

KfK 3235
November 1981

**Messung der
Vektoranalytischerstärke it_{11} in der
elastischen Pion-Deuteron
Streuung im Gebiet der (3,3)
Resonanz**

G. F. Pröbstle
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KFK 3235

Messung der Vektoranalytischerstärke it_{11} in
der elastischen Pion-Deuteron Streuung im
Gebiet der (3,3) Resonanz⁺)

G. F. Pröbstle

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

⁺) von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe gnehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ABSTRACT

Pröbstle, Günther Friedrich:

MESSUNG DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE it_{11} IN DER ELASTISCHEN
PION-DEUTERON STREUUNG IM GEBIET DER (3,3) RESONANZ

Positive Pionen der Einschußenergie 142 MeV bzw. 256 MeV wurden an vektorpolarisierten Deuteronen elastisch gestreut und bei 5 bzw. 7 Streuwinkeln die Vektoranalysierstärke it_{11} gemessen.

Die Ausrichtung der Deuteronspins erfolgte nach der Methode der dynamischen Kernpolarisation. In einem hochauflösenden Magnetspektrometer wurden die gestreuten Pionen nachgewiesen. Zur Untergrundreduzierung bzw. zur Identifizierung der elastischen πd Linie diente ein Rückstoßteleskop.

Die Struktur der gemessenen Winkelverteilungen für it_{11} unterscheidet sich drastisch zwischen beiden Energien. Bei 142 MeV verlaufen die Meßpunkte relativ glatt, bei 256 MeV zeigen sie ein stark oszillatorisches Verhalten.

Die Meßergebnisse wurden mit den bisher bekannt gewordenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Bei 142 MeV gelangt man zu nachstehenden Schlußfolgerungen:

Die beste Beschreibung der elastischen πd Streuung liefern Fadejew-Dreikörperrechnungen. Abgesehen von den Rückwärtswinkeln stimmen die Vorhersagen des Glaubermodells ebenfalls mit den Meßergebnissen überein. Werden Pionabsorptionsmechanismen berücksichtigt, so führt dies zu keiner besseren Beschreibung der Daten. Die Vorhersagen aller Theorien, die die kleinen, nichtresonanten Partialwellen im πN Kanal vernachlässigen, stehen im Widerspruch zu den Meßergebnissen. Die Anregung einer 1D_2 Resonanz ist bei dieser Energie nicht völlig auszuschließen.

Der Vergleich der Messungen für 256 MeV mit den theoretischen Vorhersagen liefert folgende Aussagen:

Alle Theorien (Glaubernäherung, D^* Modell, Betz-Lee Modell, Fadejew-Rechnungen), die keine Dibaryonresonanzen berücksichtigen, stehen im Widerspruch zum Experiment. Die Beimischung dieser Resonanzen führt jedoch zu qualitativer und quantitativer Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Bei 256 MeV scheint vor allem eine 3F_3 Resonanz, vielleicht auch eine 1G_4 Resonanz angeregt zu werden.

MEASUREMENT OF THE VECTOR ANALYZING POWER it_{11} IN THE ELASTIC PION-DEUTERON SCATTERING IN THE REGION OF THE (3,3) RESONANCE.

Abstract:

The vector analyzing power it_{11} was measured for several angles at 142 MeV and 256 MeV by scattering positive pions elastically from a polarized deuteron target. The polarization of the deuteron was done by the method of dynamic nuclear polarization. The scattered pions were detected in a high resolution magnetic spectrometer. At large angles the recoil deuterons were identified to suppress the background.

The experimental results are quite different for the two energies measured. At 142 MeV, the angular distribution has a smooth behaviour while at 256 MeV a strong oscillatory pattern was observed.

The comparison of the data with theoretical predictions leads to the following conclusions: At 142 MeV the data are well described by sophisticated Faddeev-calculations. The inclusion of pion absorption does not produce better agreement. The predictions of the Glauber Approximation agree with the measurements only at forward angles. In all theories, the small non-resonant partial waves in the πN -channel must be included. At 256 MeV no conventional theory (Glauber Approximation, D^+ -model, Betz-Lee-model, Faddeev-calculation) is able to reproduce the data. The only, and quite good agreement with the data is obtained, if at least one dibaryon-resonance is included in the calculation.

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	1
2.	Theorie der elastischen Pion-Deuteron Streuung	3
2.1	Rechnungen im Zweikörperformalismus	3
	Die Glaubernäherung	3
	Das D^* Modell	7
2.2	Rechnungen im Dreikörperformalismus	10
	Fadejewnäherungen	10
	Das phänomenologische Modell von Betz und Lee	16
2.3	Dibaryonen (2B) in der elastischen π -D-Streuung	17
2.4	Zusammenfassung	21
3.	Das Prinzip der Messung der Vektoranalysierstärke it_{11}	22
4.	Das polarisierte Deuterontarget	26
4.1	Die dynamische Kernpolarisation	27
4.2	Technologie des polarisierten Deuterontargets	28
4.3	Bestimmung der Polarisation	30
5.	Der experimentelle Aufbau	35
5.1	Das Strahlführungssystem	35
5.2	Strahldetektoren und zugeordnete Elektronik	37
	Die Vieldrahtkammern	37
	Die Szintillationszähler	38
5.3	Das Deuteronrückstoßteleskop	40
6.	Durchführung der Messungen	45
6.1	Die Überwachung und Steuerung des Experiments	45
6.2	Die Vermeidung instrumenteller Asymmetrien	46
6.3	Die Stabilität der Targetdichte	47
6.4	Die Struktur und Zusammensetzung des Untergrundes	48
	Pionstreuung am CD_2	48
	Pionstreuung am Normalbutanol	50
	Messungen an polarisiertem Butanol mit und ohne 3He	51

7.	Die Datenauswertung	53
7.1	Die Bestimmung des relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts	53
7.2	Die Behandlung des Untergrundes bei der Integration der elastischen π d-Linie	54
7.3	Halbierung der Winkelakzeptanz	56
7.4	Fehlerbetrachtung	57
7.5	Die Meßergebnisse	60
8.	Vergleich der Meßergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen	63
8.1	Theorien ohne Dibaryonresonanzen bei 142 MeV	63
8.2	Theorien ohne Dibaryonresonanzen bei 256 MeV	67
8.3	Pion-Deuteron Streuung und Dibaryonresonanzen	69
	Vergleich von Theorie und Experiment	69
	Die physikalische Bedeutung von Dibaryonen	73
	Weitere Experimente zur Suche nach Dibaryonen	75
9.	Zusammenfassung und Ausblick	76
	Anhang A1	78
	Ergänzungen zum Polarisationsmechanismus	
	Anhang A2	80
	Das Deuteronkernresonanz (DMR) Signal	
	Literaturverzeichnis	82

1. EINLEITUNG

Die Pion-Deuteron-Streuung nimmt eine Zwischenstellung zwischen dem Zweikörperproblem der Pion-Nukleon-Streuung und dem Vielkörperproblem der Pion-Kern-Streuung ein. In der Pion-Nukleon-Streuung dominiert zwischen 100 MeV und 300 MeV Pioneneinschubenergie die $\Delta(3,3)$ Resonanz. Das Zweinukleonensystem Deuteron eignet sich dafür, in diesem Energiebereich die Wechselwirkung eines Δ mit einem Nukleon zu untersuchen. Andererseits lassen sich die Pion-Kern-Streumodelle an diesem einfachsten Kern auf ihre Gültigkeit hin überprüfen, ohne daß auf komplizierte Kernstrukturen eingegangen werden muß.

In den letzten Jahren wurden auf dem Gebiet der πd Streuung in Theorie und Experiment große Fortschritte erzielt (Tho 78, Tho 79, Myh 79, Eis 80).

Die ersten Rechnungen wurden im Glaubermodell (Gla 59, Mic 69), in der Stoßnäherung (Car 70) und im Watson-Vielfachstreuformalismus (Gib 71) ausgeführt. Die exakte Lösung des πNN Systems gelang erst im Rahmen von Fadejew-Dreikörpermodellen (Pet 73, Tho 73, Myh 73). In den ersten Fadejew-Rechnungen wurden Spin und Isospin der Wechselwirkungen, der D-Zustand des Deuterons und die relativistische Kinematik nicht berücksichtigt. Thomas (Tho 76) behob diese Mängel, behandelte allerdings nur das Pion relativistisch. Rinat und Thomas (Rin 77) entwickelten daraus ein vollrelativistisches Modell. Die Theoriegruppe in Lyon (Gir 78) verbesserte die Dreikörperrechnungen, indem sie alle S und P Partialwellen der πN Wechselwirkung einschloß und Kopplungen zwischen verschiedenen πd Kanälen gleichen Spins und gleicher Parität zuließ.

Einen von den bisherigen Vorstellungen stark abweichenden Ansatz für die elastische πd Streuung schlug Händel (Hän 78) vor, das sogenannte D^* -Modell. In diesem Streumodell wird angenommen, daß das einfallende Pion ein Nukleon in die Δ Resonanz anregt. Das entstandene ΔN System zerfällt dann wieder in ein Pion und ein Deuteron.

Rinat (Rin 79) und Fayard (Fay 80) untersuchten die Bedeutung von Pionabsorptionseffekten in der elastischen πd Streuung. Sie verwendeten einen Zweikörper-Absorptionsmechanismus, in dem das Pion an einem Nukleon absorbiert wird. Anschließend wird ein π oder ein ρ zwischen beiden Nukleonen ausgetauscht und dann wieder das Pion vom anderen Nukleon emittiert.

Dieser theoretische Fortschritt ging mit der Inbetriebnahme von "Mesonenfabriken" einher, die Pionenstrahlen hoher Intensität zur Verfügung stellen.

Das ermöglichte neben Präzisionsmessungen des totalen πd Wirkungsquerschnitts (Ped 78) genaue Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische πd Streuung über den weiten Energiebereich von 50 MeV bis 300 MeV (Sag 78, Gab 80).

Die verschiedenen theoretischen Vorhersagen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind untereinander sehr ähnlich. Vergleicht man sie mit dem Experiment, so ergibt sich im Gebiet der $\Delta(3,3)$ Resonanz eine erstaunlich gute Übereinstimmung in der Vorwärtshemisphäre der Winkelverteilung. Im Großwinkelbereich gilt dies aber nur bis etwa 140 MeV. Bei höheren Energien überschätzen alle Theorien die Wirkungsquerschnitte unter Rückwärtswinkeln. Daraus wurde gefolgert, daß die bisherige Beschreibung der Reaktionsdynamik für die elastische πd Streuung noch unvollständig ist und wichtige Mechanismen fehlen.

Vor wenigen Jahren fand man bei spinabhängigen totalen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten anomale Energieabhängigkeiten, die auf Grund von Streuphasen- und Dispersionsanalysen Hinweise auf neuartige Dibaryonresonanzen gaben. Da diese Resonanzen in dem Energiebereich liegen, in dem alle Vorhersagen konventioneller πd Streutheorien deutlich vom Experiment abweichen, wurde die Vermutung geäußert, daß Dibaryonresonanzen auch in der πd Streuung berücksichtigt werden müssen (Kan 78, Kub 79).

In der Annahme, daß mit verbesserter Experimentiertechnik an den Mesonenfabriken auch die viel schwierigeren Messungen von Polarisationsobservablen möglich werden könnten, gibt es seit kurzem auch Vorhersagen der Analysierstärke der verschiedenen Streumodelle. Diese Vorhersagen sind wesentlich empfindlicher auf Details der Streudynamik (Bedeutung kleiner πN Partialwellen, Pionabsorption, Streunäherungen, Einfluß von Dibaryonresonanzen) als Vorhersagen der differentiellen Wirkungsquerschnitte.

Deswegen wurde in dieser Arbeit versucht, zum ersten Mal die Vektoranalysierstärke it_{11} zu messen und damit einen Beitrag zum besseren Verständnis des πd Systems zu leisten. Die verschiedenen theoretischen Näherungen und deren Vorhersagen werden in Kap.2 vorgestellt. Anschließend wird in Kap.3 gezeigt, wie man die Vektoranalysierstärke mißt. Das polarisierte Deuterontarget und der experimentelle Aufbau sind in Kap.4 und Kap.5 beschrieben. In Kap.6 und Kap.7 sind die Datennahme und die Datenauswertung geschildert. Die Meßergebnisse werden in Kap.8 mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

2. DIE THEORIE DER ELASTISCHEN π D STREUUNG

2.1. RECHNUNGEN IM ZWEIKÖRPERFORMALISMUS

Die Glaubernäherung

Das Deuteron ist ein schwach gebundenes System (≈ 2.2 MeV Bindungsenergie) bestehend aus einem Proton und einem Neutron. Der Deuteronradius ist erheblich größer als die Reichweite der starken Wechselwirkung. Die π d Streuung kann daher durch eine Reihenentwicklung von Zweikörperstößen beschrieben werden, in der das einfallende Pion mit jedem Nukleon einzeln wechselwirkt. Das wird formal korrekt in einer sogenannten Watson-Entwicklung für den T Operator durchgeführt (Eis 80):

G1.2.1

$$T = t_1 + t_2 + t_1 G t_2 + t_2 G t_1 + t_1 G t_2 G t_1 + \dots$$

$$t_i = V_i + V_i G t_i \quad i = 1, 2$$

$$V_i = \pi N \text{ Potential}$$

$$G = \text{Greenscher Operator}$$

$$= (e + E_d - h_0 - H_d + i\eta)^{-1} \quad \text{mit } \eta \rightarrow 0$$

$$e = \text{kinetische Energie des Pions}$$

$$E_d = \text{Deuterongrundzustandsenergie } (-2.2 \text{ MeV})$$

$$h_0 = \text{Energieoperator des Pions}$$

$$H_d = \text{Hamiltonoperator des Deuterons}$$

Die t Matrix t_i beschreibt die Wechselwirkung des Pions mit einem der beiden Nukleonen im Deuteron. Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist über H_d im Greenschen Operator berücksichtigt.

Man gelangt zur Impulsnäherung, wenn t_i in Gl.2.1 durch den freien Pion-Nukleon-t Operator ersetzt wird:

$$t_i = t_i^{\text{frei}}$$

$$t_i^{\text{frei}} = V_i + V_i G_0 t_i$$

mit dem freien Greenschen Operator

$$G_0 = (e + i\eta - h_0)^{-1}.$$

Dieser t Operator ist damit unabhängig von der Dynamik des Deuterons. Eine solche Näherung ist gerechtfertigt, wenn die Wechselwirkung der beiden Nukleonen im Deuteron eine geringere Rolle spielt als die Wechselwirkung des Pions mit dem jeweiligen Nukleon. Werden in Gl.2.1 nur die beiden ersten Terme berücksichtigt, führt dies zur Einzelstreunäherung. Unter Vernachlässigung des Spins lautet diese:

Gl.2.2

$$\langle \underline{k}', d | T | \underline{k}, d \rangle = \left[\langle \underline{k}' | t_1 | \underline{k} \rangle + \langle \underline{k}' | t_2 | \underline{k} \rangle \right] F_d(\underline{q})$$

$\langle \underline{k}^{(1)}, d |$ = Zustandsfunktion der ebenen Welle aus Pion mit Impuls $k^{(1)}$ und Deuterongrundzustand d vor (nach) der Streuung

\underline{q} = $\underline{k}' - \underline{k}$ der Impulsübertrag

$F_d(\underline{q}) = \int d^2r e^{i\underline{q}\underline{r}/\hbar} |\psi_d(\underline{r})|^2$ = der elastische Formfaktor des Deuterons

$\psi_d(\underline{r})$ = Wellenfunktion des Deuterongrundzustands

Unter Hinzunahme der Doppelstreuterme $t_1 G t_2$ bzw. $t_2 G t_1$ aus Gl.2.1 erhält man die Stoßnäherung (siehe auch Car 70), wenn die Bewegung der Nukleonen im Deuteron vernachlässigt und hohe Pioneneinschußenergien mit dominanter Vorwärtsstreuung vorausgesetzt werden:

Gl.2.3

$$\langle \underline{k}', d | T | \underline{k}, d \rangle = \left[t_1(\underline{q}) + t_2(\underline{q}) \right] F_d(\underline{q}) +$$

$$- \frac{i e}{(2\pi)^2 k} \int d^2 \underline{q}' t_1(1/2\underline{q} + \underline{q}') t_2(1/2\underline{q} - \underline{q}') F_d(2\underline{q}')$$

mit der Konvention $t_1(\underline{q}) = \langle \underline{k}' | t_1 | \underline{k} \rangle$ etc.

Ersetzt man in Gl.2.3 die freien t Matrizen durch freie πN Streuamplituden $f(\underline{q}) = -e/(2\pi)t(\underline{q})$, so gelangt man zur Glauber-näherung (Gla 59, Mic 69, Kan 79, Eis 80):

Gl.2.4

$$f_d(\underline{q}) = \left[f_p(\underline{q}) + f_n(\underline{q}) \right] F_d(\underline{q}) +$$

$$- \frac{i}{2\pi k} \int d^2 \underline{q}' f_p(1/2\underline{q} + \underline{q}') f_n(1/2\underline{q} - \underline{q}') F_d(2\underline{q}')$$

f_p bzw. f_n sind die πp bzw. πn Streuamplituden.

In Abb.2.1 ist die Gleichung 2.4 graphisch dargestellt.

