_i(180^\circ)) = y_i$ ergibt sich ein gemischt quadratisches Gleichungssystem mit 6 Unbekannten:

$$\sigma_{0,tot} = +\frac{2\pi}{q}[y_4 - y_1 - Im(\phi_4^1(180^\circ) - \phi_1^1(180^\circ))]; \quad (5.1)$$

$$\Delta\sigma_T = +\frac{4\pi}{q}[y_2 - Im(\phi_2^1(180^\circ))]; \quad (5.2)$$

$$\Delta\sigma_L = -\frac{4\pi}{q}[y_4 + y_1 - Im(\phi_4^1(180^\circ) + \phi_1^1(180^\circ))]; \quad (5.3)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} A_{00nn} = x_1 \cdot x_2 + y_1 \cdot y_2; \quad (5.4)$$

$$-2\frac{d\sigma}{d\Omega} A_{00kk} = x_1^2 + x_2^2 - x_4^2 + y_1^2 + y_2^2 - y_4^2; \quad (5.5)$$

$$2\frac{d\sigma}{d\Omega} = x_1^2 + x_2^2 + x_4^2 + y_1^2 + y_2^2 + y_4^2. \quad (5.6)$$

Unter der Voraussetzung, daß $Im(\phi_1^1(180^\circ))$, $Im(\phi_2^1(180^\circ))$ und $Im(\phi_4^1(180^\circ))$ bekannt sind, läßt sich daraus nach einigen Umformungen folgendes Lösungssystem ableiten:

$$y_1 = Im\phi_1^1(180^\circ) - \frac{q}{4\pi}[\sigma_{0,tot} + \frac{1}{2}\Delta\sigma_L]; \quad (5.7)$$

$$y_2 = Im\phi_2^1(180^\circ) + \frac{q}{4\pi}[\Delta\sigma_T]; \quad (5.8)$$

$$y_4 = Im\phi_4^1(180^\circ) - \frac{q}{4\pi}[\sigma_{0,tot} - \frac{1}{2}\Delta\sigma_L]; \quad (5.9)$$

$$x_4 = \pm\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(1 + A_{00kk}) - (y_4)^2}; \quad (5.10)$$

$$x_1 + x_2 = \pm\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(+2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 + y_2)^2}; \quad (5.11)$$

$$x_1 - x_2 = \pm\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(-2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 - y_2)^2}. \quad (5.12)$$

Während die Lösungen für die Imaginärteile y_1 , y_2 und y_4 eindeutig sind, kann bei x_4 das Vorzeichen nicht bestimmt werden. Die beiden letzten Gleichungen führen auf ein System von vier verschiedenen Lösungsmöglichkeiten:

$$x_2 = \pm\sqrt{\dots}$$

$$x_1 + x_4 = \pm\sqrt{\dots}$$

$$x_1 - x_4 = \pm\sqrt{\dots}$$

$$-x_1 \cdot x_4 - y_1 \cdot y_4 = \dots$$

(5.15 - 5.19)
09.10

$$\begin{aligned}
(1) \quad & x_1 = +L_1; & x_2 = +L_2; \\
(2) \quad & x_1 = -L_1; & x_2 = -L_2; \\
(3) \quad & x_1 = +L_2; & x_2 = +L_1; \\
(4) \quad & x_1 = -L_2; & x_2 = -L_1,
\end{aligned} \tag{5.13}$$

wobei L_1 und L_2 eindeutig aus den Daten hervorgehen:

$$\begin{aligned}
L_1 &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 + y_2)^2} \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(-2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 - y_2)^2} \right); \\
L_2 &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 + y_2)^2} \right. \\
&\quad \left. - \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(-2A_{00nn} + 1 - A_{00kk}) - (y_1 - y_2)^2} \right).
\end{aligned} \tag{5.14}$$

Insgesamt verbleiben somit 8 verschiedene Lösungssysteme. Die eingesetzten Meßergebnisse für $\sigma_{0,tot}$, $\Delta\sigma_L$, $\Delta\sigma_T$, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_{00nn} und A_{00kk} sind in Kapitel 5.3 noch einmal zusammenfassend dargestellt und erläutert. Die Imaginärteile der benötigten Isospin-Eins-Amplituden wurden Streuphasenrechnungen entnommen. In Tabelle 5.1 sind die damit gewonnenen Lösungen des Gleichungssystems aufgeführt.

5.2 Reduktion der Ambiguitäten

Die gemessenen Observablen erlauben also keine eindeutige Bestimmung der gesuchten Amplituden. Es ist daher notwendig, weitere gemessene Observablen zu verwenden, die neue Information liefern und damit die Auflösung der Ambiguitäten ermöglichen. Als weitere Observablen bieten sich dabei die Spintransferparameter $K_{0k''k0}$ und K_{0nn0} an. Allerdings existieren für diese Parameter keine Messungen am freien Nukleon, sondern es wurden in diesem Energiebereich lediglich quasifreie Experimente am Deuteron und am Kohlenstoff durchgeführt. Im folgenden soll diskutiert werden, wie sich mit Hilfe dieser Ergebnisse die Anzahl der verschiedenen Lösungsmöglichkeiten reduzieren läßt.

In Abschnitt 3.1 wurde diskutiert, über welchen Mechanismus am PSI polarisierte Neutronen erzeugt werden. Dazu treffen longitudinal polarisierte Protonen mit einer Energie von 590 MeV auf ein Kohlenstofftarget und unter 3.4° im Laborsystem werden die entstehenden, ebenfalls longitudinal polarisierten Neutronen ausgeblendet.