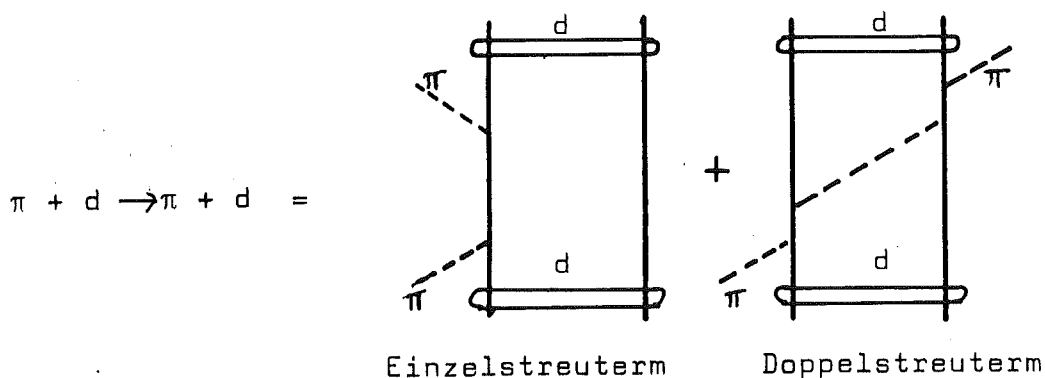


Abb.2.1 Graphen der πd Streureihe im Glauberformalismus.

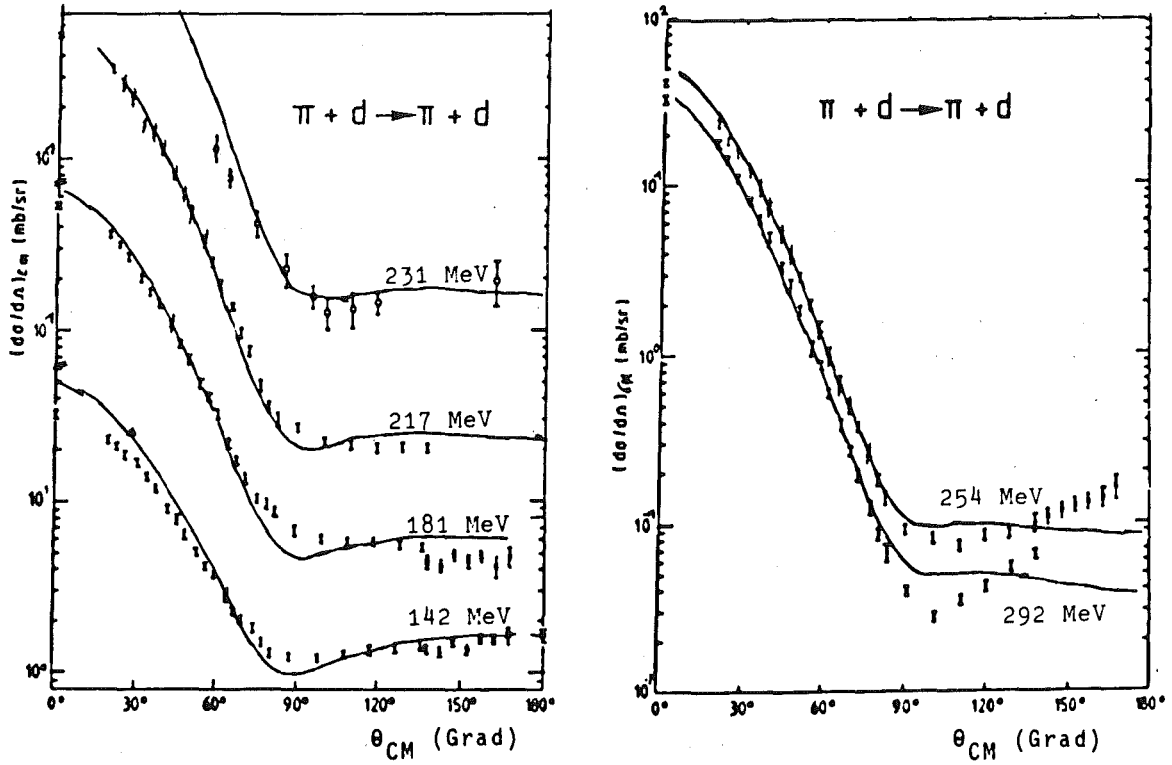


Abb.2.2 Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Glaubermodell (Kan 80) für Energien im $\Delta(3,3)$ Bereich.

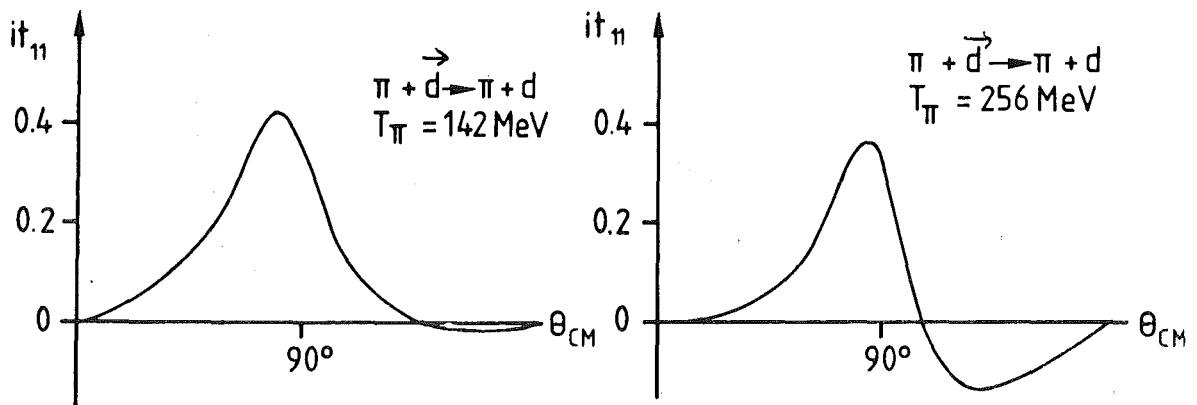


Abb.2.3 Vorhersagen der Vektoranalyserstärke im Glaubermodell für 142 MeV und 256 MeV (Kan 80).

Die Glauber Näherung für das Deuteron enthält keine über den Doppelstreuterm hinausgehenden Mehrfachstreuterm. Sie ist unter Eikonalbedingungen (Energie $e \rightarrow \infty$, Impulsübertrag $q \rightarrow 0$) gültig. Die Nukleonen sind starr ("off-energy-shell" Ausdrücke werden vermieden). Die Pionabsorption ist nicht berücksichtigt, ebensowenig wie die Dynamik der $\Delta(3,3)$ Resonanz im Deuteron. Kann unter diesen Einschränkungen die Glauber Näherung auf die elastische πd Streuung im $(3,3)$ Bereich angewandt werden? Harrington (Har 69) hat nachgewiesen, daß sich unter Eikonalbedingungen die Streuterm höherer Ordnung (> 2) mit den "off-shell" Termen 2. Ordnung kompensieren, oder daß beide vernachlässigbar klein sind. Rinat und Starkand (Rin 80) berechneten die Konvergenz der Vielfachstreureihe für die elastische πd Streuung bei mittleren Energien. Ihr Resultat zeigt, daß der Einzelstreuterm stark dominiert und daß Terme 1. Ordnung mit "on-shell" Termen 2. Ordnung der Summe aller Vielfachstreuterm sehr nahe kommen. Somit erscheint die Verwendung der Glaubertheorie nicht unvernünftig.

Die jüngsten Rechnungen im Rahmen des Glaubermodells wurden von Kanai et al. (Kan 80) durchgeführt. Deren Modell ist parameterfrei, es werden die πN Streuphasen von Saclay (Aye 76) verwendet. Die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist in Abb.2.2 gezeigt. In Abb.2.3 sind die Vorhersagen für die Vektoranalysierstärke bei 142 MeV und 256 MeV wiedergegeben.

Das D* Modell

Im Bereich mittlerer Energien von 100 MeV bis 300 MeV dominiert in der πN Streuung die $\Delta(3,3)$ Resonanz. Händel et al. (Hän 78) untersuchten das Zweibaryonensystem ΔN , nachdem eines der beiden im Deuteron gebundenen Nukleonen durch ein Pion zu einem Δ angeregt wurde. Das Δ wechselwirkt mit dem Nukleon und es bilden sich neue Anregungszustände des Deuterons (genannt D*). Pioninduzierte Reaktionen am Deuteron verlaufen nun über eine Anregung dieser D* Resonanzen. Für die elastische πd Streuung ist das schematisch in Abb.2.4 dargestellt.

In diesem Modell wechselwirkt das einfallende Pion mit den Nukleonen nur über die P_{33} Partialwelle. Die nichtresonanten Partialwellen der Pion-Nukleon-Wechselwirkung werden vernachlässigt. Die Wechselwirkung zwischen einem Nukleon und einem Δ ist a priori nicht bekannt, und es muß in Analogie zu der NN Streuung ein Ein-Boson-Austauschpotential

konstruiert werden. Neben den Pionen werden auch ρ, σ und ω Mesonen als Austauscheteilchen berücksichtigt. Die Unsicherheit bei diesem Vorgehen besteht darin, daß die entsprechenden Kopplungskonstanten zwischen den Mesonen und den Baryonen nicht genau bekannt sind. Die qualitativen Aussagen dieses Modells werden dadurch aber nicht beeinflusst. In Abb.2.5 sind die Resultate für den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit dem Experiment verglichen und in Abb.2.6 sind die Vorhersagen der Vektoranalysierstärke bei 142 MeV und 256 MeV abgebildet. Händel betont, daß die Vorhersagen der Analysierstärke die Beiträge der einzelnen D^* Zustände zur πd Streuung widerspiegelt: Bei niedrigen Energien (142 MeV) wird vor allem ein $D^*(2^+)$ Zustand angeregt, der sich aus einer S- und einer D-Welle zusammensetzt. Die um 90° punktsymmetrische Kurve entsteht durch die Interferenz der beiden Anteile des 2^+ Zustands. Bei höheren Energien (256 MeV) werden immer mehr D^* Zustände mit verschiedenem J^π angeregt. Die großen positiven Werte für die Analysierstärke unter Rückwärtswinkeln hängen mit der Anregung von D^* Zuständen unterschiedlicher Parität zusammen.

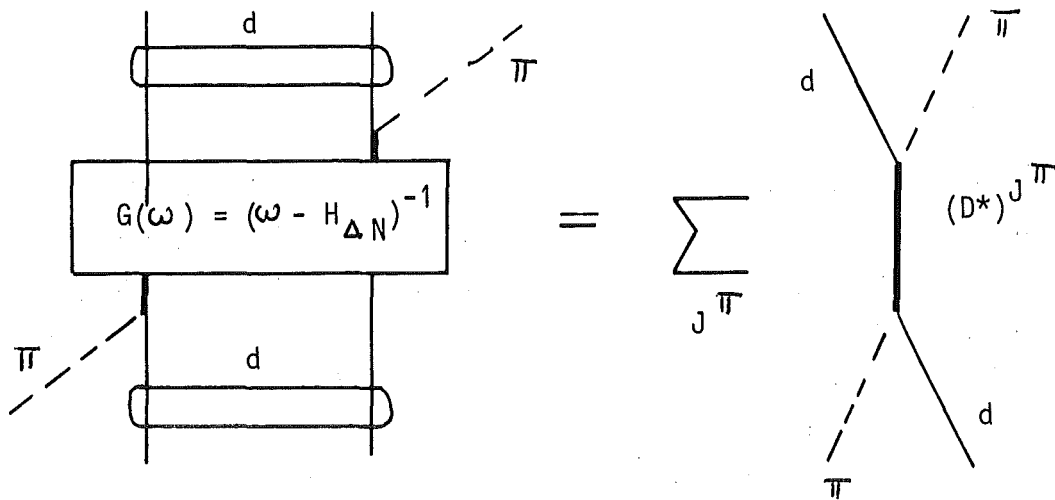


Abb.2.4 Die elastische πd Streuung im D^* Modell.

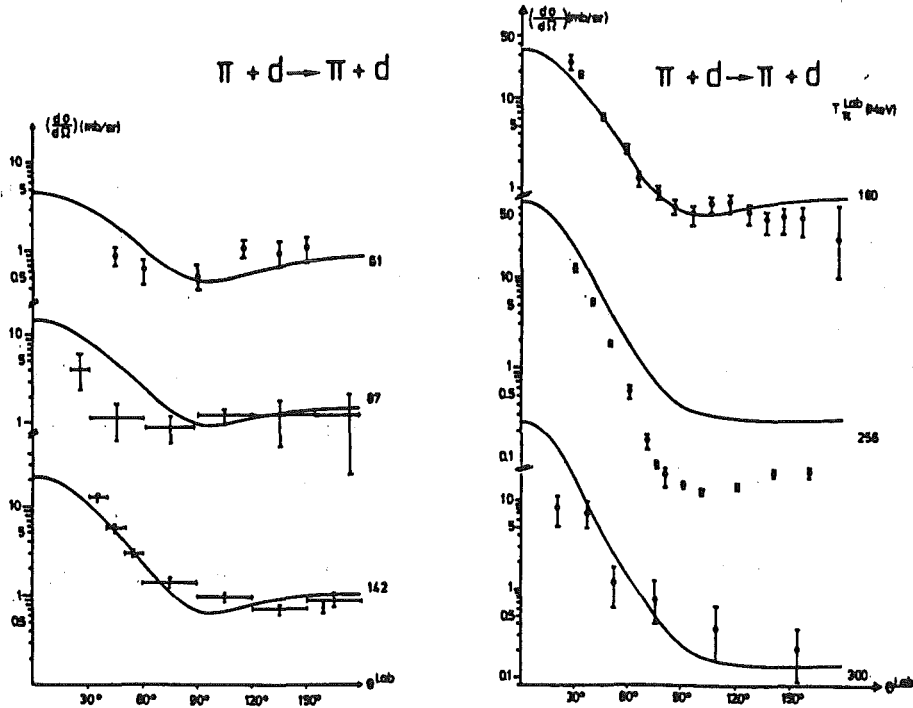


Abb.2.5 Die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im D* Modell (Hän 78).

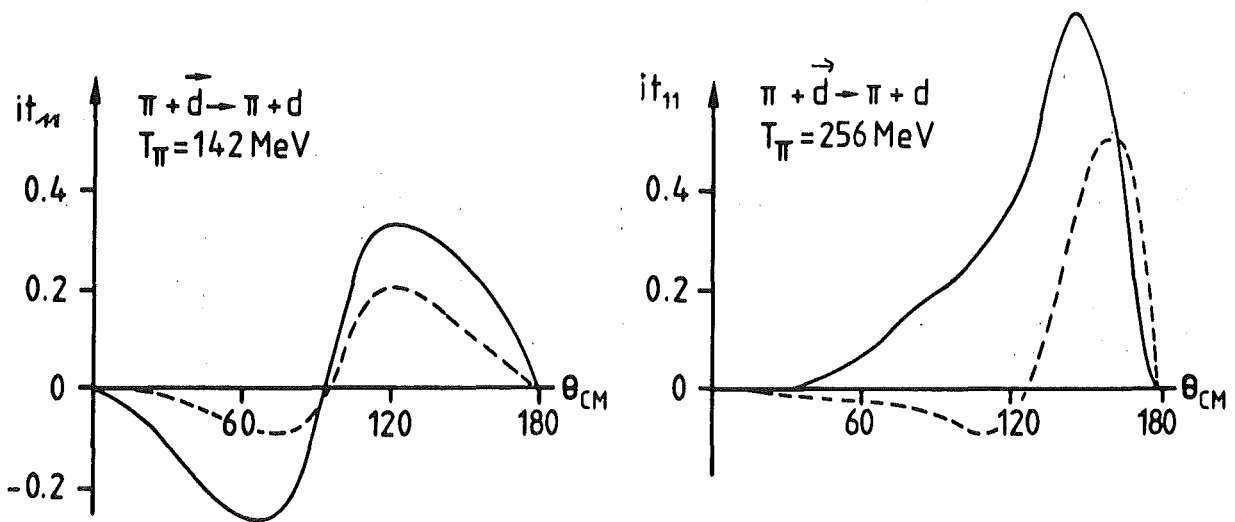


Abb.2.6 Die Vorhersagen der Vektoranalysierstärke im D* Modell. Die durchgezogenen und die gestrichelten Kurven unterscheiden sich in der Wahl der Kopplungskonstanten zwischen Mesonen und Baryonen (siehe Hän 78).

2.2. RECHNUNGEN IM DREIKÖRPERFORMALISMUS

Fadejewnäherungen

In der Glaubernäherung und dem D* Modell betrachtet man die elastische πd Streuung als ein Zweikörperproblem. Bei ersterer wird die Wechselwirkung zwischen den beiden gebundenen Nukleonen des Deuterons vernachlässigt, im D* Modell wird der πNN Beitrag weggelassen. Eine vollständige Theorie der elastischen πd Streuung muß jedoch das Dreikörperproblem berücksichtigen. Hier soll nur kurz auf den Dreikörperansatz eingegangen werden (ausführliche Besprechungen sind in Klu 74, Gir 78 und Eis 80 durchgeführt). In Abb. 2.7 ist die Vielfachstreureihe der Gleichung 2.5 für die Wechselwirkung eines Pions mit dem Deuteron schematisch dargestellt.