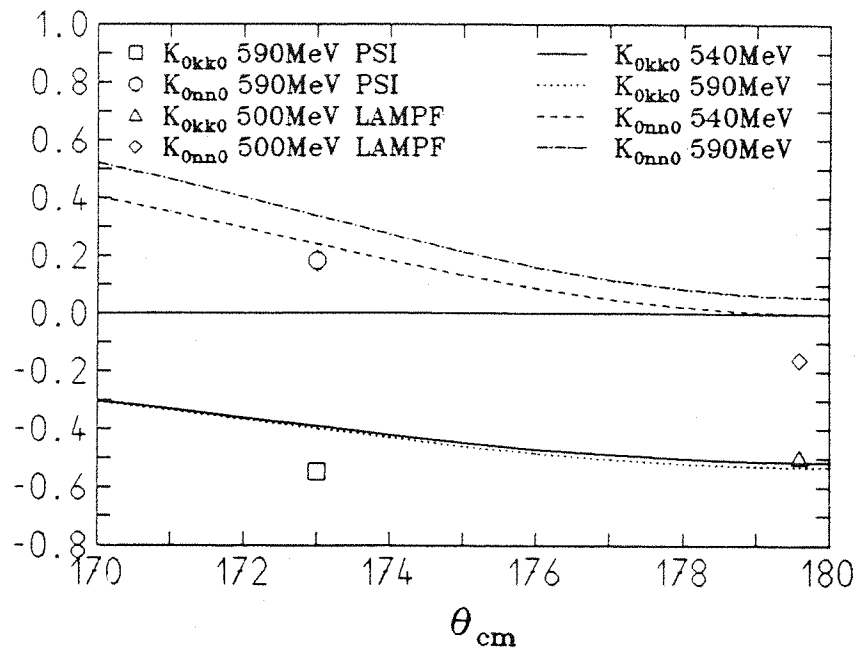


Abb. 5.1: Messungen des quasifreien Spintransferparameters $K_{0k''k0}$ und K_{0nn0} am PSI [BI89a] und am LAMPF [CHA85]. Die Linien wurden Streuphasenrechnungen von [ARN87] entnommen.

Mit Hilfe der bekannten Protonenstrahlpolarisation und der gemessenen Polarisation der Neutronen kann der Polarisationstransferparameter berechnet werden [BI89a]. Dieser entspricht für die quasifrei produzierten Neutronen im 540 MeV-Peak des Neutronenspektrums aus Abbildung 3.3 dem entsprechenden Parameter $K_{0k''k0}$ der freien np-Streuung unter einem Schwerpunktwinkel von ca. 173° . Unter der Annahme, daß der quasifreie Parameter nur geringfügig von dem der freien Streuung abweicht, kann diese Messung als weitere Observable zur Lösung der Ambiguitäten herangezogen werden. Das gleiche gilt für den Parameter $K_{0nn0}(173^\circ)$, welcher in gleicher Weise mit dem in \hat{n} -Richtung polarisierten Protonenstrahl bestimmt wurde [BI89a]. Um die eventuellen Abweichungen dieser quasifreien Experimente von den gesuchten elastischen Parametern und die Änderungen, die durch die etwas höhere Energie und den kleineren Streuwinkel verursacht werden, abschätzen zu können, sind in Abbildung 5.1 die Ergebnisse dieser beiden Messungen mit Vorhersagen von Streuphasenanalysen verglichen. Mit eingezeichnet ist eine weitere am LAMPF durchgeführte quasifreie Messung am Deuteron bei 180° [CHA85].

Der am PSI gemessene quasifreie Parameter $K_{0k''k0}$ liegt verglichen mit den elastischen Streuphasenrechnungen etwas tiefer. Die Streuphasenrechnungen zeigen nur eine geringe Energie- und Winkelabhängigkeit, so daß die Messungen vom PSI und LAMPF zu annähernd gleichen Ergebnissen führen. Etwas anders ist dies beim Para-

meter K_{0nn0} . Beide Messungen liefern verglichen mit den Streuphasen tiefere Werte.

Weiterhin weisen die Rechnungen eine starke Energie- und Winkelabhängigkeit auf.

Da diese beiden Parameter nur dazu dienen sollen, Vorzeichenambiguitäten aufzulösen, sind kleine Fehler in ihrem Betrag nur von geringer Bedeutung. Im Falle des Parameters $K_{0k''k0}$ spielt es also keine Rolle, ob die Messungen vom LAMPF oder wie im folgenden geschehen vom PSI benutzt werden. Dagegen liegt es bei K_{0nn0} nahe, den negativen LAMPF-Wert zu benutzen.

Vergleichbare Rechnungen wie die für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abschnitt 2.3 führen zu folgendem Zusammenhang zwischen den Observablen und den Amplituden:

$$2 \frac{d\sigma}{d\Omega} K_{0k''k0} = x_1^2 - x_2^2 + x_4^2 + y_1^2 - y_2^2 + y_4^2; \quad (5.15)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} K_{0nn0} = -x_1 \cdot x_4 - y_1 \cdot y_4. \quad (5.16)$$

Daraus kann auf einfache Weise eine Ergänzung des Gleichungssystems 5.7 bis 5.12 abgeleitet werden:

$$x_2 = \pm \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega} (1 - K_{0k''k0}) - y_2^2}; \quad (5.17)$$

$$x_1 + x_4 = \pm \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega} (1 + K_{0k''k0} - 2K_{0nn0}) - (y_1 + y_4)^2}; \quad (5.18)$$

$$x_1 - x_4 = \pm \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega} (1 + K_{0k''k0} + 2K_{0nn0}) - (y_1 - y_4)^2}. \quad (5.19)$$

Die Gleichung 5.17 legt den Betrag von x_2 fest und erlaubt damit die Auswahl der Lösungen (1),(2) oder (3),(4) des Lösungssystems 5.13. Wird für $K_{0k''k0}$ das Ergebnis der PSI-Messung in Gleichung 5.17 eingesetzt, so resultiert daraus für den Betrag von x_2 der Wert 3.92. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem 537 MeV Wert für $|L_1| = 3.81$ aus Tabelle 5.1. Daraus folgt, daß die Lösungen (3) oder (4) aus dem Lösungssystem 5.13 richtig sind und es ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung für das Ergebnis von x_2 einmal aus A_{00kk} und A_{00nn} berechnet und das andere Mal aus $K_{0k''k0}$ berechnet.

Die gleiche Möglichkeit der Überprüfung besteht für x_1 und x_4 . Die Gleichungen 5.18 und 5.19 stellen ein zu 5.13 entsprechendes Lösungssystem für x_1 und x_4 dar:

$$\begin{array}{lll} (5) & x_1 = +L_3; & x_4 = +L_4; \\ (6) & x_1 = -L_3; & x_4 = -L_4; \\ (7) & x_1 = +L_4; & x_4 = +L_3; \\ (8) & x_1 = -L_4; & x_4 = -L_3, \end{array} \quad (5.20)$$

wobei L_3 und L_4 gegeben sind entsprechend den Gleichungen:

$$L_3 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(-2K_{0nn0} + 1 + K_{0k''k0}) - (y_1 + y_4)^2} + \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(+2K_{0nn0} + 1 + K_{0k''k0}) - (y_1 - y_4)^2} \right);$$

$$L_4 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(-2K_{0nn0} + 1 + K_{0k''k0}) - (y_1 + y_4)^2} - \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(+2K_{0nn0} + 1 + K_{0k''k0}) - (y_1 - y_4)^2} \right). \quad (5.21)$$

Einsetzen von $K_{0k''k0}$ aus der PSI-Messung und von K_{0nn0} aus der LAMPF-Messung führt zu den Lösungen $L_3 = 1.96$ und $L_4 = 0.81$. Der Wert für $|x_4|$ bei 537 MeV aus Tabelle 5.1 ist 1.17 und damit in recht guter Übereinstimmung mit L_4 . Insbesondere paßt der Wert von 1.99 für L_2 aus Tabelle 5.1 sehr gut mit den $L_3 = 1.96$ zusammen. In der Tabelle 5.2 sind alle diese Ergebnisse noch einmal übersichtlich zusammengefaßt.

Gleichung	$ x_1 $	$ x_2 $	$ x_4 $	Observablen
5.11; 5.12	1.99	3.81	-	$A_{00nn}; A_{00kk}$
5.17	-	3.92	-	$K_{0k''k0}$ -PSI
5.18; 5.19	1.96	-	0.81	$K_{0k''k0}$ -PSI; K_{0nn0} -LAMPF
5.10	-	-	1.17	A_{00kk}

Tab. 5.2: Mit den verschiedenen Gleichungen und Observablen berechnete Beträge der Realteile der Amplituden. Die Amplituden sind in \sqrt{mb} angegeben.

Nachdem die Beträge nun eindeutig zugeordnet sind, müssen noch die Vorzeichen fixiert werden. Hierbei helfen die beiden Gleichungen 5.4 und 5.16. Sie legen die Vorzeichen der Produkte $x_1 \cdot x_2 < 0$ und $x_1 \cdot x_4 > 0$ fest. Damit sind die Vorzeichen der drei Realteile relativ zueinander bekannt ohne aber wirklich fixiert werden zu können. Es verbleiben also zwei mögliche Lösungssysteme. Diese Zweideutigkeit ist auch durch eine weitere Messung nicht mehr auflösbar, da die Observablen immer nur Produkte und Quadrate der Realteile der Amplituden enthalten.

Damit hat aber auch beispielsweise die Wahl des Vorzeichens der Amplitude x_1 keinen Einfluß auf die berechneten Observablen und wurde daher in Anlehnung an die Streuphasenrechnungen positiv gesetzt. Dies führt dann mit Hilfe der PSI-Messung für $K_{0k''k0}$ und des negativen Werts der LAMPF-Messung für K_{0nn0} zu

	direkt	fit	PSA
x_1	$1.99 \pm .11$	$1.85 \pm .04$	2.20
x_2	$-3.81 \pm .11$	$-3.92 \pm .02$	-3.91
x_4	$1.17 \pm .09$	$0.94 \pm .05$	-0.09
y_1	$-0.10 \pm .03$	$-0.10 \pm .03$	-0.16
y_2	$0.13 \pm .05$	$0.13 \pm .05$	-0.02
y_4	$-0.04 \pm .03$	$-0.04 \pm .03$	-0.22

Tab. 5.3: Vergleich der Amplituden um 537 MeV direkt berechnet mit dem Gleichungssystem 5.7 bis 5.12 und mit Hilfe des Fits. Die Amplituden sind in \sqrt{mb} angegeben. Der Fehler der "direkten" Rechnung resultiert durch Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern der Meßdaten. Da in den Fit zusätzlich die Ergebnisse der beiden Spintransferparameter einfließen, ist der Fehler der ermittelten Realteile x_i deutlich kleiner. In der letzten Spalte sind zum Vergleich die Vorhersagen der Saclay-Streuphasenanalyse [BYS87] angegeben. Es zeigt sich eine deutliche Abweichung der Amplitude x_4 .

einem negativen Vorzeichen für x_2 und zu einem positiven für x_4 , was beides in Übereinstimmung mit den Streuphasen ist.

Die Transferparameter $K_{0k''k_0}$ und K_{0nn0} aus der PSI- bzw. LAMPF-Messung eröffnet auch einen völlig anderen Zugang zu den Streuamplituden. Anstelle der direkten Lösung der überbestimmten Gleichungssysteme 5.7 bis 5.12 und 5.17 bis 5.19 ist es möglich, die Differenz aus linker und rechter Seite von 5.1 bis 5.6, 5.15 und 5.16 mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate zu minimieren. Dies trägt dann auch der Tatsache Rechnung, daß die einzelnen Meßgrößen mit einem Fehler behaftet sind. Die Minimierung wurde mit dem Programmpaket MINUIT [JAM89] durchgeführt. Die Vorhersagen der Streuphasenanalyse dienen als Anfangswerte und legen somit die Wahl der Vorzeichenambiguität fest. In Tabelle 5.2 werden ihre Ergebnisse mit den Lösungen des Gleichungssystems 5.7 bis 5.12 verglichen. Innerhalb des statistischen Fehlers zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

5.3 Diskussion der Amplituden aus den PSI-Daten

Bei den im folgenden angegebenen Amplituden handelt es sich immer um direkte Lösungen des Gleichungssystems 5.7 bis 5.12 mit der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten Vorzeichenkonvention. Die ebenfalls benötigten Imaginärteile der Isospin-Triplett-Amplituden sind aus pp-Experimenten³² sehr gut bekannt und wurden den Saclay-Streuphasenrechnungen [BYS87] entnommen. Im folgenden werden die durch die Symmetrierelationen 2.30 bestimmten 0°-Amplituden angegeben.

In der Abbildung 5.2 sind noch einmal die benutzten Meßdaten mit ihren statistischen und systematischen Fehlern zusammengefaßt. Die Experimente zur Bestimmung von A_{00kk} , A_{00nn} , $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ wurden im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt und beschrieben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt [SCH90] und der totale Wirkungsquerschnitt [GRU85] wurden an der gleichen Strahlanlage von der Freiburger Gruppe gemessen. Da die Spinkorrelationsparameter unter einem Schwerpunkstreuwinkel von 177° bestimmt wurden, wird auch der unter diesem Streuwinkel gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt für die Rechnungen benutzt.