Gl.2.5

$$T = V_1 + V_2 + V_3 + V_1 G_0 T + \dots$$

$$= V + V G_0 T \quad \text{mit } V = V_1 + V_2 + V_3$$

V_1 ist die Wechselwirkung der beiden
Teilchen 2 und 3 etc.

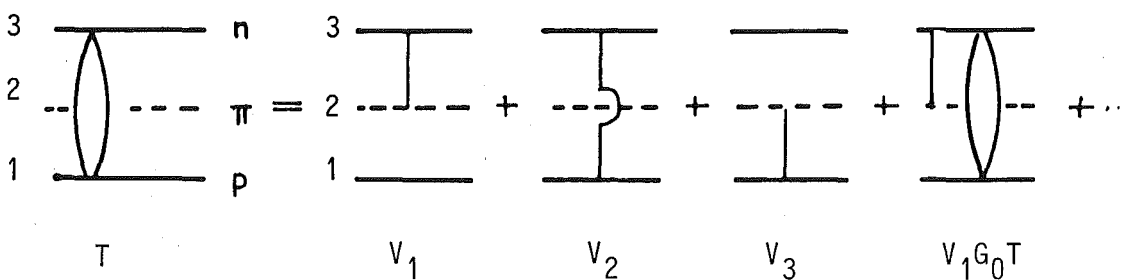


Abb.2.7 Graphische Darstellung des T Operators für die elastische πd Streuung. T ist der Dreikörperübergangsoperator (dargestellt als Blase), G_0 der freie Dreiteilchenpropagator. Die Pion-Nukleon- und die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen sind als senkrechte Striche dargestellt.

Abb. 2.7 zeigt, daß Terme existieren, in denen nur zwei bestimmte Teilchen miteinander wechselwirken, das dritte also unbeteiligt ist. Diese Terme nennt man unverbunden. Dazu gehören die ersten drei Graphen in Abb. 2.7, weitere (unendlich viele) fallen bei der Iteration des vierten Graphen an. Die Impulserhaltung führt dazu, daß die mathematische Darstellung der unverbundenen Terme δ Funktionen enthalten. Damit ist in Gl.2.5 der Kern VG_0 nicht kompakt (quadratisch integrabel) und daher die Gleichung in dieser Form nicht lösbar. Einen Ausweg fand Fadejew (Fad 61), indem er die unendliche Reihe aus Abb. 2.7 umsortierte, so daß die unverbundenen Terme getrennt behandelt werden. Schematisch wird die Dreikörpergleichung in drei Anteile $T = T_1 + T_2 + T_3$ aufgegliedert. T_1 bedeutet z.B. die Summe aller Terme, in denen zuletzt Teilchen 2 und Teilchen 3 wechselwirkten. Dieser Term T_1 wird wiederum in drei Untersysteme zerlegt (Abb.2.8).

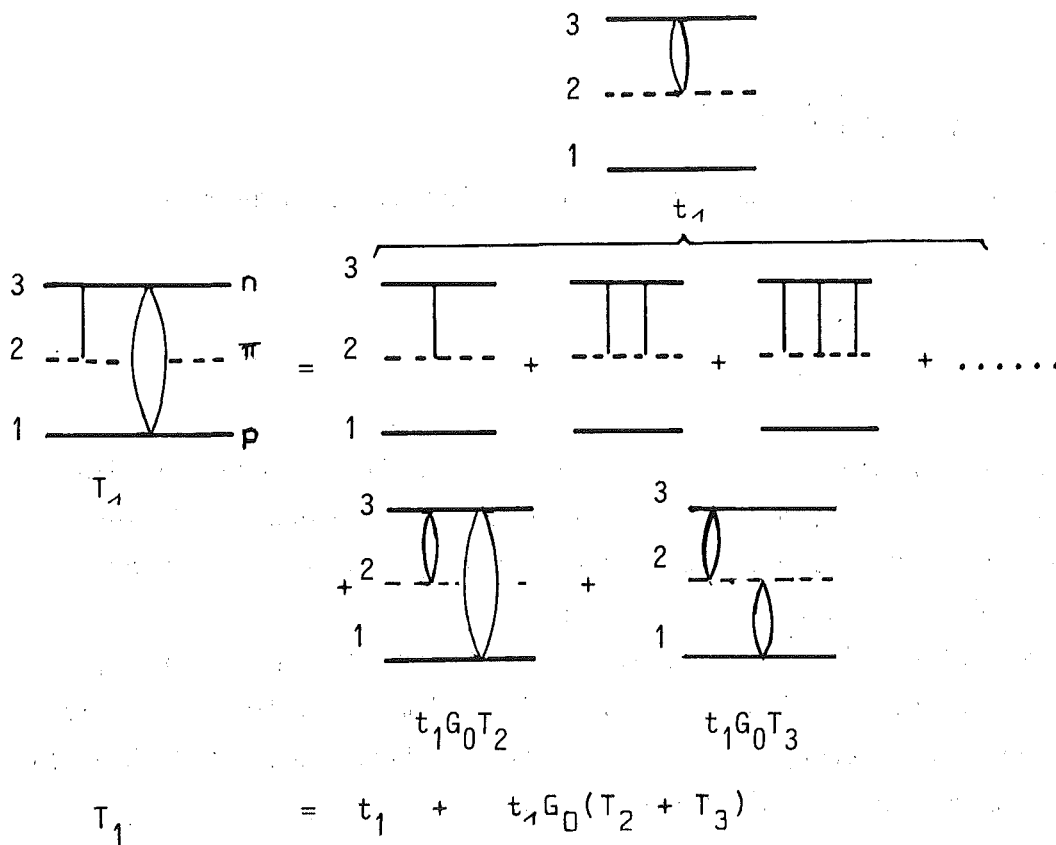


Abb.2.8 Darstellung des Anteils T_1 des Dreikörperübergangsoperators T , bei dem Teilchen 2 und Teilchen 3 zuletzt miteinander wechselwirkten. Die unverbundenen Graphen werden zu einem Zweiteilchenübergangsoperator t_1 zusammengefaßt.

Für den aus den unverbundenen Graphen zusammengefaßten Übergangsoperator t_1 gilt z.B.

Gl.2.6

$$t_1 = V_1 + V_1 G_0 t_1$$

V_1 ist das Wechselwirkungspotential zwischen Teilchen 2 und Teilchen 3 (πN)

G_0 ist der freie Dreiteilchenpropagator

Für T_1 erhält man dann

Gl.2.7

$$T_1 = t_1 + t_1 G_0 (T_2 + T_3)$$

Analoges gilt für T_3

Gl.2.8

$$T_3 = t_3 + t_3 G_0 (T_1 + T_2)$$

Da Teilchen 1 und Teilchen 3 gebunden sind (Deuteron), existiert kein freier t Operator t_2 . Daher gilt für T_2

Gl.2.9

$$T_2 = t_2 G_0 (T_1 + T_3)$$

Die drei gekoppelten Gleichungen Gl.2.7, Gl.2.8 und Gl.2.9 nennt man die Fadejewdreikörpergleichungen für die elastische πd Streuung. In diesen sind die Wechselwirkungspotentiale V_i durch die experimentell leichter zugänglichen t Operatoren t_i ($i = 1,2$) ersetzt.

Sowohl Thomas et al. (Rin 77, Rin 79) als auch Giraud et al. (Gir 79, Gir 80, Fay 80) benutzten diesen Dreikörperformalismus, um die Observablen der elastischen πd Streuung im Resonanzbereich zu berechnen. Beide Gruppen kommen zu folgenden übereinstimmenden Aussagen :

1. Details der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Deuteron (der $^3S_1 - ^3D_1$ NN Kanal) haben keinen entscheidenden Einfluß auf die Observablen. Unterschiedliche D Zustandswahrscheinlichkeiten ($P_D = 4\%$ bzw. 6.7%) führen nur zu geringfügigen Änderungen in den Vorhersagen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke it_{11} .
2. Die Ergebnisse beider Rechnungen hängen sehr stark von der Behandlung der πN Wechselwirkung und der Pionabsorption ab.

Thomas et al. und Giraud et al. zeigten, daß der Beitrag der nicht-resonanten Partialwellen im πN Kanal zur elastischen πd Streuung nicht vernachlässigt werden darf. Die Mitnahme dieser Partialwellen führt zur besseren Übereinstimmung mit den experimentell beobachteten Wirkungsquerschnitten (siehe Abb. 2.9). Die Vorhersagen der Vektoranalysierstärken unterscheiden sich drastisch zwischen jenen Näherungen, die nur die P_{33} Welle im πN Kanal enthalten, und jenen, die alle S und P πN Partialwellen einschließen. Dieser Effekt ist in Abb. 2.10 für die beiden Energien 142 MeV und 256 MeV aufgezeigt. Die durchgezogene Linie gibt die Vorhersagen unter Einschluß aller Partialwellen wieder, die gestrichelte Linie jene, die nur den P_{33} Kanal einschließen.

Zur Beschreibung der Pionabsorption und der Pionreemission benutzten sowohl Thomas et al. (Rin 79) als auch Giraud et al. (Fay 80) die P_{11} Pion-Nukleon-Wechselwirkung. Thomas et al. berücksichtigten zwar den ρ Austausch, vernachlässigten dagegen den nicht zum Pol beitragenden Untergrund im P_{11} Kanal. Giraud et al. nahmen in ihren Rechnungen die Polanteile und die Nicht-Polanteile der P_{11} πN Wechselwirkung mit. In Abb. 2.11 sind die etwas voneinander abweichenden Ergebnisse für die Vektoranalysierstärke bei Berücksichtigung der Pionabsorption von Thomas et al. (-----) und Giraud et al. (——) dargestellt.

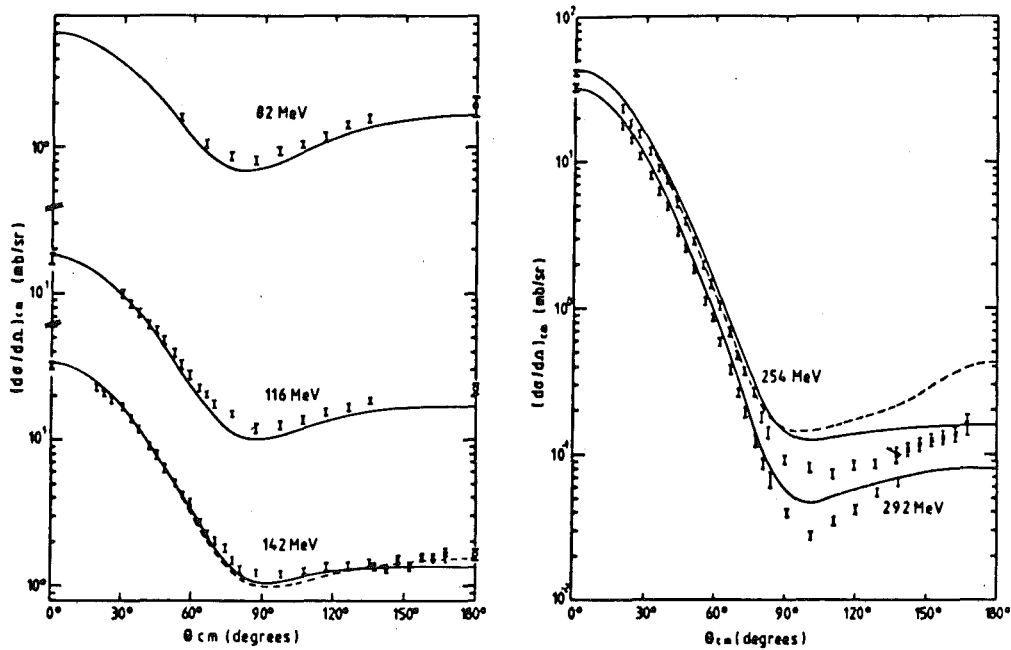


Abb. 2.9 Die Ergebnisse der Dreikörpernäherung von Giraud et al. (Gir 80) im Vergleich mit den Meßdaten von Gabathuler et al. (Gab 80). In den Rechnungen sind alle S und P π N Partialwellen berücksichtigt. Die durchgezogenen Kurven enthalten keine Korrekturen für die Pionabsorption; die gestrichelten Kurven schließen die Pionabsorption ein.

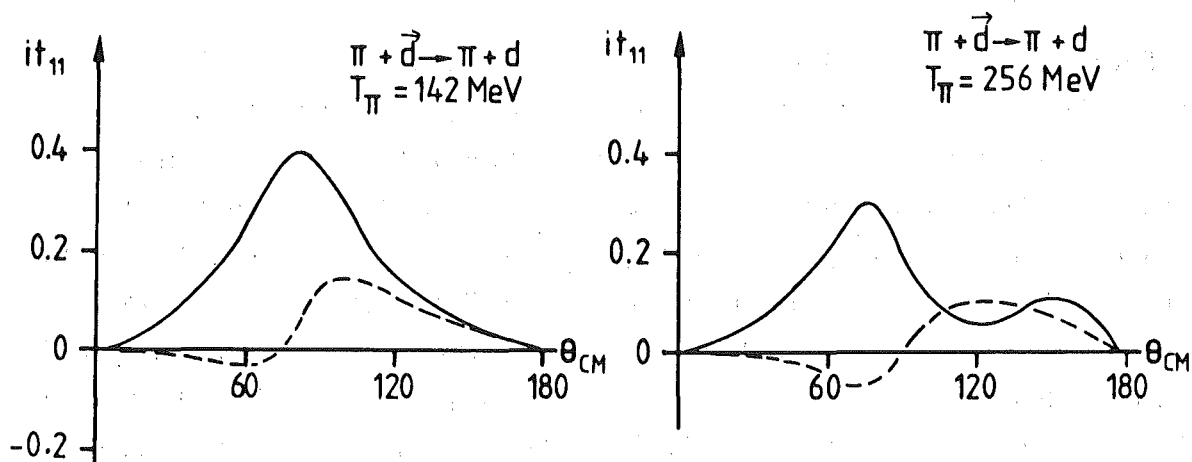


Abb. 2.10 Die Vorhersagen der Vektoranalysierstärke it_{11} im Dreikörperformalismus stimmen zwischen Giraud et al. (Gir 78) und Rinat et al. (Rin 79) überein, solange die Absorption (siehe Abb. 2.11) nicht berücksichtigt ist. Gezeigt ist der Einfluß der nichtresonanten πN Partialwellen. Durchgezogene Kurve: alle S und P Partialwellen, außer P_{11} ; gestrichelte Kurve: nur die P_{33} πN Welle.

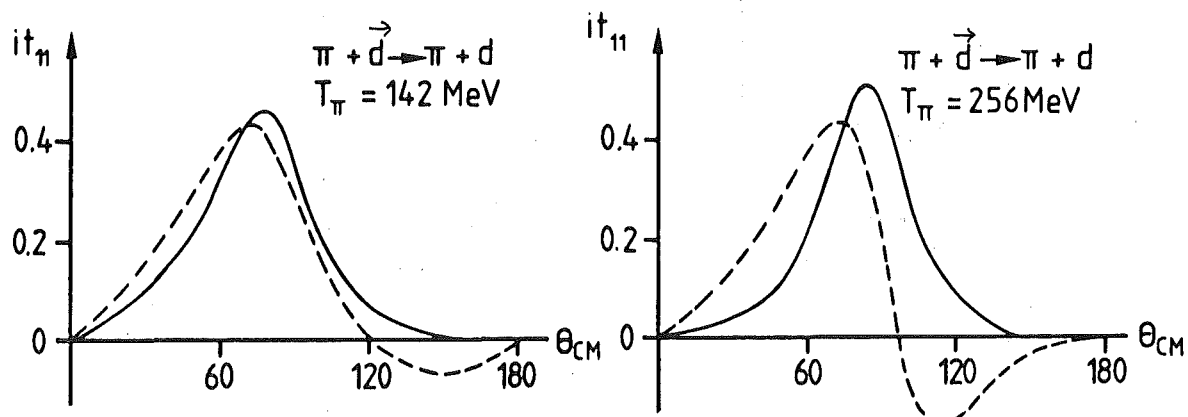


Abb. 2.11 Der Einschluß der Pionabsorption führt bei Giraud et al. (Fay 80, durchgezogene Kurve) zu Abweichungen gegenüber den Vorhersagen von Thomas et al. (Rin 79, gestrichelte Kurve) für die Analysierstärken.

Das phänomenologische Modell von Betz und Lee

Betz und Lee (Bet 81) konstruierten ein phänomenologisches Modell der Wechselwirkung zwischen Pionen, Nukleonen und Δ Isobaren. Der zugehörige Hilbertraum wurde aus NN , $N\Delta$ und $NN\pi$ Zuständen aufgebaut. Folgende Wechselwirkungsmechanismen waren zugelassen: Ein $\Delta \rightleftharpoons N$ Vertex im $\pi N P_{33}$ Kanal, Zweikörperwechselwirkungen $\pi N \rightarrow \pi N$, $NN \rightarrow NN$, $N\Delta \rightarrow N\Delta$ und $NN \rightleftharpoons N\Delta$. Die Wechselwirkungen πN und NN werden als separable Potentiale parametrisiert. Die Parameter werden durch Anpassung der πN Streuphasen für $\ell \leq 1$ bis 300 MeV und durch Anpassung der NN Streuphasen für $\ell \leq 4$ bis 800 MeV festgelegt. In diesem Modell berechneten Betz und Lee die Observablen der elastischen πd Streuung im $\Delta(3,3)$ Bereich. Die πN Wechselwirkungen wurden auf die dominante P_{33} Wechselwirkung beschränkt (Δ Dominanz) und die Pionabsorption berücksichtigt. In Abb. 2.12 sind die Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gezeigt. Die Vorhersagen der Analysierstärke bei 142 MeV und 256 MeV weisen große Ähnlichkeit mit den Vorhersagen des D^* Modells auf (Abb. 2.13).

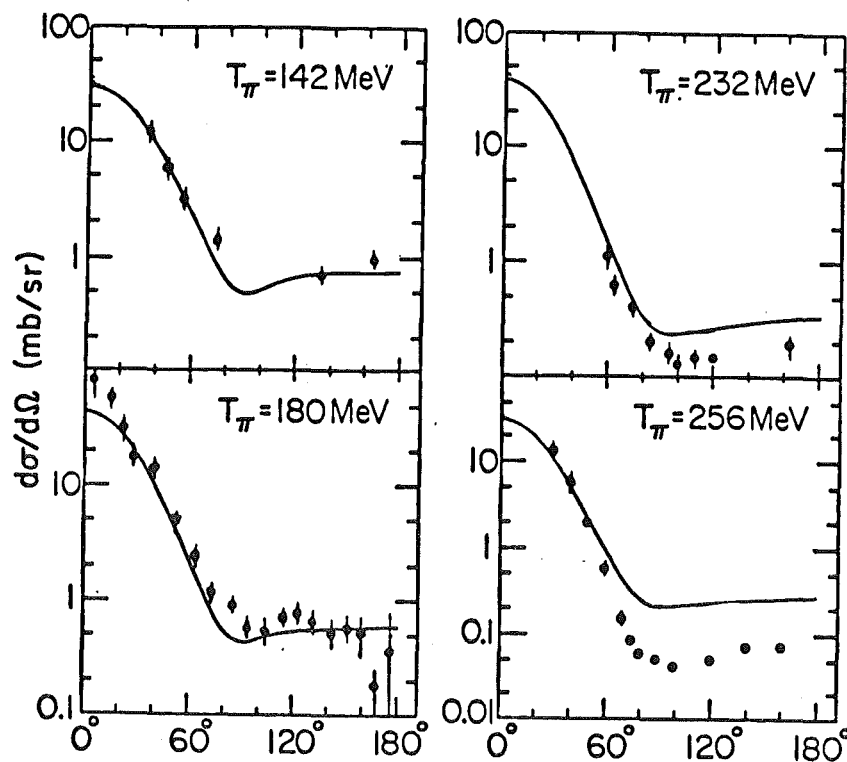


Abb. 2.12 Die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Modell von Betz und Lee (Bet 81).

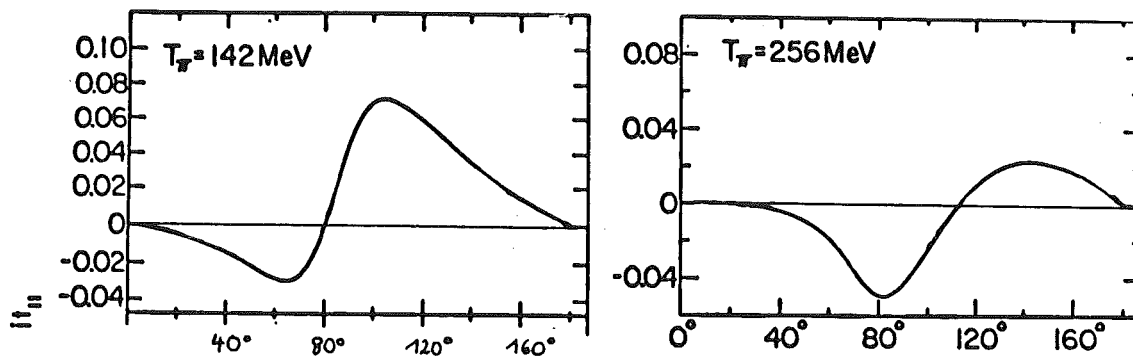


Abb. 2.13 Die Vorhersagen der Vektoranalysierstärke i_{11} im Modell von Betz und Lee.

2.3 DIBARYONEN (2_B) IN DER ELASTISCHEN π D STREUUNG

Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte für Proton-Proton-Streuung mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target am ANL (Argonne National Laboratory) zeigten im Bereich $p_{\text{Lab}} \approx 1.5$ GeV/c (das entspricht etwa einer Gesamtmasse von 2.3 GeV) unerwartete Strukturen (Aue 77, Aue 78). Die experimentellen Daten wurden unter anderem in Dispersionsanalysen (Gre 78) und Phasenanalysen (Hos 77) untersucht. Arganddiagramme der 3F_3 Partialwelle zeigen ein Breit-Wigner-Verhalten und legen die Existenz einer 3^- Dibaryonresonanz bei 2.26 GeV mit einer Breite $\Gamma \approx 150$ MeV und einer Elastizität $\Gamma_{\text{el}} / \Gamma \approx 0.2$ nahe. Resonanzähnliches Verhalten zeigt auch die 1D_2 Partialwelle; dies würde auf eine 2^+ Dibaryonresonanz bei 2.17 GeV hindeuten. Die Möglichkeit einer weiteren 0^+ oder 4^+ Resonanz wurde für 2.43 GeV vorgeschlagen. Eine Zusammenfassung der genannten Experimente und ihrer Analysen ist von Hidaka und Yokosawa (Hid 80) ausgearbeitet.

Dibaryonresonanzen haben vor allem deswegen die besondere Aufmerksamkeit auf sich gezogen, weil ein Zusammenhang mit im MIT Bag Modell vorhergesagten Sechsquarksystemen vermutet wird (Jaf 77). Im einfachen Quarkmodell (Kok 69) konnten viele Eigenschaften der Hadronen erklärt werden. Allerdings waren

keine Aussagen über die Massen der einzelnen Hadronen und über exotische Baryonen (z.B. $q^4\bar{q}$) oder Dibaryonen (q^6) möglich. Das lag daran, daß die Wechselwirkung der Quarks untereinander nicht bekannt war. Seit einigen Jahren glaubt man jedoch, daß Quarks Farbe tragen und die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch Austausch farbiger Gluonen stattfindet. Auf gewöhnliche Hadronen (Mesonen und Baryonen) hat diese neue Eigenschaft "Farbe" keine direkten Auswirkungen, da nur jeweils eine bestimmte Farbkombination farbneutrale Mesonen und Baryonen ergibt. Dies gilt allerdings nicht mehr für Sechsquarkzustände. Es können dort quasistabile Zustände gebildet werden, die aus je 2 entgegengesetzt gefärbten Untergruppen von Quarks bestehen und die nach außen hin farbneutral sind. Es wurde nun theoretisch gezeigt (Jaf 77, Mul 78, Aer 78, Myh 79), daß man einige Sechsquarkzustände mit relativ niedrigen Massen erwarten kann, die man dann in der Proton-Proton-Streuung gefunden zu haben glaubte. Da alle Analysen ergaben, daß die vermuteten 2B Resonanzen im NN Kanal stark inelastisch sind, muß eine starke Kopplung an die beiden einzig erlaubten inelastischen Kanäle πd und πnp erfolgen. In diesen Kanälen sollten sich dann ebenfalls Dibaryonresonanzen zeigen. Grein et al. (Gre 80) haben zwar berechnet, daß die Kopplung an den πd Kanal schwächer ist als an den πnp Kanal, doch ist die Theorie des "nichtresonanten" Anteils der elastischen πd Streuung (also die elastische Streuung ohne Dibaryoneffekte) bisher eingehender untersucht. Daher sind in diesem Kanal verlässlichere Vorhersagen möglich. Die vermutete 1D_2 Resonanz würde man bei etwa 155 MeV, die 3F_3 bei etwa 245 MeV und die 1G_4 bei etwa 415 MeV Pioneneinschubenergie erwarten. Da man für die Breiten der Dibaryonen 100 MeV bis 200 MeV annimmt, sollten sie über einen relativ weiten Energiebereich beobachtbar sein.

Kubodera et al. (Kub 79, Kub 80) haben den Einfluß dieser Dibaryonen auf die Vektoranalysierstärke der elastischen πd Streuung untersucht. Die Autoren gingen davon aus, daß der überwiegende Anteil an der πd Streuung durch das Fadejewmodell zuverlässig beschrieben wird. Dieser "nichtresonanten Untergrundstreuung" mischten sie rein phänomenologisch Breit-Wigner-Resonanzen mit den Dibaryonquantenzahlen bei, die aus der NN Streuung gewonnen wurden. In Abb. 2.14 sind die Vorhersagen dieser Rechnung für die Analysierstärke bei 142 MeV und 256 MeV dargestellt. Unbekannt ist allerdings, welchen Bahndrehimpuls das emittierte Pion nach dem Zerfall des Dibaryons mit Spin J mitnimmt. Hier sind Resultate für die beiden erlaubten Bahndrehimpulse $l_\pi = J-1$ und $l_\pi = J+1$ sowie deren inkohärenter Mischung im Verhältnis 1:1 gezeigt. Andere Mischungsverhältnisse sind nicht ausgeschlossen.

Auch Kanai et al. (Kan 78,79,80,81) berechneten die Auswirkungen der ${}^2\text{B}$ Resonanzen auf die elastische πd Streuung. Allerdings beschrieben sie die "nichtresonante Untergrundstreuung" durch die Glaubernäherung. Sie mischten ebenfalls phänomenologisch Breit-Wigner-Resonanzen bei, legten jedoch nur Spin und Parität dieser Resonanzen fest. Die Massen, die totalen Breiten, die Kopplung und die Phase jeder ${}^2\text{B}$ Resonanz wurden als freie Parameter benutzt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen πd Streuung anzupassen. In Tabelle 2.1 sind die durch diese Anpassung festgelegten Quantenzahlen für die Dibaryonresonanzen zusammengefaßt. Damit konnten die Vektoranalysierstärken für 142 MeV und 256 MeV vorausgesagt werden (Abb. 2.15).

Ein Vergleich der beiden Abbildungen 2.14 und 2.15 zeigt, daß sich die mögliche Anregung von Dibaryonresonanzen in der elastischen πd Streuung als drastischer Effekt in der Struktur der Vektoranalysierstärke für die Pion-Deuteron-Streuung bemerkbar macht. Dieser Effekt ist unabhängig von der Behandlung des "nichtresonanten" Untergrundes. Bei gleichen Zerfallskopplungen liefern beide Theorien (Fadejewrechnung mit Dibaryonresonanzen bzw. Glauberrechnung mit Dibaryonresonanzen) nahezu übereinstimmende Vorhersagen. Damit ist der Einfluß von Dibaryonen zum ersten Mal als drastischer Effekt "modellunabhängig" vorausgesagt. Der elastischen πd Streuung fällt damit eine herausragende Rolle beim Nachweis von Dibaryonresonanzen zu.

J^P	Masse (GeV)	Γ_0 (MeV)	Γ_1 (MeV)	Γ_2 (MeV)
2^+	2.13	84	0.8	19.4
3^-	2.26	178	7.9	0.7
4^+	2.51	153	0.0	3.3

Tab.2.1 Die Massen, die totalen Breiten Γ_0 , die Zerfallsbreiten Γ_1 [${}^2\text{B}(J) \rightarrow \pi\text{d}$ ($\mathcal{L}_\pi = J + 1$)] sowie die Zerfallsbreiten Γ_2 [${}^2\text{B}(J) \rightarrow \pi\text{d}$ ($\mathcal{L}_\pi = J - 1$)], von Kanai et al. (Kan 80) durch Anpassen des differentiellen Wirkungsquerschnitts berechnet.

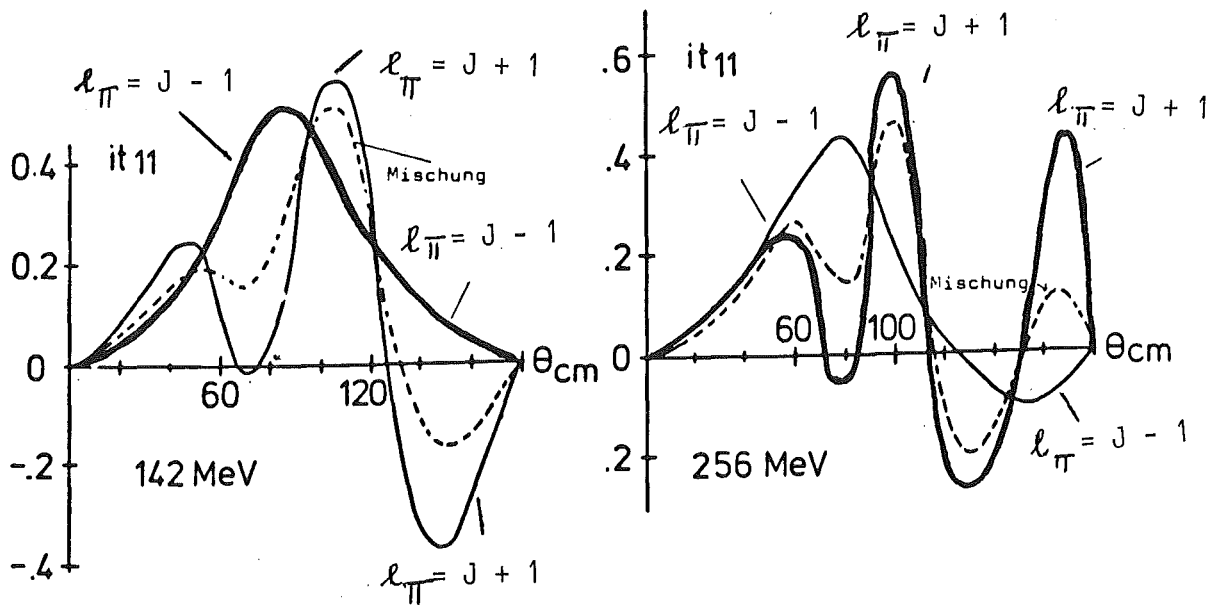


Abb.2.14 Die Vorhersagen der Analysierstärke it_{11} von Kubodera et al. (Kub 79). Einem "Untergrund" von Fadejewamplituden (vgl. Abb.2.10) werden Dibaryonen beigemischt. Dargestellt sind Vorhersagen für die beiden reinen Zerfälle ${}^2B(J) \rightarrow \pi d$ ($l_{\pi} = J \pm 1$) und deren (inkohärenter) Mischung ($l_{\pi} = J + 1$):($l_{\pi} = J - 1$) = 1 : 1

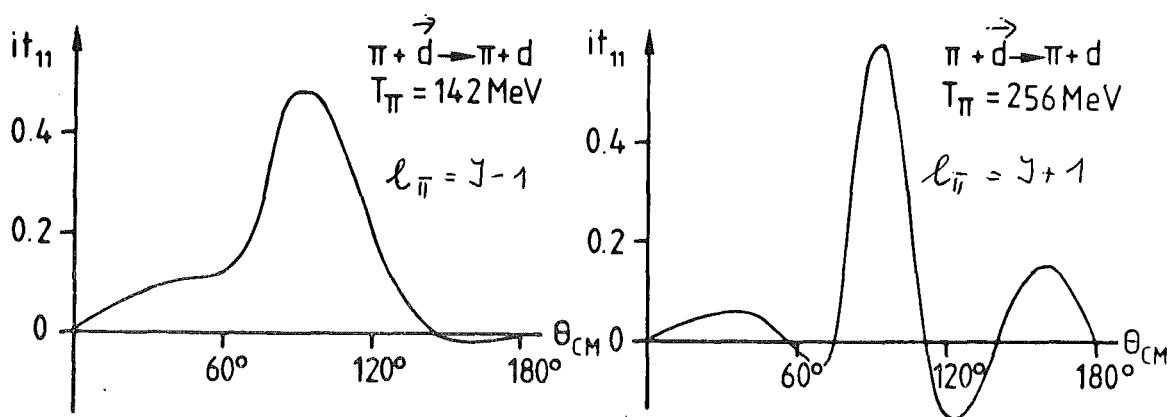


Abb.2.15 Die Vorhersagen der Analysierstärke von Kanai et al. (Kan 80). Zu einem Untergrund von Glauberamplituden werden Dibaryonen addiert (siehe Text).

2.4 ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Kapitel wurden in Abschnitt 2.1 und Abschnitt 2.2 mehrere theoretische Ansätze für die Beschreibung der Pion-Deuteron-Streuung im $\Delta(3,3)$ Bereich aufgezeigt. Diese bewegen sich in konventionellen Vorstellungen und berechnen die πd Streuung als die Wechselwirkung eines einfallenden Pions mit den beiden Nukleonen im Deuteron. Alle Näherungen beschreiben den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitt, abgesehen von einem Minimum der Daten um 100° CM bei 256 MeV und 292 MeV, das in keiner Theorie reproduziert wird. Um diese Diskrepanzen zu erklären, wurde die Anregung von Dibaryonresonanzen als neuer Mechanismus in die Berechnung der πd Streuung einbezogen (Abschnitt 2.3).

Bei der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird über den Deuteronspin im Eingangs- und Ausgangskanal gemittelt und summiert. Durch diese Spinmittelung geht Information über die innere Dynamik der Reaktionsprozesse verloren. Deswegen sind sich die Resultate verschiedener Theorien für den Wirkungsquerschnitt ähnlich.