Da der differentielle Wirkungsquerschnitt über die Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ normiert wurde, sind unterhalb der Schwellenenergie dieser Reaktion von 275 MeV keine absolut normierten Daten verfügbar. Daher mußte für die drei untersten Energien auf Saclay-Streuphasenrechnungen [BYS87] zurückgegriffen werden.

Zu beachten ist noch, daß die Korrelationsparameter und der differentielle Wirkungsquerschnitt nicht genau unter 180° gemessen wurden, während das optische Theorem natürlich die 0°-Amplituden liefert. Darüber hinaus weichen die Energieschwerpunkte der Spinkorrelationsparameter von den übrigen Messungen um maximal bis zu 15 MeV ab. Da aber die Energieabhängigkeit der einzelnen Parameter nicht sehr stark ist und auch die Korrelationsparameter sich von 177° nach 180° nur wenig ändern, wurden diese Schwankungen in den Rechnungen nicht berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Rechnungen in Abbildung 5.3 sind zusammen mit Amplituden aus Streuphasenanalysen [ARN87] und [BYS87], Dispersionsrechnungen [KRO81] und Vorhersagen aus Potentialmodellen [LAC80] und [MAC87] wiedergegeben. Der statistische Fehler ist meist kleiner als die Größe des benutzten Symbols. Der systematische Fehler ist bei den Imaginärteilen der Amplituden ebenfalls klein, wird allerdings für die Realteile deutlich größer entsprechend den zum Teil recht großen systematischen Fehlern der Spinkorrelationsparameter. Im allgemeinen ist

³²Einen guten Überblick über die existierenden Daten bietet [BUG90]

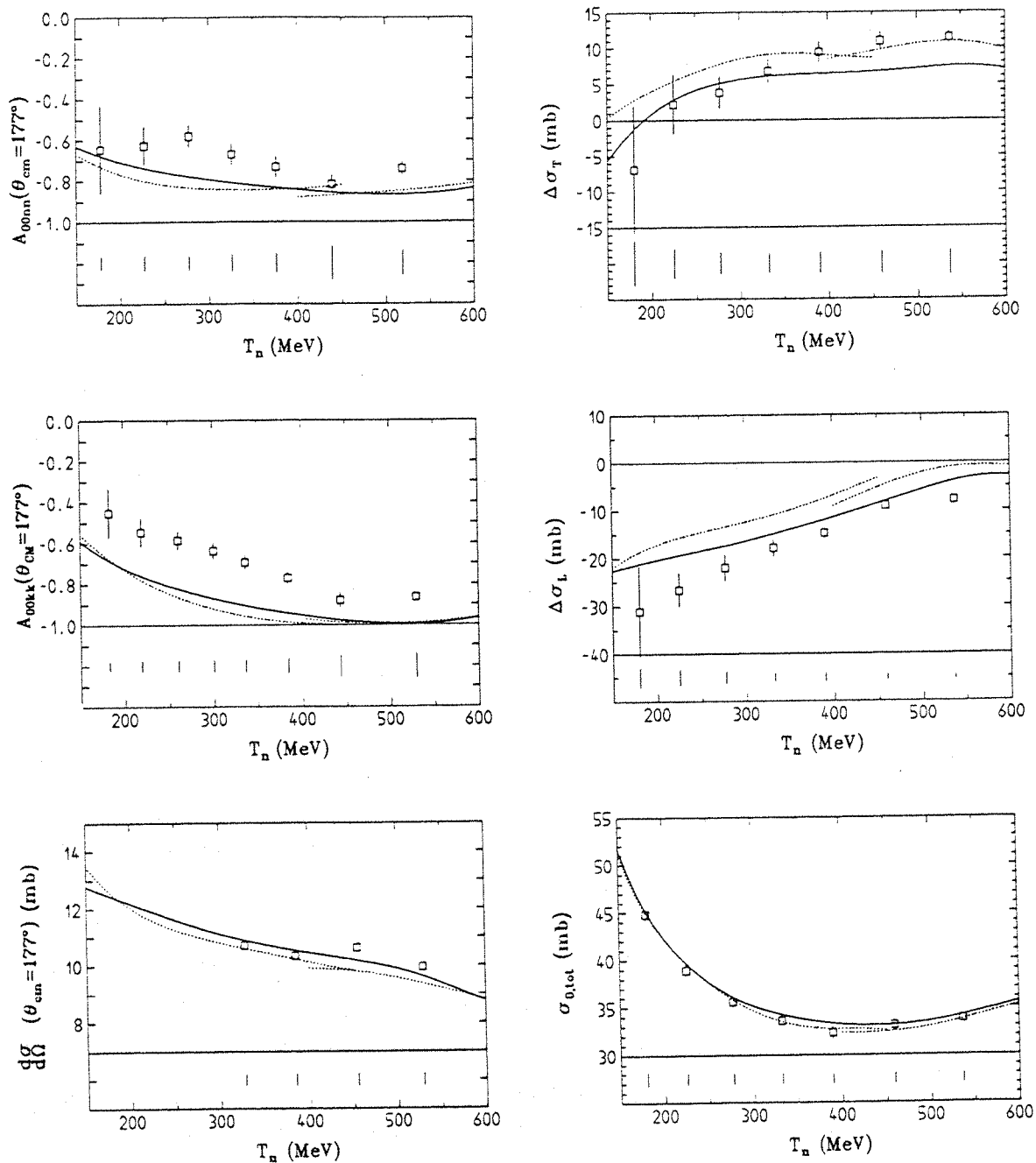


Abb. 5.2: Zusammenfassung der in die Rechnungen eingeflossenen Meßdaten. Die Fehlerbalken im unteren Bereich der einzelnen Abbildungen geben die Größe des systematischen Fehlers an. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Arndt-Streuphasenrechnungen [ARN87], die punktierten Linien sind Resultate der Saclay-Streuphasenrechnungen [BYS87].