Aufschluß über die Richtigkeit theoretischer Modelle kann nur durch eine Überprüfung der Vorhersagen von Polarisationsmeßgrößen gewonnen werden. Die oben vorgestellten theoretischen Näherungen unterscheiden sich stark in ihren Ergebnissen für die Vektoranalysierstärke der πd Streuung. In den meisten Fällen reichen bereits wenige Meßpunkte aus, um ein Modell zu bestätigen oder zu verwerfen. Die Messung der Vektoranalysierstärke it_{11} sollte daher zur Klärung folgender Fragen beitragen:

1. Wie gut kann das Dreikörperproblem der πd Streuung durch Zweikörperformalismen beschrieben werden?
2. Verläuft die elastische πd Streuung über Anregung von D^* (ΔN) Zuständen? Sind Aussagen über die ΔN Wechselwirkung möglich?
3. Wie stark sind die Beiträge der nichtresonanten πN Partialwellen?
4. Beeinflußt die Pionabsorption die elastische πd Streuung?
5. Werden Vielfachstreuterme (> 2) zur Beschreibung der Streuung benötigt?
6. Zeigen sich im πd Kanal Einflüsse von Dibaryonen?
7. Wenn ja, welche Drehimpulskopplungen liegen beim Zerfall von 2B Resonanzen in den πd Kanal vor?

3. DAS PRINZIP DER MESSUNG DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE it_{11}

Die Vektoranalysierstärke der elastischen πd Streuung kann prinzipiell sowohl in einem Doppelstreuexperiment als auch in einem Experiment mit einem polarisierten Target bestimmt werden.

In einem Doppelstreuexperiment (Abb.3.1) werden Pionen an einem unpolarisierten Deuterontarget elastisch gestreut. Die Polarisation der Rückstoßdeuteronen wird in einer zweiten Streureaktion bestimmt. Der entscheidende Nachteil dieser Methode besteht in der Notwendigkeit einer Eichmessung $\vec{d} + A \rightarrow d + A$ ($A = \text{Analysatorkern}$) und der geringen Zählrate. Ein solches Experiment wird zur Zeit von Holt et al. (Hol 79, Hol 81) zur Bestimmung der Tensoranalysierstärke durchgeführt.

In einem Streuexperiment mit einem polarisierten Deuterontarget (Abb.3,2) werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische πd Reaktion bei Orientierung des Spins parallel (Spin +) bzw. antiparallel (Spin -) zur Streunormalen gemessen. Dazu ist eine geeignete Apparatur nötig, die es gestattet, die Deuteronspins auszurichten. Da in einem Einfachstreuexperiment erheblich höhere Zählraten gemessen werden, und da am SIN das technische "know how" für die Polarisation von Protonen vorhanden war, wurde im vorliegenden Experiment it_{11} nach dieser Methode bestimmt.

Die Vektoranalysierstärke it_{11} ist im Rahmen der "Madisonkonvention" (Mad 70) definiert, siehe dazu Abb.3.2. Ein Magnetfeld zeige am Ort des Deuterontargets in Richtung der Streunormalen. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die magnetischen Unterzustände $m = 1, 0, -1$ werden mit N^+, N^0 und N^- bezeichnet. Man spricht von einem vektorpolarisierten Target, wenn die Vektorpolarisation

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^0 + N^-} \neq 0 \quad \text{ist.}$$

Dann berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Targetspin (+) ($N^+ > N^-$) bzw. Targetspin (-) ($N^- > N^+$) nach Gleichung 3.1.

Gl.3.1

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\pm} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{unpol}}(\theta) \left(1 \pm \frac{2}{\sqrt{3}} P it_{11}(\theta) \right)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{unpol}}(\theta) = \text{unpolarisierter Wirkungsquerschnitt für Streuwinkel } \theta$$

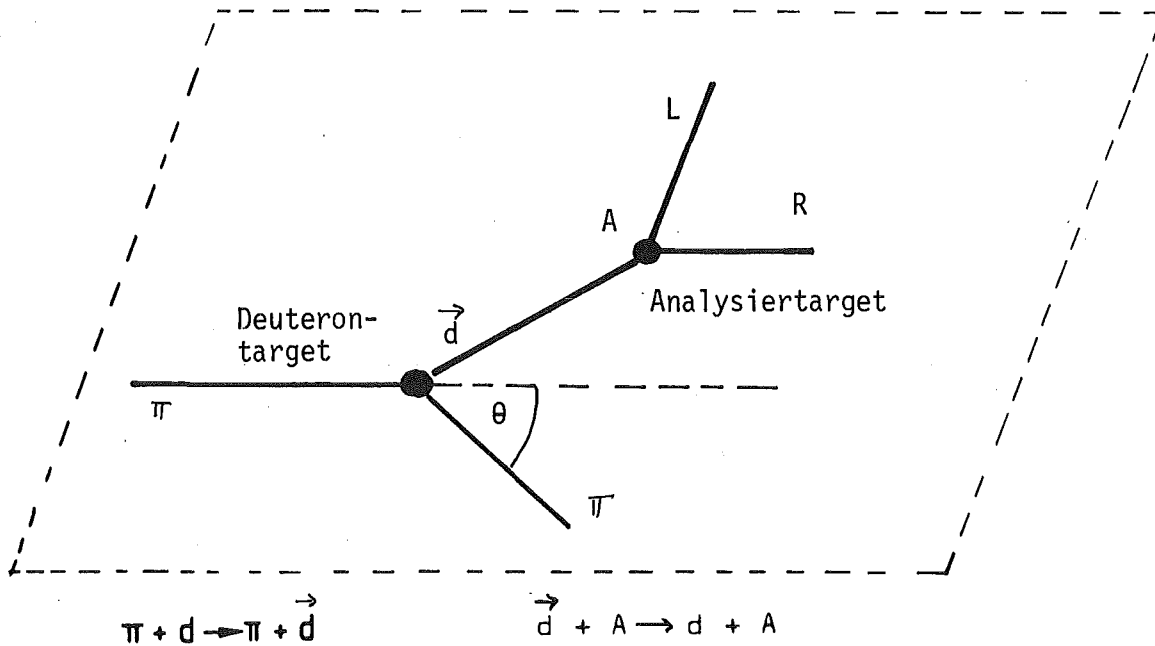


Abb.3.1 Prinzip eines Doppelstreuexperimentes zur Bestimmung der Vektoranalysierstärke in der elastischen πd Streuung. Die Polarisation der Rückstoßdeuteronen wird durch die Messung der Links-Rechts-Asymmetrie der Reaktion $\vec{d} + A \rightarrow d + A$ bestimmt.

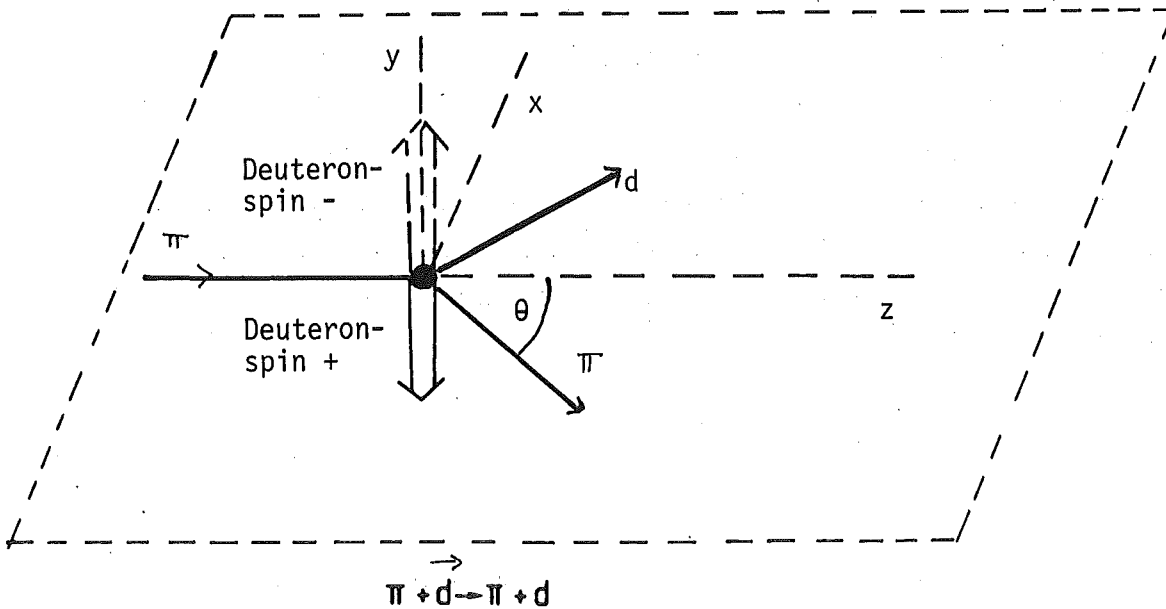


Abb.3.2 Prinzip eines Experiments zur Messung der Vektoranalysierstärke mit einem polarisierten Deuteron-target.

Daraus kann die gesuchte Meßgröße it_{11}^* berechnet werden.

G1.3.2

$$it_{11}(\theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{P} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+(\theta) - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+(\theta) + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-(\theta)}$$

Die Bestimmung der Vektoranalysierstärke it_{11} erfordert also neben der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Spin (+) bzw. Spin (-) auch die Messung der Targetpolarisation P. Abb 3.3 zeigt den Versuchsaufbau im Umfeld des Streutargets als Draufsicht. Die Außenwand des zur Spinorientierung benötigten Kryostaten ist als Kreis dargestellt (Kap. 4). In dessen Zentrum befindet sich die das Deuteron enthaltende Targetzelle ($18 \times 18 \times 5 \text{ mm}^3$), die von einem Magnetfeld umgeben ist, dessen Stärke 25 Tesla beträgt. Pionen einer Einschußenergie von 142 MeV bzw. 256 MeV, die ohne Streuung das Magnetfeld durchqueren, werden um 25.6 bzw. 17.3° abgelenkt. Die relativ kleine Targetzelle und die Krümmung der Trajektorien verlangen einen scharf gebündelten Pionenstrahl. Um die elastische Streuung an Deuteronen sauber von Untergrundstreuungen abtrennen zu können, müssen die gestreuten Pionen mit guter Energieauflösung nachgewiesen werden. Dazu eignet sich das SUSI Spektrometer. Ein Deuteronrückstoßzähler erleichtert die Analyse der Daten und gewährleistet eine hohe Zuverlässigkeit der Resultate (Kap. 5).

* Die Vektoranalysierstärke it_{11} ist mit der früher häufig verwendeten "kartesischen" Analysierstärke A_y wie folgt verknüpft:

$$A_y = \frac{2}{3} it_{11}$$

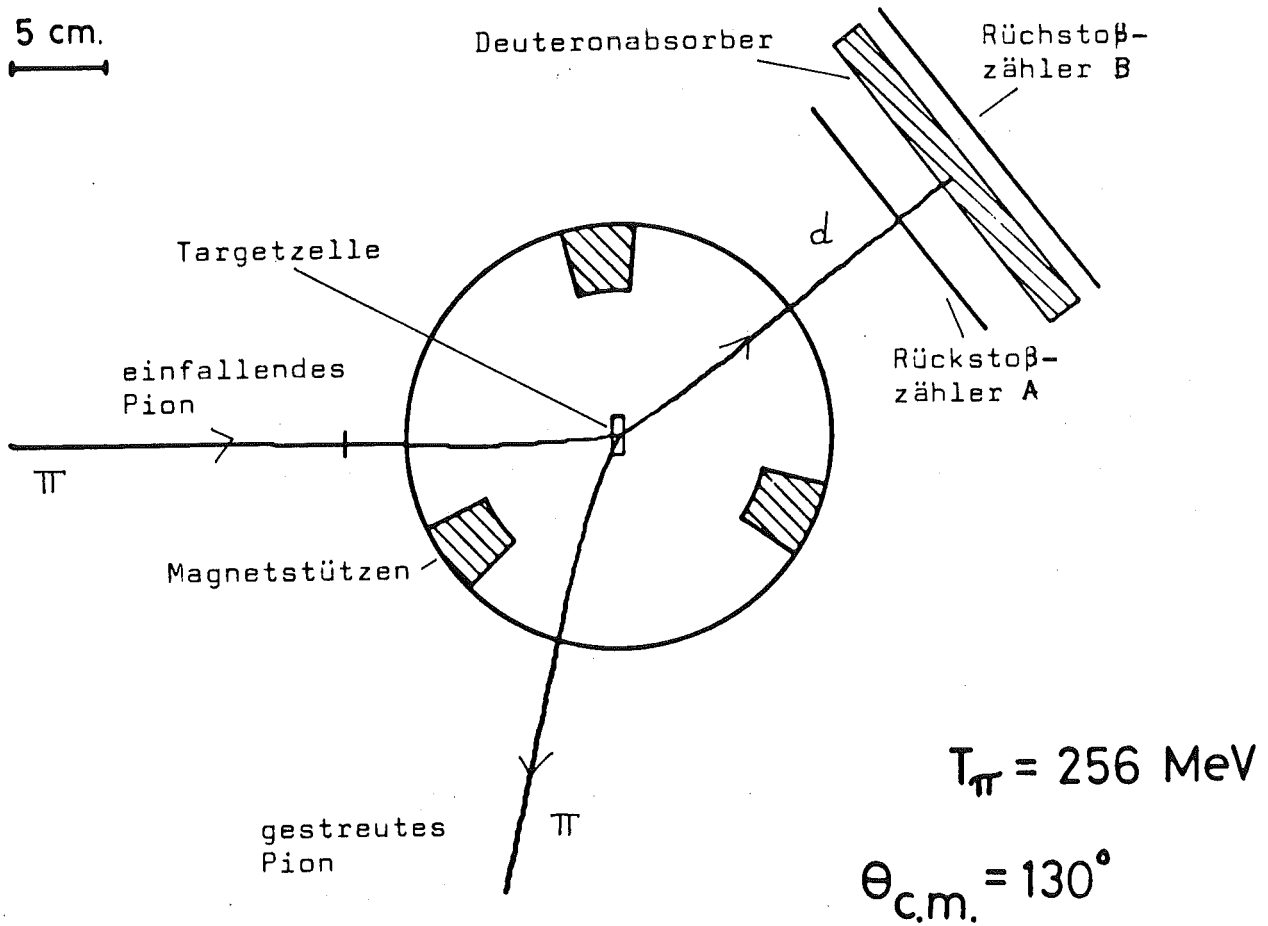


Abb.3.3 Die schematische Versuchsanordnung im Umfeld der Targetzelle. Als Beispiel ist die Streuung bei $T_{\pi} = 256 \text{ MeV}$ $\theta_{CM} = 130$ eingezeichnet.

4. DAS POLARISIERTE DEUTERONTARGET

Deuteronen besitzen einen Spin $I = 1$ und ein magnetisches Moment μ . In einem in z-Richtung orientierten Magnetfeld H erzeugt die Zeemanwechselwirkung $\mathcal{H}_Z = -\underline{\mu}H$ drei Unterniveaus ($m=1,0,-1$) mit dem konstanten Energieabstand $\Delta E = \mu H$. Die Vektorpolarisation ist als Erwartungswert $P = \langle I \rangle / I$ definiert. Wenn man unter N^+, N^0, N^- die Anzahl der Teilchen in den jeweiligen magnetischen Unterzuständen $m=1, 0, -1$ versteht, so gilt für P:

Gl.4.1

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^0 + N^-}$$

Befinden sich die Deuteronen im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung (Temperatur T), so gehorchen die Besetzungszahlen für die Unterniveaus $m=1$ (mit Energie E^+) und $m=-1$ (mit Energie E^-) dem Boltzmanngesetz:

$$\frac{N^-}{N^+} = e^{-\frac{E^- - E^+}{kT}} = e^{-\frac{2\mu H}{kT}}$$

Einsetzen in Gl.4.1 liefert für die Deuteronpolarisation:

Gl.4.2

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^0 + N^-} = \frac{4 \tanh\left(\frac{\mu H}{2kT}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{\mu H}{2kT}\right)}$$

Um möglichst große Werte für die Polarisation zu erhalten, sind große Magnetfelder und tiefe Temperaturen nötig. Bei den heute für Hochenergieexperimente standardmäßig erreichbaren Werten von 2.5T und 0.5 K erhält man eine Polarisation $P_d = 0.11\%$. Dieser als natürliche Polarisation bezeichnete Orientierungsmechanismus ist für Streuexperimente unbrauchbar. Da das magnetische Moment der Elektronen nahezu um einen Faktor 10^3 größer ist, hätten Elektronen unter gleichen äußeren Bedingungen (2.5 T bzw. 0.5 K) eine wesentlich höhere Polarisation $P_e \approx -99\%$. Die im vorliegenden Experiment benutzte Methode zur dynamischen Kernpolarisation beruht darauf, diese hohen Polarisationswerte der Elektronen auf die Kernspins zu übertragen.

4.1 DIE DYNAMISCHE KERNPOLARISATION

Eine diamagnetische Substanz enthalte eine kleine Konzentration an paramagnetischen "Zentren" mit der Larmorfrequenz ω_e . Im vorliegenden Fall wurden als diamagnetische Substanz deuterisiertes Butanol und als paramagnetische Zentren das Radikal Porphyrexid benutzt. Die Bestrahlung dieser Probe mit Mikrowellen einer Frequenz ω , die nicht genau der ESR Resonanzfrequenz entspricht, also $\omega = \omega_e \pm \delta$, wobei $|\delta| \ll |\omega_e|$, führt zu einer Vergrößerung der Deuteronpolarisation P_d . P_d ist dann erheblich größer als die natürliche Polarisation und erreicht in etwa die Größenordnung der Elektronenpolarisation. In Abb. 4.1 ist schematisch der dynamische Polarisationsprozess dargestellt. (Die zugrundeliegenden Polarisationsmechanismen sind in Anhang A 1 erläutert).

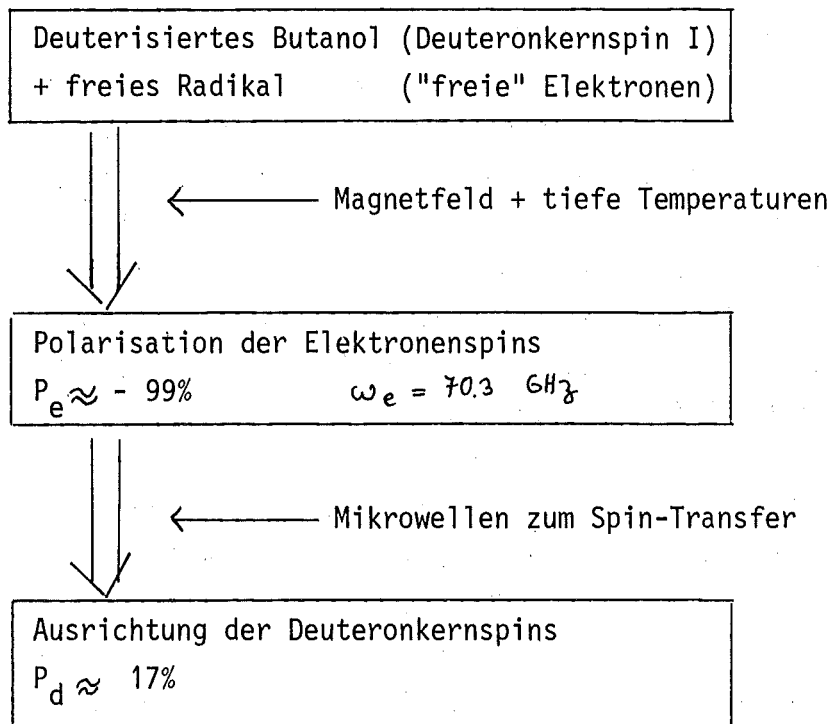


Abb. 4.1 Schematische Darstellung des dynamischen Polarisationsprozesses.

4.2 TECHNOLOGIE DES POLARISIERTEN DEUTERONTARGETS

Ein Deuterontarget zur dynamischen Kernpolarisation besteht aus den folgenden wichtigen Komponenten (siehe dazu Abb.4.2 und Abb.4.3):

- einer Probe, die neben Deuteronen auch geeignete paramagnetische Zentren besitzt
- einem statischen Magnetfeld (2.5 T)
- einem Kryogeniesystem (0.5 K)
- einem Mikrowellensystem (70.3 GHz)
- einer Nachweiselektronik zur Polarisationsmessung (NMR)

Als Targetprobe hat sich deuterisiertes Butanol C_4D_9OD bewährt. Diesem werden 5% schweres Wasser und 1% Porphyrexid beigemischt. Letzteres enthält ein nicht abgesättigtes (freies) Elektron. Um die Probe gut und gleichmäßig über das gesamte Targetvolumen zu kühlen, werden feste Kügelchen (\emptyset ca 2 mm) hergestellt, die in der Targetzelle von flüssigem 3He umspült werden. Bei den zur Verfügung stehenden Stromintensitäten ($< 0.5 \times 10^7 \pi^+ / cm^2 s$) zeigen sich auch nach mehrwöchigem Experiment keine meßbaren Strahlenschäden.

Das Magnetfeld von 2.5 T wird von einem supraleitenden Helmholtzspulenpaar erzeugt. Da die Spule über einen supraleitenden Schalter kurzgeschlossen und stündlich die sehr geringen Verluste ausgeglichen werden, sind die periodischenzeitlichen Schwankungen $\Delta B(t)/B$ kleiner als 5×10^{-5} . Am Ort der Targetzelle ist das Magnetfeld räumlich sehr homogen ($\Delta B(r)/B < 5 \times 10^{-5}$). Damit ist die zeitliche und räumliche Inhomogenität des Magnetfeldes kleiner als 0.1%. Dies reicht aus, um die Targetzelle gleichmäßig und konstant zu polarisieren.

Abb. 4.2 zeigt einen Querschnitt durch den verwendeten Kryostaten. Dieser besteht aus einem 3He Verdampferkryostaten, der konzentrisch in einen 4He -Bad-Kryostaten eingebaut ist. Der 4He -Bad-Kryostat, durch Abpumpen auf 2.2 K gehalten, kühlt das einströmende 3He Gas vor und verflüssigt es. Gleichzeitig liefert er für das supraleitende Spulenpaar die nötige Arbeitstemperatur. Flüssiges 4He wird aus einem Dewar nachgefüllt; das abgepumpte 4He Gas wird einer Rückgewinnungsanlage zugeführt. Das 3He zirkuliert dagegen in einem geschlossenen Kreislauf.

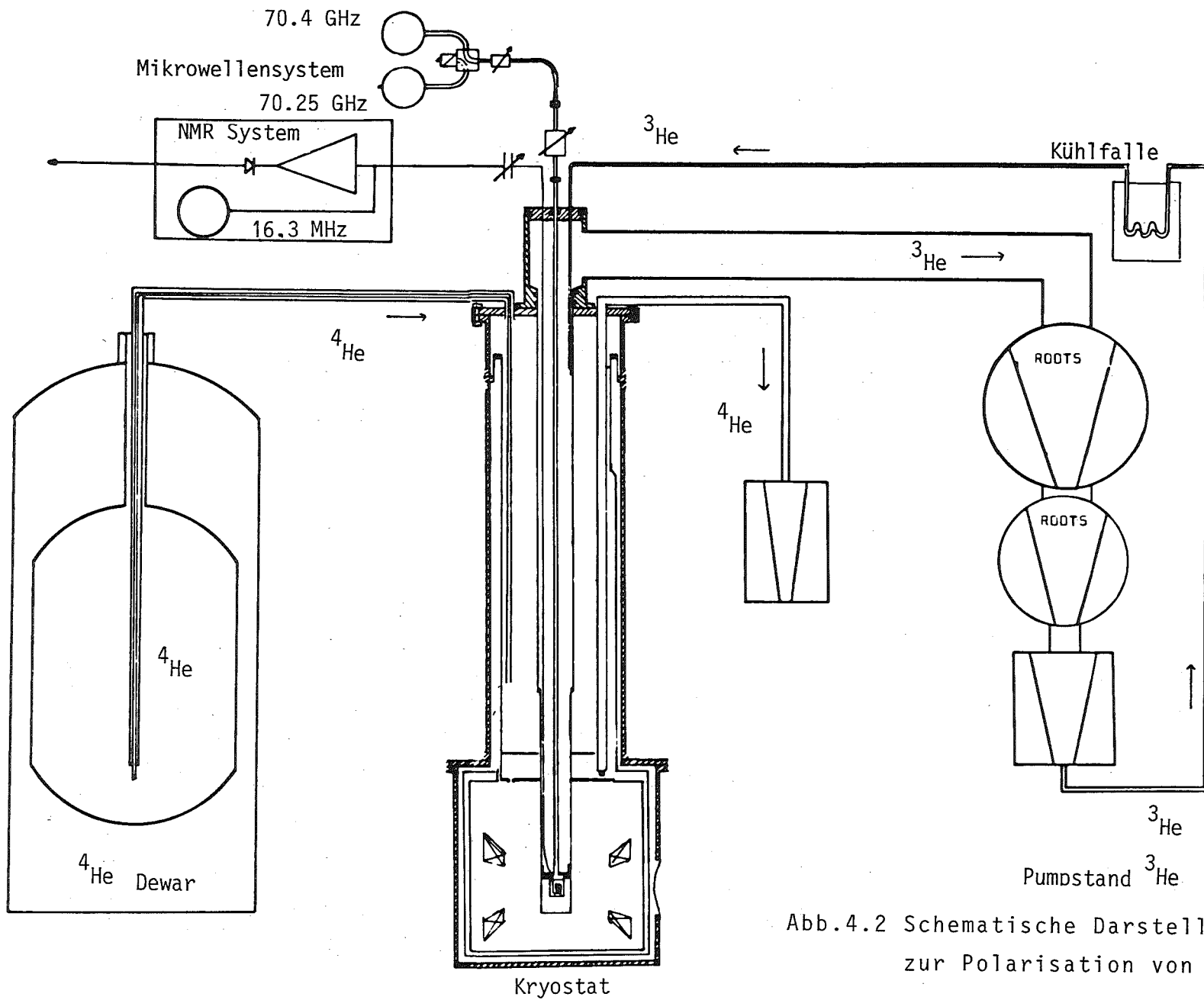


Abb.4.2 Schematische Darstellung der Apparatur zur Polarisation von Deuteronen.

Um zu vermeiden, daß sich Pumpenölrückstände im ^3He anhäufen und durch Gefrieren die Leitungen blockieren, ist eine Kühlfalle nötig (N_2 flüssig). Nachdem das eingepumpte gasförmige ^3He auf 2.2 K abgekühlt und verflüssigt ist, ergießt es sich aus einem Expansionsventil auf die Butanolkügelchen. Dieses ^3He Bad wird durch Abpumpen auf ca 0.5 K abgekühlt.

Die Mikrowellen werden durch zwei Festkörperdioden der Fa. Hughes Aircraft Company erzeugt. Die beiden Dioden werden kontinuierlich betrieben, die eine mit der Frequenz $\omega_{e+} \sigma'$ (≈ 70.4 GHz), die andere mit der Frequenz $\omega_{e-} \sigma'$ (≈ 70.2 GHz); siehe dazu Anhang A 1. Eine Weiche gibt je nach gewünschter Polarisationsrichtung den Weg frei für die entsprechende Mikrowellenfrequenz.

4.3 BESTIMMUNG DER POLARISATION

Nach Gleichung 3.2 ist die Vektoranalysierstärke it_{11} umgekehrt proportional zur Polarisations P. Eine genaue Kenntnis der Polarisations und deren eventueller Schwankungen ist daher unerlässlich. Zur Polarisationsmessung greift man auf Kernresonanzmethoden zurück. Man erzeugt mit einer Induktionsspule, die senkrecht zum äußeren Magnetfeld steht, ein Hochfrequenzfeld und beobachtet induzierte magnetische Dipolübergänge. Die unterschiedliche Besetzung der Niveaus führt zu einem Netto-Energieverlust in der Induktionsspule im Fall negativer Polarisations und einem Nettoenergiegewinn im Fall positiver Polarisations.

Dazu wird die Spule, die direkt um das Targetmaterial gewickelt ist, in Reihe mit einem variablen Kondensator geschaltet und an einen Hochfrequenzgenerator angeschlossen. Der Resonanzkreis wird auf die Larmorfrequenz ω_d der Deuteronen im 2.5 T Feld abgestimmt (16.3 MHz), und die Frequenz des Oszillators zwischen $\omega_d - 200$ kHz und $\omega_d + 200$ kHz moduliert. Die Ausgangsimpedanz des Oszillators ist groß gegenüber der Schwingkreisimpedanz, so daß der erzeugte Strom frequenzunabhängig ist. Damit ist die Spannung, die über dem LC Kreis abfällt, proportional zu dessen Impedanz. Letztere hängt nur von der in der Spule enthaltenen Substanz und deren Polarisationsgrad ab. Das läßt sich durch Einführen der komplexen, frequenzunabhängigen Suszeptibilität $\chi = \chi' - i\chi''$ beschreiben, die die Beziehung zwischen dem Hochfrequenzfeld und der makroskopischen Magnetisierung festlegt. Der Imaginärteil (absorptiver Teil) der Suszeptibilität ist proportional zur Besetzungszahldifferenz der beobachteten Zeemanniveaus;

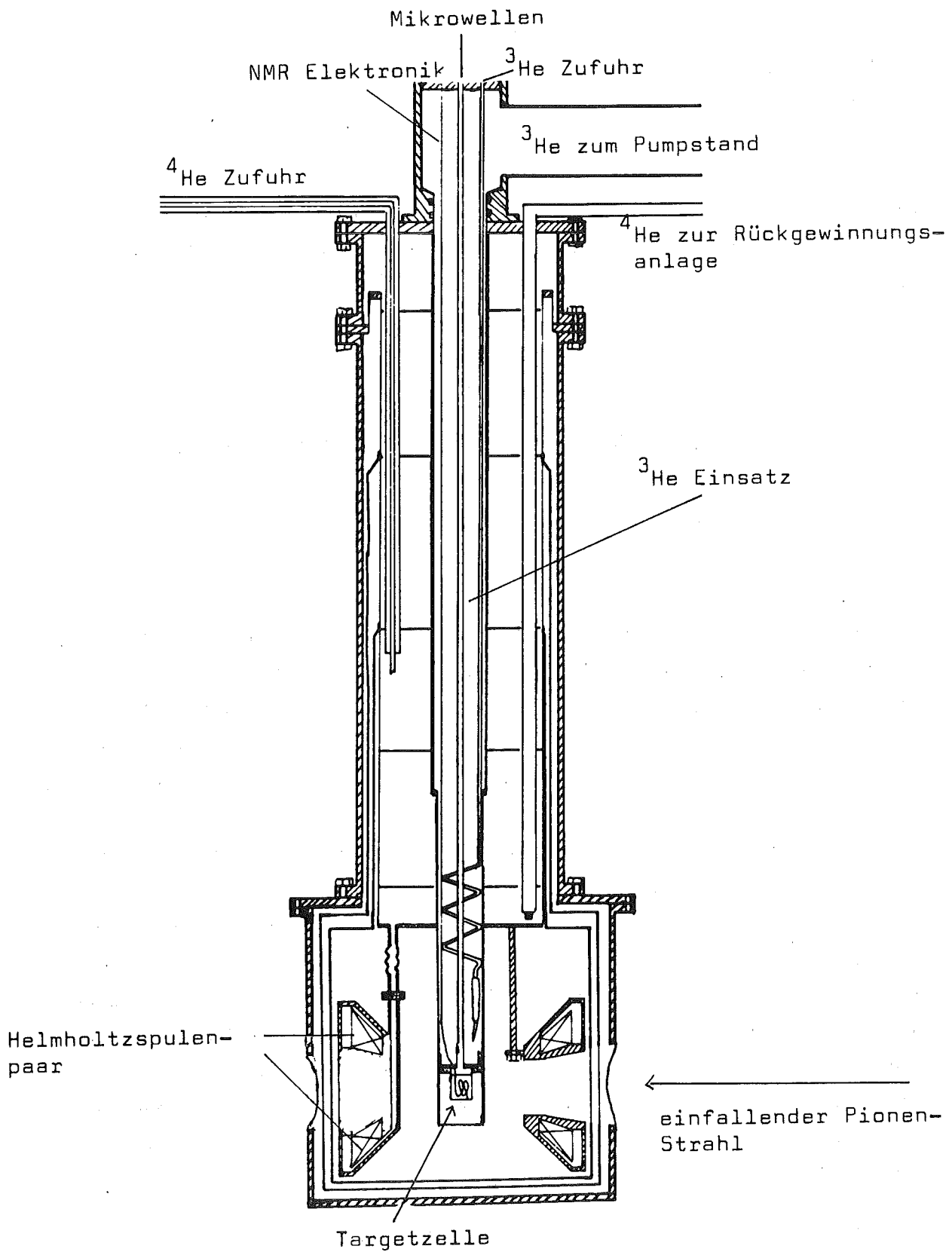


Abb.4.3 Querschnitt durch den ³He Verdampferkryostaten.

es gilt daher

$$\text{Gl.4.3} \quad P \sim \int_{\omega_d - \sigma}^{\omega_d + \sigma} \chi''(\omega) d\omega \quad \sigma \approx 200 \text{ kHz}$$

Gleichzeitig ist χ'' proportional zur Differenz der Impedanzen mit und ohne polarisierter Substanz im LC Kreis. Damit ist die Polarisation P proportional der Spannungsänderung

Gl.4.4

$$P = a \int V(\omega) - V_0(\omega) d\omega$$

$V(\omega)$ = Spannung über LC Kreis mit ausgerichteten Deuteronspins

$V_0(\omega)$ = Spannung über LC Kreis mit unpolarisierten Deuteronen

a = Proportionalitätskonstante

In Abb.4.4a und 4.4b sind die Deuteronenspinresonanzsignale (DMR) für die natürliche Polarisation und die dynamische Polarisation abgebildet. Die Signalaufnahme erfolgte in beiden Fällen mit einem sogenannten "Signal-averager". Die Signalhöhe für das natürliche Signal war so klein ($< 500 \mu\text{V}$), daß trotz sorgfältiger Messung dieses nicht rauschfrei aufgenommen werden konnte.