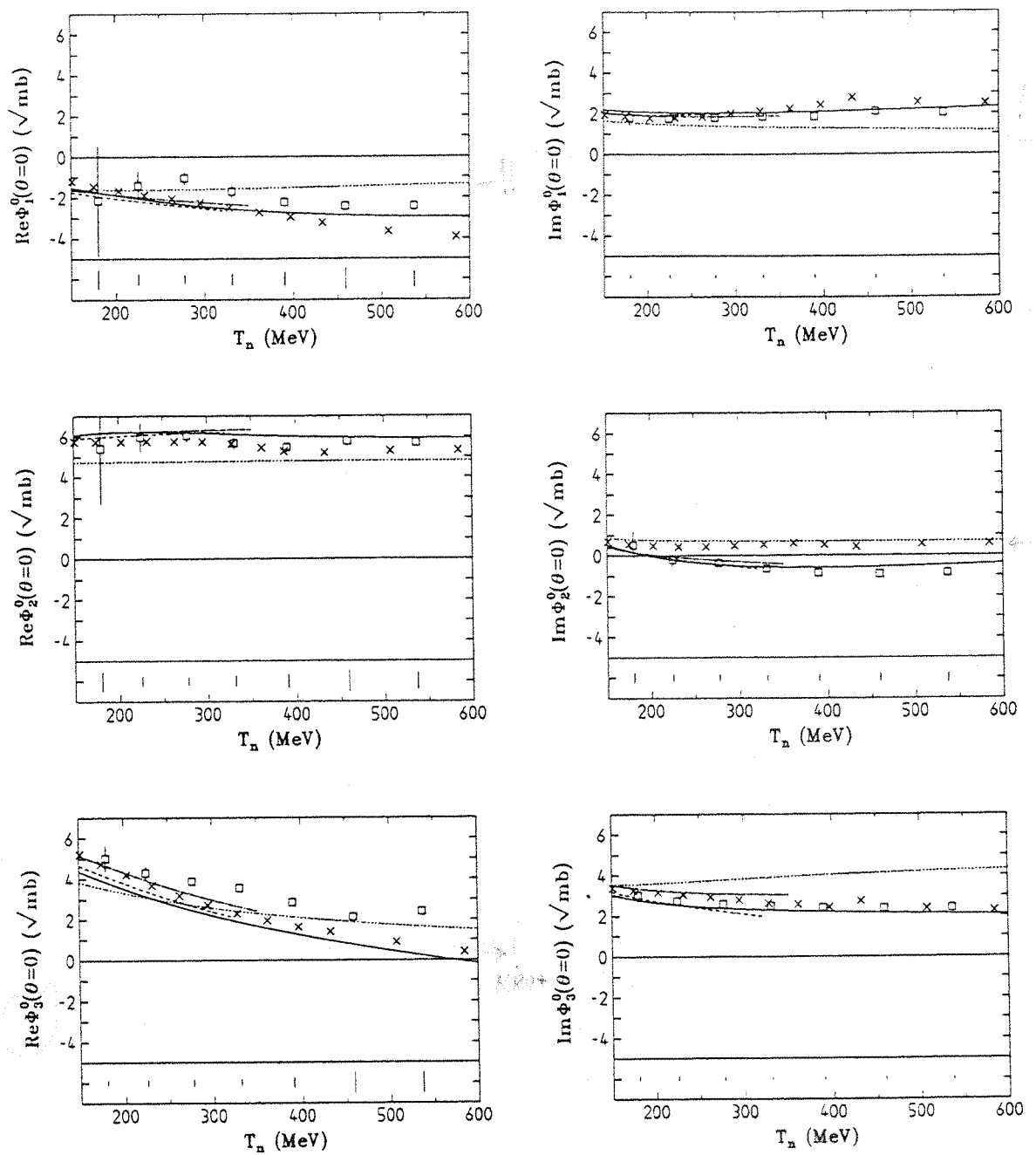


Abb. 5.3: Ergebnisse der Rechnungen zur Bestimmung der Isosingulett-Streueamplituden unter 0° im Schwerpunktsystem. Die Quadrate zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, zusammen mit dem statistischen Fehler. Der zugehörige systematische Fehler findet sich jeweils im unteren Bereich der Abbildungen. Die Kreuze resultieren aus einer Dispersionsanalyse [KRO81]. Die durchgezogene Linie repräsentiert Ergebnisse der Arndt-Streuphasenrechnungen [ARN87], die punktierten Linien zeigen Resultate der Saclay-Streuphasenrechnungen [BYS87]. Bis zu einer Energie von 350 MeV sind auch Vorhersagen zweier Potentialmodelle eingezeichnet. Gestrichelte Linie: Bonn-Potential [MAC87]; gestrichelpunktete Linie: Paris-Potential [LAC80].

die Übereinstimmung der einzelnen Datensätze, insbesondere im Falle der Imaginärteile, recht gut. Lediglich die Saclay-Streuphasenrechnungen weichen mitunter deutlich ab. Die Vorhersagen der Potentialmodelle stimmen praktisch mit den Arndt-Streuphasenrechnungen überein. Lediglich für Φ_3^0 zeigt das Paris-Potential eine Abweichung im Real- und Imaginärteil. Am besten werden die Daten von den Arndt-Streuphasen angenähert. Die deutliche Abweichung des Realteils von Φ_3^0 hat ihren Ursprung in der gleichfalls deutlichen Abweichung von A_{00kk} von den Streuphasen, da gerade diese Observable die Amplitude x_4 entsprechend Gleichung 5.10 bestimmt. Für einige Amplituden paßt die Dispersionsanalyse gut mit den Daten zusammen. Nur für $Im\Phi_2^0$ und für $Re\Phi_3^0$ ist die Übereinstimmung sehr schlecht.

Dieser Satz von Amplituden eröffnet nun auch die Möglichkeit weitere Observablen zu berechnen, die beispielsweise schwer zu messen sind. Dazu gehört auch der differentielle Wirkungsquerschnitt für $np \rightarrow np$ Streuung unter 0° . Die Messung ist experimentell sehr aufwendig und nur schwer durchführbar, da das gestreute Neutron unter extremen Vorwärtswinkeln nachgewiesen werden muß. Der kleinste von einem Experiment in diesem Energiebereich bisher erreichte Schwerpunktwinkel beträgt 11° . In Abbildung 5.4 ist der aus den Amplituden errechnete 0° -Wirkungsquerschnitt zusammen mit Ergebnissen von Streuphasenrechnungen dargestellt. Es gelingt bei den Analysen den Verlauf der Daten recht gut wiederzugeben.