Zur Absoluteichung der Deuteronpolarisation eignen sich 2 Verfahren. Das erste benützt das natürliche Polarisationssignal als Eichsignal, das zweite berechnet die Polarisation aus der asymmetrischen Form des DMR Signals. Zur gegenseitigen Kontrolle wurden beide Verfahren angewandt. 1. Nach Gl.4.4 ist die Polarisation proportional dem Integral über einer Spannungsänderung. Aus der Temperatur T und dem Magnetfeld H läßt sich die natürliche Polarisation (Gl.4.2) berechnen. Damit kann die Fläche unter dem natürlichen Signal als Proportionalitätskonstante dienen, und der Absolutwert der dynamischen Polarisation läßt sich aus der Fläche unter seinem Signal direkt berechnen.

Gl.4.5

$$P_{\text{dyn}} = C \times P_{\text{nat}}$$

$$\text{mit } C = \frac{\int V_{\text{dyn}}(\omega) - V_0(\omega)}{\int V_{\text{nat}}(\omega) - V_0(\omega)}$$

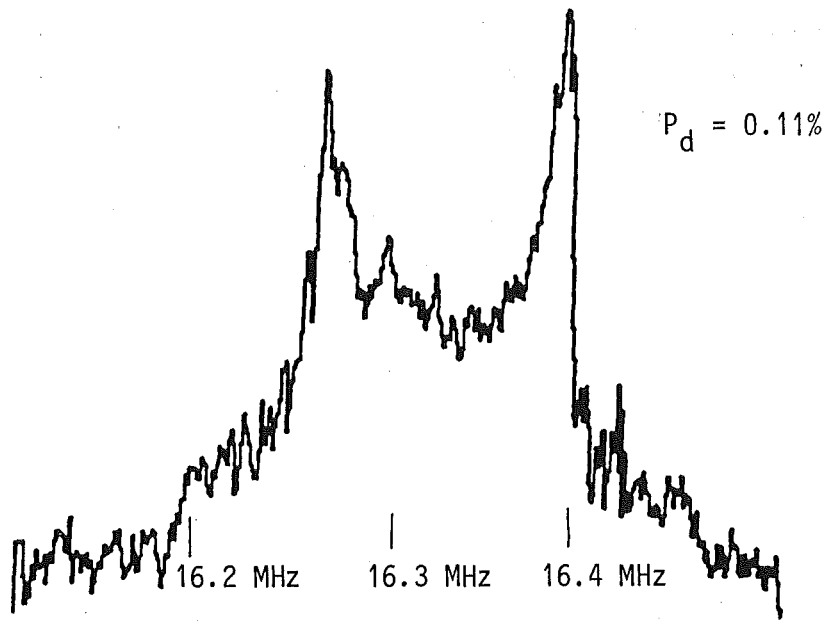


Abb.4.4a Das Deuteronresonanzsignal für die "natürliche" Polarisation

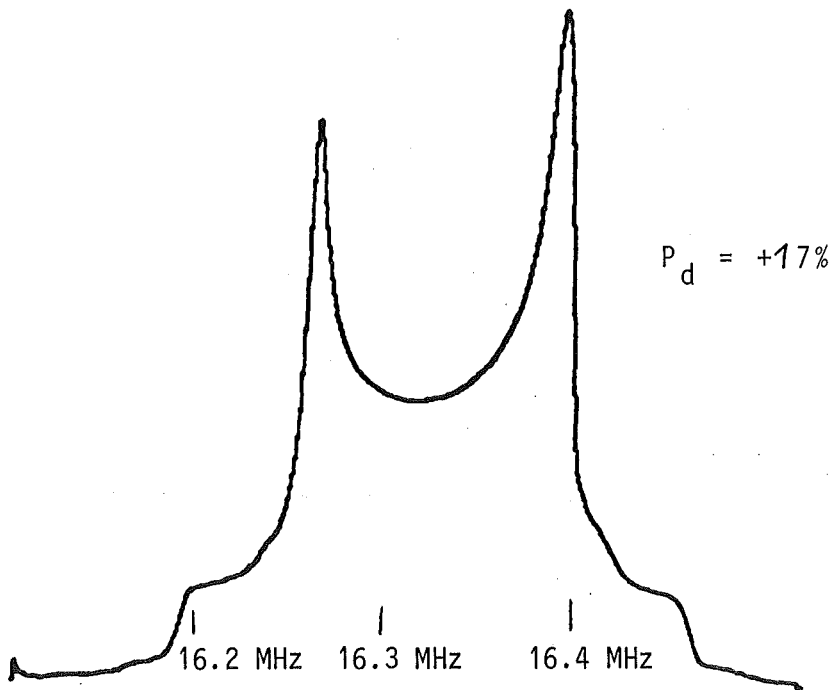


Abb.4.4b Das Deuteronresonanzsignal für die "dynamische" Polarisation.

2. Das Zustandekommen der Linienform des DMR Signals ist in Anhang A2 erklärt. In Abb.4.5 ist die Resonanzlinie schematisch als die Überlagerung zweier individueller Resonanzlinien, nämlich den Übergängen $m=0 \rightleftharpoons m=1$ und $m=-1 \rightleftharpoons m=0$, dargestellt. Die unterschiedliche Besetzung der magnetischen Unterzustände zeigt sich in einer asymmetrischen Form des DMR Signals. Das Verhältnis R der Intensitäten $m=0 \rightleftharpoons m=1$ zu $m=0 \rightleftharpoons m=-1$ ist mit der Polarisation P direkt verknüpft.

$$\text{Gl.4.6} \quad P = \frac{R^2 - 1}{R^2 + R + 1}$$

Die beiden in 1. und 2. vorgestellten Eichmethoden führten zu übereinstimmenden Ergebnissen innerhalb der vor allem durch das Rauschen und den Untergrund bedingten relativen Fehler von 10%. Bei Methode 1. kommt als weitere Unsicherheit die Temperaturmessung hinzu.

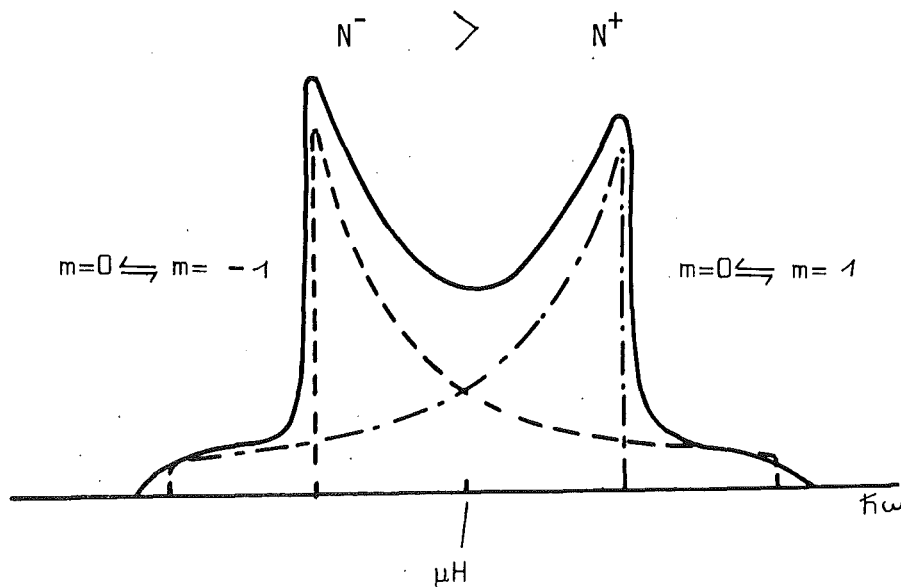


Abb.4.5 Die Deuteronresonanzlinie ist die Summe aus den beiden Resonanzübergängen $m=0 \rightleftharpoons m=1$ und $m=0 \rightleftharpoons m=-1$.

5. DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

5.1 DAS STRAHLFÜHRUNGSSYSTEM

Das vorliegende Experiment wurde am π M1 Kanal des SIN durchgeführt. Drei Gründe waren dafür ausschlaggebend:

1. Das Streutarget - die Targetzelle, die das deuterisierte Butanol enthält - ist 18 mm hoch, 18 mm breit und 5 mm tief. Daher benötigt man einen Pionenstrahl mit kleinem Strahlfleck.
2. Deuterisiertes Butanol enthält neben Deuteronen auch Kohlenstoff und Sauerstoff. Weiterhin befindet sich in der Probe Wasserstoff und ^3He . Die Targetzelle selbst ist aus Kupfer bzw. Teflon (H und F1) gefertigt. Um die Untergrundstreuungen sauber von der elastischen Streuung am Deuteron abtrennen zu können, ist man auf ein hochauflösendes Magnetspektrometer angewiesen.
3. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische π d Streuung ist in weiten Bereichen kleiner als 100 μb . Die Anzahl der Streuzentren (Deuteriumkerne) pro cm^2 beträgt etwa 2.2×10^{22} . Daher sind für die Durchführung des Experiments hohe Pionenströme erforderlich.

Diese drei Voraussetzungen sind am π M1 Kanal gegeben. Der Strahlfleck besitzt eine Größe von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ FWHM (Volle Halbwertsbreite) am Streutarget, die Pionenströme erreichen $2 \times 10^7 \pi^+/\text{s}$ und das Magnetspektrometer SUSI kann Energiespektren bis zu 700 keV auflösen.

In Abb.5.1 ist der Aufbau des π M1 Kanals dargestellt. Protonen einer Energie von 590 MeV erzeugen an einem Berylliumproduktionstarget (T_p) Pionen bis zu einer maximalen Energie von 390 MeV. Der Kanal akzeptiert Pionen in einem Impulsband $\Delta p/p \pm 1.5\%$ FWHM, wobei p der Zentralimpuls ist. Ein elektrostatischer Hochspannungsgenerator S eliminiert 99% aller Protonen aus dem einfallenden π^+ Strahl.

Der Impuls der einfallenden Pionen wird mit Hilfe einer Vieldrahtkammer C1 in der dispersiven Fokalebene I_M gemessen. Dazu wird der Strahl durch den Dipolmagneten D1 horizontal aufgefächert und durch 2 Quadrupollinsen auf die Kammer C1 fokussiert. Symmetrisch zum intermediären Fokus I_M sind zwei Quadrupolmagnete und ein Dipolmagnet D2 angeordnet, die den Strahl impulsmäßig wieder rekombinieren.

Ein weiteres Quadrupoldublett fokussiert dann den Strahl auf das Streutarget T_S . In Kammer C3 werden die Bahnkoordinaten gemessen, die man zur Berechnung des Streuwinkels benötigt.

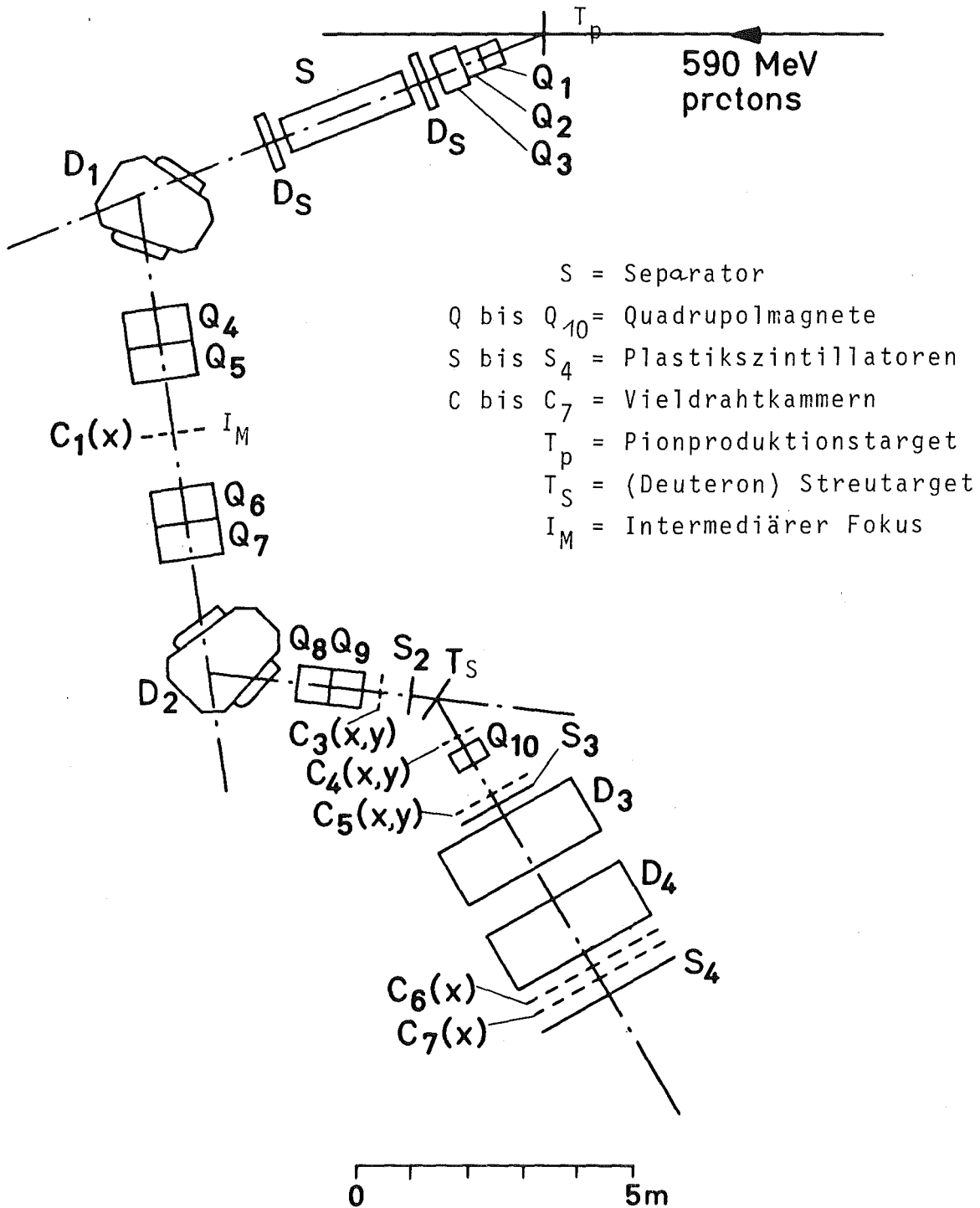


Abb.5.1 Schematische Skizze des π M1 Kanals und des SUSI-Spektrometers.

Das Magnetspektrometer SUSI ist aus einem Quadrupolmagneten und zwei Dipolmagneten A1 und A2 aufgebaut. Es ist um das Streutarget T_S drehbar montiert und kann einen Laborwinkel von 0° bis 134° überstreichen. Die gestreuten Pionen werden vertikal um 100° abgelenkt und auf 2m lange Fokalebene abgebildet. Zur Bestimmung des Impulses der gestreuten Pionen werden die Bahnkoordinaten in den Kammern C5, C6 und C7 benutzt. Neben den Koordinaten in C3 benötigt man auch die Bahnkoordinaten in C4 und C5 zur Streuwinkelberechnung.

Zur Bestimmung des Impulses der gestreuten Pionen und zur Bestimmung des Streuwinkels werden also neben den optischen Eigenschaften der Magnete auch die in Violdrahtkammern gemessenen Bahnkoordinaten herangezogen. Deshalb bezeichnet man das SUSI Spektrometer als "Hybridspektrometer". Die detaillierten Eigenschaften des Systems sind von Balsiger et al. (Bal 78) und Albanese et al. (Alb 79) beschrieben.

5.2 STRAHLEDETEKTOREN UND ZUGEORDNETE ELEKTRONIK

Die Violdrahtkammern

Die Kammer C1, die sich im intermediären Fokus befindet, und die 2m langen Drahtkammern C6 und C7 hinter dem Spektrometer besitzen nur eine Meßebeine aus parallel angeordneten Wolframdrähten. Die übrigen Kammern haben eine zweidimensionale Auslese (2 Meßebeinen aus parallelen Drähten, die gegenseitig um 90° gedreht sind). Da die Kammern im einfallenden Strahl einer hohen Pionenintensität (bis zu $3 \times 10^7 \pi^+/\text{s}$) ausgesetzt sind, wird ein schnelles Einzeldrahtausleseverfahren verwendet. Der gestreute Strahl besitzt eine niedrigere Intensität, es genügt daher zur Auslese ein langsames Delay-Line-System. Von Interesse sind nur die Pionen, die tatsächlich das Streutarget treffen ("Strahlereignis"), sowie jene, die zusätzlich das Spektrometer durchlaufen ("Streuereignis"). Zur Auslese dieser "guten" Ereignisse ist ein Triggersystem aus Plastikszintillatoren aufgebaut.

Die Szintillationszähler

Zwei Szintillationszähler S2 und S2' dienen als Nachweis dafür, daß Pionen auf das Streutarget treffen. S2 ist $3.5 \times 7.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ groß und steht ca 50 cm vor dem Streutarget. Mit dem elektrostatischen Separator werden nicht alle Protonen aus dem Strahl entfernt. Die restlichen 1 bis 2% niederenergetischer Protonen, die denselben Impuls wie die Pionen besitzen, sind stark ionisierend und geben im Zähler S2 ein größeres Signal ($\approx 2V$) als Pionen ($\approx 300mV$). Mit Hilfe eines Diskriminators können diese Protonensignale $S2^P$ elektronisch eliminiert werden. Die im Strahl vorhandenen Zerfallsprodukte der Pionen werden mit einem TOF- (time of flight) Fenster auf dem S2 Signal unterdrückt. Zur Zeitdefinition benutzt man das Protonensignal P. Es zeigt an, daß ein Protonenstrahlpaket auf das Produktionstarget traf. S2' ist ein $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ großer Szintillationszähler, der 20 cm vor dem Target angeordnet ist. Er begrenzt den einfallenden Strahl auf das Zentrum des polarisierten Targets. Als "Strahlereignis" definiert man in diesem Experiment die Koinzidenz $P \times S2 \times \overline{S2^P} \times S2'$. Im gestreuten Strahl befinden sich 2 Szintillatoren; S3 (1 mm dick) vor dem Spektrometer und S4 (4 mm dick) als letztes Glied der Nachweiskette hinter der Kammer C7. Die Koinzidenz $S3 \times S4$ ("Susiereignis") zeigt an, daß ein Teilchen durch das Spektrometer in die Fokalebene gelangte. S3 und S4 sind an beiden Enden mit Photovervielfachern bestückt. Um die Signale zu vergrößern, werden $S3^+$ und $S3^-$ linear überlagert. $S4^+$ und $S4^-$ sind in Koinzidenz geschaltet, um das Untergrundrauschen zu eliminieren.