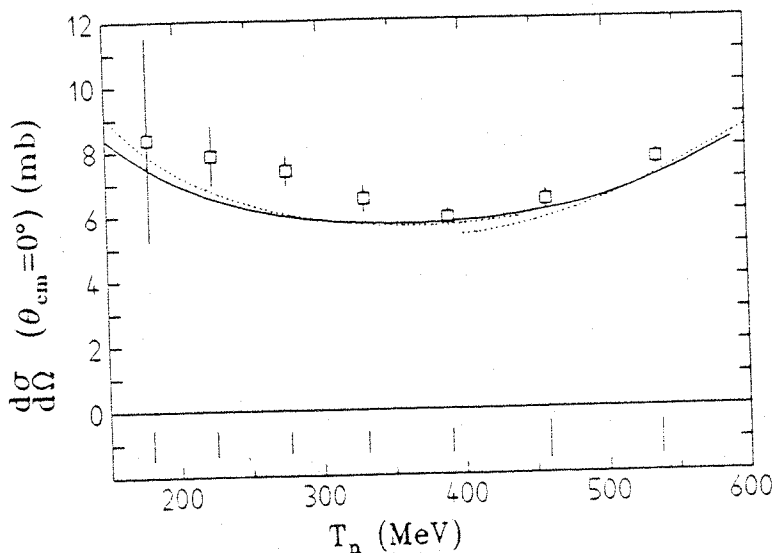


Abb. 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Streuung $np \rightarrow np$ unter 0° im Schwerpunktsystem. Die Quadrate sind die Ergebnisse der Amplitudenrechnungen. Die Balken im unteren Bildsegment geben die Größe des systematischen Fehlers an. Die Linien zeigen die Vorhersagen der Streuphasenrechnungen.

die Wirkungsquerschnitt...
 ...
 ...

Zwei weitere Observablen von großem praktischen Interesse sind die Spintransferparameter $K_{0k''k0}$ und K_{0nn0} für Streuwinkel nahe 180° . Dies sind gerade die Prozesse, mit denen in vielen Fällen polarisierte Neutronenstrahlen erzeugt werden. Als Targets dienen dabei in der Regel leichte Kerne wie Deuterium (LAMPF), Kohlenstoff (PSI) oder Beryllium. Da es bisher keine Daten für die freie np-Streuung gibt, liegt nur Information aus der quasifreien Streuung am Kern vor. Für die elastische Streuung können beide Parameter aus den Amplituden errechnet werden. In Abbildung 5.5 sind die Ergebnisse zusammen mit Streuphasenrechnungen und zwei quasielastischen Messungen am Deuteron vom LAMPF[CHA85] dargestellt.

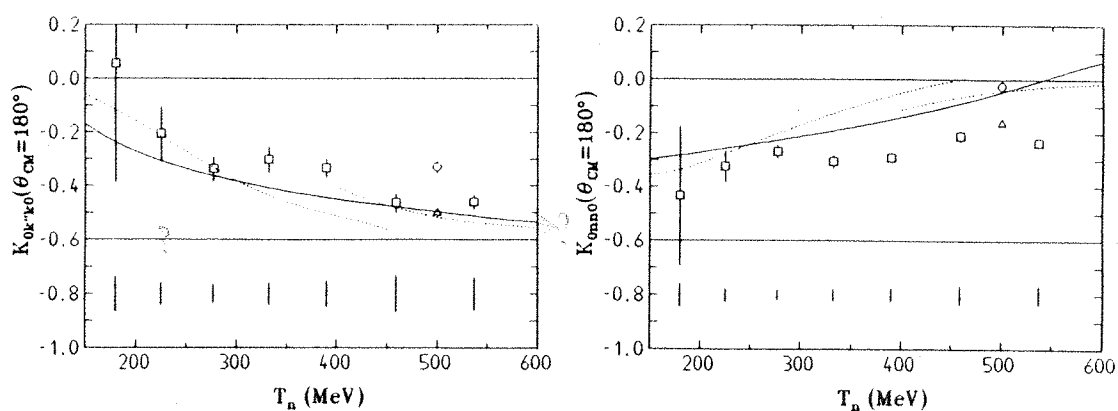


Abb. 5.5: Die Spintransferparameter $K_{0k''k0}$ und K_{0nn0} für Streuung unter 180° im Schwerpunktsystem. Die Quadrate stellen die aus den ermittelten Amplituden erhaltenen Werte dar. Die beiden Dreiecke entstammen einer Messung am Deuterium vom LAMPF [CHA85]. Bei den Kreisen handelt es sich um die auf Deuteroneneffekte korrigierten LAMPF-Daten [BUG90]. Die Linien entsprechen den üblichen Streuphasenrechnungen.

Auffällig ist die gute Übereinstimmung der beiden quasielastischen Punkte mit den aus unseren Amplituden berechneten Werten. In [BUG90] wird eine Korrektur der in Abbildung 5.5 eingezeichneten LAMPF-Daten errechnet. Die damit ermittelten freien Parameter sind in der Abbildung als Kreise dargestellt. Im Vergleich mit den Parametern, die sich aus den Amplituden ergeben, ist die Korrektur zu stark. Allerdings ergibt sich im Falle von K_{0nn0} gerade die Vorhersage der Streuphasenrechnungen, während $K_{0k''k0}$ eine deutliche Abweichung zeigt und die unkorrigierten

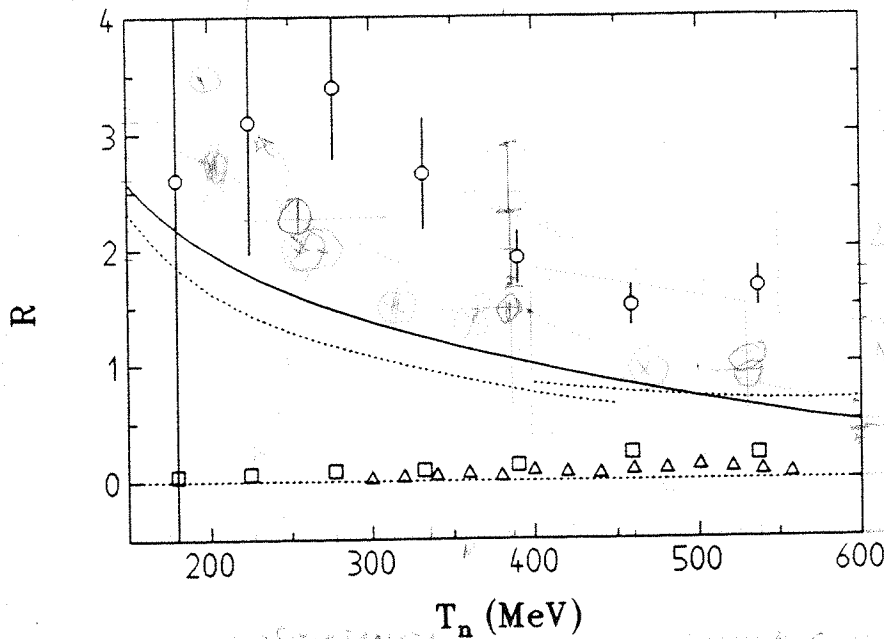


Abb. 5.6: Das Verhältnis R von spinunabhängigen zu spinabhängigen Amplituden für einen Streuwinkel von 180° . Die Quadrate und Kreise wurden mit unterschiedlichen Vorzeichen der Amplituden berechnet und zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Die Dreiecke entstammen einer nd-Messung von [PAG88]. Die durchgezogene und die punktierte Linie gibt die Resultate der Streuphasenrechnungen [ARN87] bzw. [BYS87] wieder.

Werte gut mit den Streuphasenrechnungen übereinstimmen. (??)

Eine direkte Messung der Transferparameter der freien np-Streuung ist sehr wünschenswert. Sie wäre eine ideale Ergänzung der 0° -Experimente. Das schon früher am PSI benutzte Flüssigwasserstofftarget und der Spektrometermagnet bilden in Kombination mit einem neu zu entwickelnden Protonenpolarimeter einen hervorragenden Detektor zur Bestimmung von $K_{0k''k_0}$, K_{0nn0} und K_{0s0} unter Schwerpunktstreuwinkeln um 180° . Durch das Flüssigwasserstofftarget wird der störende Einfluß von Untergrundreaktionen erheblich reduziert und damit eine Verkleinerung des systematischen Fehlers erreicht. Das Spektrometer ermöglicht nicht nur eine genaue Impulsbestimmung, sondern lenkt auch die unter 0° im Laborsystem gestreuten Teilchen aus dem Strahl ab und dreht im Falle von $K_{0k''k_0}$ ihre longitudinale Polarisation in eine transversale Richtung, so daß anschließend ein Polarimeter eingesetzt werden kann. Damit wäre dann ein Vergleich der freien mit der quasifreien Streuung möglich.

Im folgenden soll noch auf einen Zusammenhang mit der quasielastischen Streu-

am Deuteron. Auch hier zeigt sich wieder die Notwendigkeit der Messung des freien Parameters K_{0nn0} .

6 Zusammenfassung

Die Anzahl qualitativ hochwertiger Daten auf dem Gebiet der polarisationsabhängigen $\bar{n}\bar{p}$ -Streuung im Energiebereich von 100 bis 1000 MeV ist trotz der in jüngster Zeit vermehrten Aktivität einiger Institute auf diesem Gebiet noch sehr dürftig und bedarf dringender Ergänzung. Aus diesem Grund wurden am PSI mit einem polarisierten Neutronenstrahl und einem polarisierten Protonentarget die spinabhängigen Anteile $\Delta\sigma_L$ und $\Delta\sigma_T$ des totalen $\bar{n}\bar{p}$ -Wirkungsquerschnitt und die Spinkorrelationsparameter A_{00nn} und A_{00kk} nahe 180° im Schwerpunktsystem bei Energien von 150 bis 530 MeV bestimmt. Die Experimente fanden am Beschleuniger SATURNE II in Saclay eine Ergänzung hin zu höheren Energien von 800, 940 und 1100 MeV.

Bei der $\Delta\sigma$ -Messung am PSI kam eine neuartige Elektronik zum Einsatz, die es erlaubte mit Hilfe verzögerter Koinzidenzen eine hohe Rate von flugzeitabhängigen Zählraten zu registrieren. Die Korrelationsparameter wurden mit Szintillatorteleskopen ermittelt. Dazu wurde ein Starburst in Verbindung mit einem PC zur Datenaufnahme benutzt.

Ein Vergleich der Ergebnisse mit existierenden Messungen liefert innerhalb der Fehlergrenzen eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Dagegen weichen die Vorhersagen von Streuphasenanalysen zum Teil deutlich ab und lassen eine Verbesserung der Lösungen zukünftiger Rechnungen nach Einschluß der vorliegenden Ergebnisse erwarten.

Die gewonnenen Resultate dienen zusammen mit ebenfalls am PSI durchgeführten Messungen des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts sowie den entsprechenden pp -Daten dazu, die elastischen Isosingulett-Vorwärtsstreuamplituden zu berechnen. Mit Hilfe weiterer, allerdings in quasielastischen Prozessen bestimmten, Observablen oberhalb 500 MeV gelang es, die auftretenden Lösungsambiguitäten zu reduzieren. Die berechneten Streuamplituden wurden mit Vorhersagen von Potentialmodellen, Dispersionsanalysen und Streuphasenanalysen verglichen. Dabei zeigten sich wechselnde Übereinstimmungen. Aus den Amplituden können weitere Observablen abgeleitet werden, wie z.B. Spintransferparameter. Im neuen Neutronenareal NA2 am PSI, können diese Parameter gemessen werden und erlauben dann eine weitere Verbesserung der berechneten Amplituden.

Literaturverzeichnis

- [ABE86] R. Abegg et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2571.
- [APR84] E. Aprile-Giboni et al., Nucl. Phys. A431 (1985) 637.
- [ARN87] R. A. Arndt, J. S. Hyslop III and L. D. Roper, interactive Program SAID, Lösung SM89, wie beschrieben in Phys. Rev. D35 (1987) 199.
- [ARN88] R. A. Arndt, Phys. Rev. D37 (1988) 37.
- [AUE81] I. P. Auer et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1177.
- [AUE77] I. P. Auer et al., Phys. Lett. 67B (1977) 113; 70B (1977) 475.
- [BAH81] T. S. Bhatia et al., Proceedings of the Fifth International Symposium on Polarisation Phenomena in Nuclear Physics, AIP Conf. Proc. No. 69, Herausgeber G. G. Ohlson et al. (1981).
- [BAL88] J. Ball et al., Z. Phys. C40 (1988) 193.
- [BAN89] D. Bandyopadhyay et al., Phys. Rev. C40 (1989) 2684.
- [BED91] M. Beddo et al., Phys. Lett. B258 (1991) 24.
- [BER86] R. Bernard et al., Nucl. Instrum. Meth. A249 (1986) 176.
- [BES78] D. Besset et al., Nucl. Instrum. Meth. 148 (1978) 129.
- [BIL63] S. M. Bilenky and R. M. Ryndin, Phys. Lett. 6 (1963) 217.
- [BIN89] R. Binz, Short Report concerning the Status of the $\Delta\sigma$ -Analysis, (1989).
- [BI89a] R. Binz et al., Phys. Lett. B 231 (1989) 323.
- [BIN91] R. Binz et al., Nucl. Phys. A (1991) (in Druck); preprint PSI-PR-90-36 und R. Binz et al., Nucl. Phys. A 508 (1990) 267.
- [BI91a] R. Binz et al., PSI Newsletter, Annual Report 1990 (1990) 37.
- [BI91b] R. Binz et al., PSI Newsletter, Annual Report 1990 (1990) 39.
- [BOE74] W. de Boer, Dynamic Orientation of Nuclei at low Temperatures, CERN Yellow Report 74-11 (1974).

- [BOD72] E. Bodenstedt, Experimente der Kernphysik und ihre Deutung, Bibliographisches Institut, Zürich (1972).
- [BUG88] D. V. Bugg, A. Hasan and R. L. Shypit, Nucl. Phys. A477 (1988) 546.
- [BUG90] D. V. Bugg, Phys. Rev. C41 (1990) 2708.
- [BUR87] G. R. Burleson et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1645.
- [BYS78] J. Bystricky, F. Lehar and P. Winternitz, J. Phys. (Paris) 39 (1978) 1.
- [BYS84] J. Bystricky, F. Lehar and P. Winternitz J. Phys. (Paris) 45 (1984) 207.
- [BYS87] J. Bystricky, C. Lechanoine-Leluc and F. Lehar, J. Phys. (Paris) 48 (1987) 199.
- [CHA85] J. S. Chalmers et al. Phys. Lett. 153B (1985) 235.
- [FIC71] D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, Bibliographisches Institut, Mannheim (1972).
- [FON91] J. M. Fontaine et al., Nucl. Phys. B358 (1991) 297.
- [FRA86] J. Franz et al., Experiments with Polarized Neutrons in nE1 - Spin Correlations and Total Cross Sections, Internal Report SIN Proposal R-86-14. 1, (1986).
- [GAR89] R. Garnett et al., Phys. Rev. D40 (1989) 1708.
- [GRU85] V. Grundies et al., Phys. Lett. B158 (1985) 15.
- [HEU91] T. Heuduck, Diplomarbeit, Freiburg (1991).
- [HOS68] N. Hoshizaki, Supplement of the Progress of Theoretical Physics 42 (1968) 107.
- [JAM89] F. James and M. Ross, MINUIT Long Write-up, CERN Programmbibliothek D506 (1989).
- [KLE87] A. Klett, Doktorarbeit, Freiburg (1987).
- [KRO81] P. Kroll, Physics Data, Phenomenological Analysis of Nucleon-Nucleon Scattering, Fachinformationszentrum Karlsruhe (1981).

- [LAC80] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C21 (1980) 861.
- [LEC87] C. Lechanoine-Leluc et al. J. Phys. (Paris) 48 (1987) 985.
- [LEC90] C. Lechanoine-Leluc, private Mitteilung.
- [LIS82] P. W. Lisowski et al., Phys. Rev. Lett. (1982) 255.
- [LOC70] W. O. Lock and D. F. Measday, Intermediate Energie Nuclear Physics, Methuen and CO LTD, London (1970).
- [MAC87] R. Machleidt, K. Holinde und CH. Elster, Phys. Rep. 149 (1987) 1.
- [MAN89] S. Mango, private Mitteilung.
- [PAG88] B. Pagels, Diplomarbeit, Freiburg (1988).
- [PER86] F. Perrot et al., Nucl. Phys. B278 (1986) 881.
- [PES88] R. Peschina-Klett, private Mitteilung.
- [PES91] R. Peschina-Klett, private Mitteilung.
- [PRE86] W.E. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge Univers. Press (1986).
- [PHI63] R. J. N. Phillips, Nuc. Phys. 43 (1963) 413.
- [SCH86] P. A. Schmelzbach et. al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A251 (1986) 407.
- [SCH90] L. Schmitt, private Mitteilung.
- [TOD88] R. Todenhagen, Diplomarbeit, Freiburg (1988).
- [WOL52] L. Wolfenstein und J. Ashkin, Phys. Rev. 85 (1952) 947.

Mein Dank gilt

Herrn Prof. Dr. H. Schmitt für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit,

Herrn Prof. Dr. E. Rössle und Herrn Prof. Dr. R. Hess für die hilfreichen Diskussionen und Anregungen,

allen Mitgliedern der Abteilung für die erfahrene Hilfe beim Experimentieren und Auswerten und nicht zuletzt für das angenehme Arbeitsklima,

den Mitgliedern der Kollaboration für die gute Zusammenarbeit,

Herrn Dr. F. Lehar und den übrigen Mitarbeitern aus Saclay für die freundliche Aufnahme und die Unterstützung bei den Experimenten,

Herrn Dr. D. Rapin für die Entwicklung der Elektronik und der Programme zur Datenaufnahme für die $\Delta\sigma$ -Experimente,

besonders auch meiner Frau Karin für Ihre große Geduld und die Hilfe in der Endphase der Arbeit.

Lebenslauf

Name	Rainer Binz
8.Oktober 1960	Geboren in Ettenheim
Eltern	Ferdinand Binz, Glaser Hilda Binz, geb. Klingler, Schneiderin
15.Mai 1987	Heirat mit Karin Binz, geb. Obergföll, Diplom Verwaltungswirtin
<u>Schulbesuch</u>	
1967 bis 1971	Grundschule in Altdorf
1971 bis 1980	Gymnasium in Ettenheim
<u>Studium</u>	
1980 bis 1986	Universität Freiburg, Fakultät für Physik
15.Dezember 1986	Examen zum Diplom-Physiker
<u>Berufstätigkeit</u>	
1987 bis 1988	Wissenschaftliche Hilfskraft der Fakultät für Physik Universität Freiburg
1988 bis heute	Wissenschaftlicher Angestellter der Universität Freiburg