Die S4 Signale und das S3 Summensignal werden zu Flugzeitmessungen herangezogen, um vor allem Myonen, die aus dem Pionenzerfall im Spektrometer stammen, zu unterdrücken.

Ein Teilchen, das sowohl die Strahlkoinzidenz als auch die Susikoinzidenz ausgelöst hat, bezeichnet man als "Streueignis" ($P \times S2 \times \overline{S2^P} \times S2' \times (S3 \times S4)$). Ist der Rechner zur gleichen Zeit frei für die Aufnahme neuer Daten (das sogenannte All $\overline{\text{Busy}}$ Signal anlag), so startet dieses Koinzidenzsignal die TDC's (Time to Digital Converter) und anschließend die Auslese der Camacspeicher.

In Abb.5.2 wird das Blockschaltbild für die Elektronik und den Datenfluß aufgezeigt. Die Signale der Koinzidenzlogik bzw. der Kameraauslese gelangen über Camac an die Steuereinheit, den PDP 11/45 Computer.

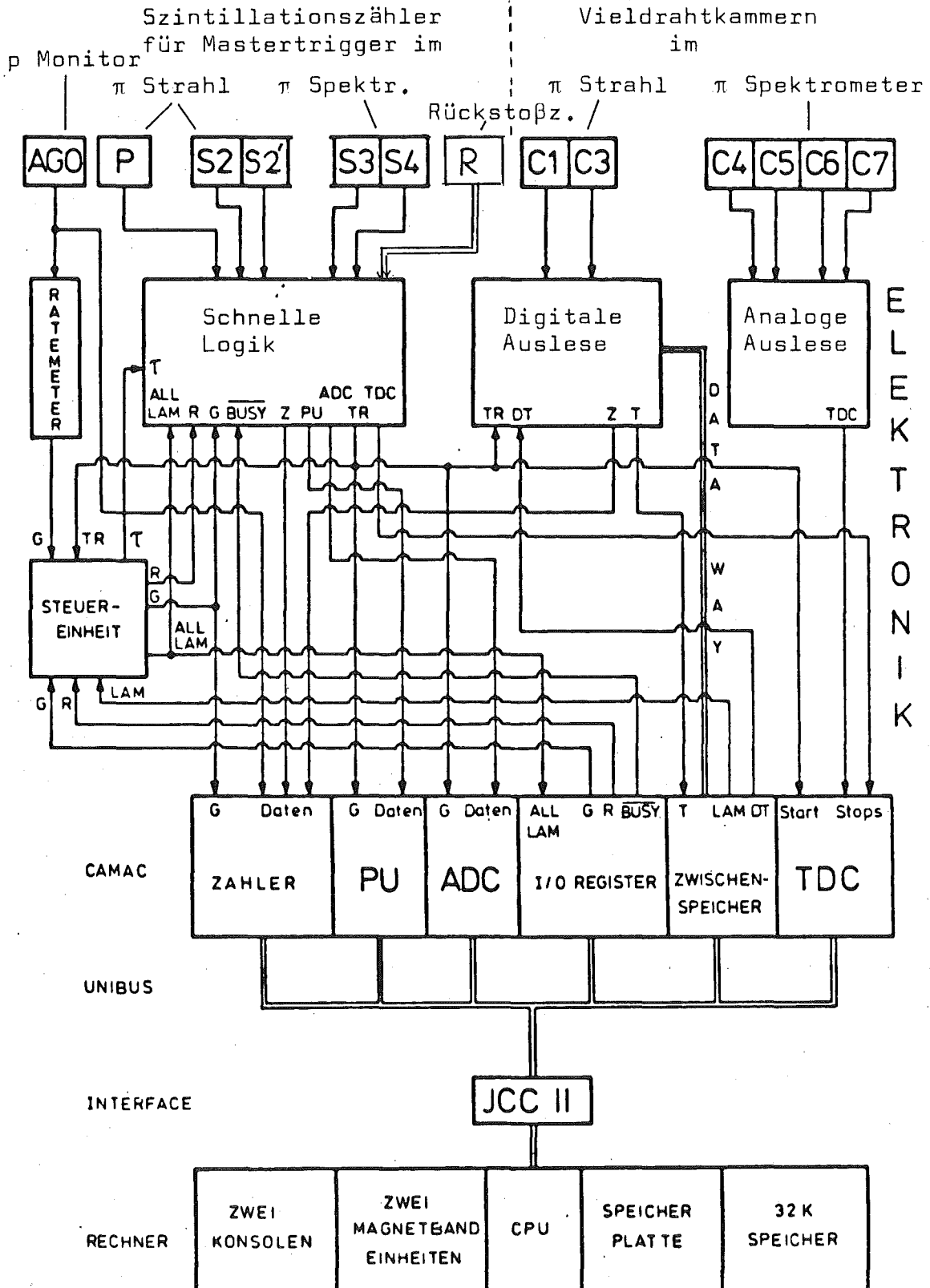


Abb.5.2 Blockschaltbild der Meßelektronik und der Datenfluß (geändert nach Zic 80).

5.3 DAS DEUTERONRÜCKSTOSSTELESKOP

Um die elastische π d Streuung eindeutig zu identifizieren und damit von unerwünschter Pion-Untergrundstreuung ($\pi + {}^{12}\text{C}$, $\pi + {}^{16}\text{O}$, $\pi + {}^3\text{He}$, $\pi + {}^4\text{He}$ etc.) abzutrennen, wurde ein Teleskop aus 2 Szintillationszählern zum Nachweis der Rückstoßdeuteronen aufgebaut. Die Flächen der beiden Zähler waren so gewählt, daß sie den durch das Spektrometer vorgegebenen Raumwinkel nicht beschnitten. Bei der Berechnung der Trajektorien der Rückstoßdeuteronen (vor allem des "Rückstoßwinkels") mußte das Magnetfeld und der Energieverlust der Deuteronen in den Kryostatwänden berücksichtigt werden. In Abb. 5.3 sind die Trajektorien bei 256 MeV Einschußenergie für 55° bis 145° CM Streuung eingezeichnet. Rückstoßdeuteronen bei einem Laborstreuwinkel von 74° , das entspricht einem Pionstreuwinkel von 55° im Schwerpunktsystem, besaßen allerdings nicht genügend Energie, um im Rückstoßzähler nachgewiesen zu werden.

Die Koinzidenz "Streuereignis" x "Rückstoßereignis" (ein gestreutes Pion wurde im Spektrometer nachgewiesen und gleichzeitig traf ein Teilchen den Rückstoßzähler) wurde nicht nur von rückgestreuten Deuteronen, sondern auch von Protonen erfüllt. Diese Protonen stammen aus Aufbruchreaktionen und quasielastischen Streuungen an den Targetssubstanzen. Durch Flugzeit- und Energieverlustmessungen im Zähler A (siehe Abb.5.3) des Rückstoßteleskops konnte man jedoch zwischen Deuteronen und Protonen unterscheiden. Das ist in Abb.5.4 verdeutlicht: Deuteronen und Protonen ließen sich im Energieverlustspektrum und im Flugzeitspektrum sauber trennen. Ein Aluminiumabsorber variabler Dicke zwischen den beiden Zählern A und B des Rückstoßteleskops wurde verwendet, um Deuteronen vor dem Zähler B zu stoppen. Protonen erreichten diesen Zähler und lieferten ein Vetosignal ("Proton"). Es war also möglich, in zwei unabhängigen Verfahren Rückstoßdeuteronen von Rückstoßprotonen zu trennen.

Die vom Rückstoßteleskop gelieferten Impulse (ADC, TOF, Veto) waren nicht in einer Koinzidenzeinheit mit dem "Streuereignis" fest verdrahtet, sondern wurden getrennt auf Band abgespeichert. Dies erleichterte die spätere Analyse und erlaubte "off-line" verschiedene Randbedingungen zu testen. So konnten z.B. elektronische Schwankungen der Rückstoßanordnung sichtbar gemacht und korrigiert werden.

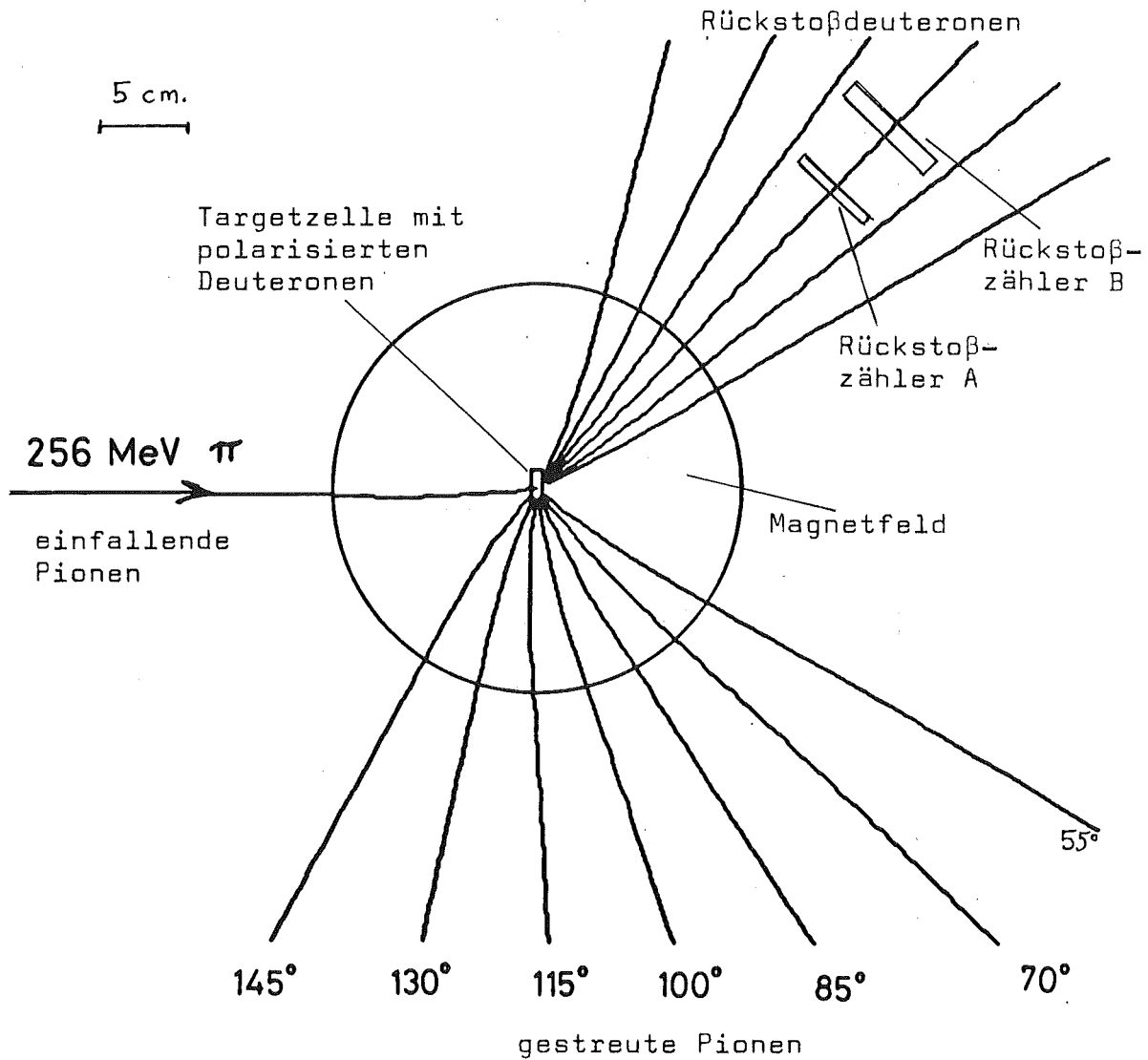


Abb.5.3 Das Streutarget befindet sich in einem starken Magnetfeld von 2.5 T. Daher sind die Trajektorien für die gestreuten Pionen und die Rückstoßdeuteronen gekrümmt.

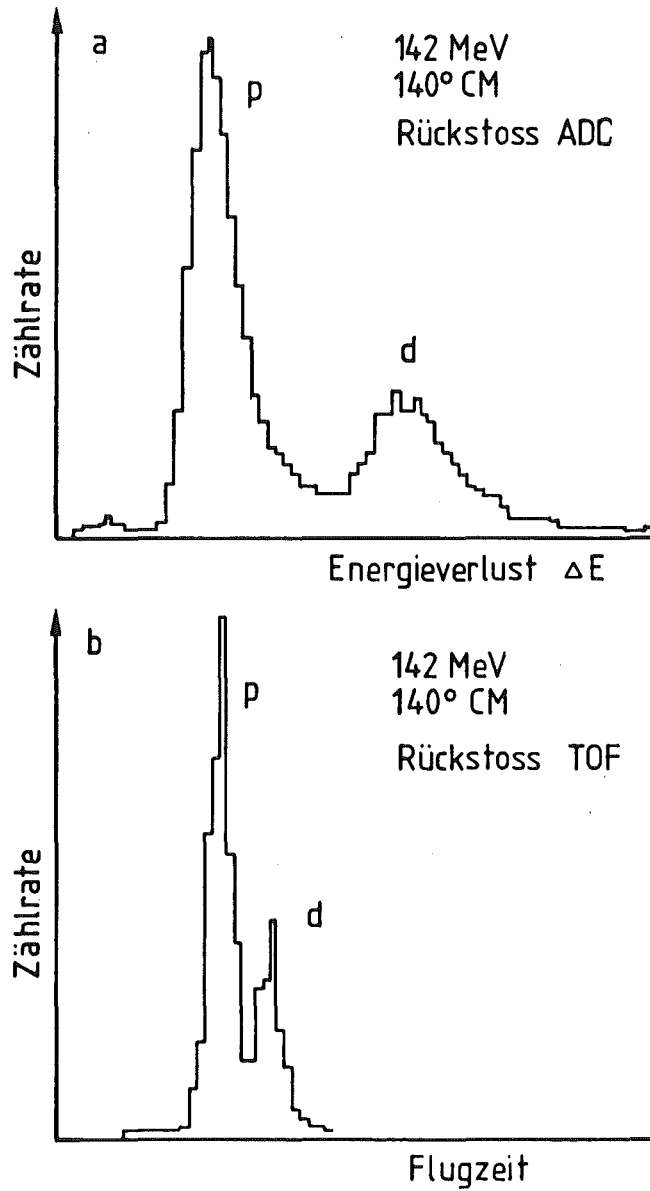


Abb.5.4 Energieverlust- und Flugzeitspektrum im Rückstoßzähler A des Rückstoßteleskops.

Die Vorteile der Rückstoßmethode sollen in Abb.5.5 demonstriert werden. In Abb.5.5a ist ein Energiespektrum der im Susispektrometer nachgewiesenen Pionen ("Streuereignis") dargestellt. Da in der Analyse keine Rückstoßinformation abgefragt wurde, enthält das Spektrum neben einer dominanten Deuteronlinie sehr viel Untergrund (siehe Kap.6). Verlangt man eine Koinzidenz zwischen "Streuereignis" und "Rückstoßereignis", so kann der Untergrund stark reduziert werden (Abb.5.5b). Da sowohl Deuteronen als auch Protonen Rückstoßsignale erzeugen, enthält dieses Spektrum die elastische Deuteronlinie und einen breiten "Buckel" quasielastischer Streuung. Die untergrundfreie Deuteronlinie in Abb.5.5c gewinnt man durch zusätzliches Ausnutzen der Energieverlust- und Flugzeitinformation des Rückstoßteleskops. Dazu müssen "Deuteronfenster" auf die Spektren der Abb. 5.4 gesetzt werden: "Streuereignis" x "Rückstoßereignis" x "Deuteron TOF" x "Deuteron ADC" x "Proton".

Bei einem Teil der Experimente wurde auf die Benutzung der Vieldrahtkammern im einfallenden Strahl verzichtet. Da z.B. C1 je nach Strahlintensität nur eine Ansprechwahrscheinlichkeit zwischen 40% und 50% besaß, gewann man einen Faktor 2 in der Zählrate. Ein solches Vorgehen war jedoch nur in einem Rückstoßexperiment möglich. Eine durch das Ausschalten von C1 bedingte Verbreiterung der Deuteronlinie kann bei einem untergrundfreien Spektrum ohne Nachteile in Kauf genommen werden. Jene Streuwinkel (extreme Vorwärtswinkel), bei denen die Rückstoßmethode nicht angewandt werden konnte, wurden grundsätzlich mit Kammer C1 gemessen.

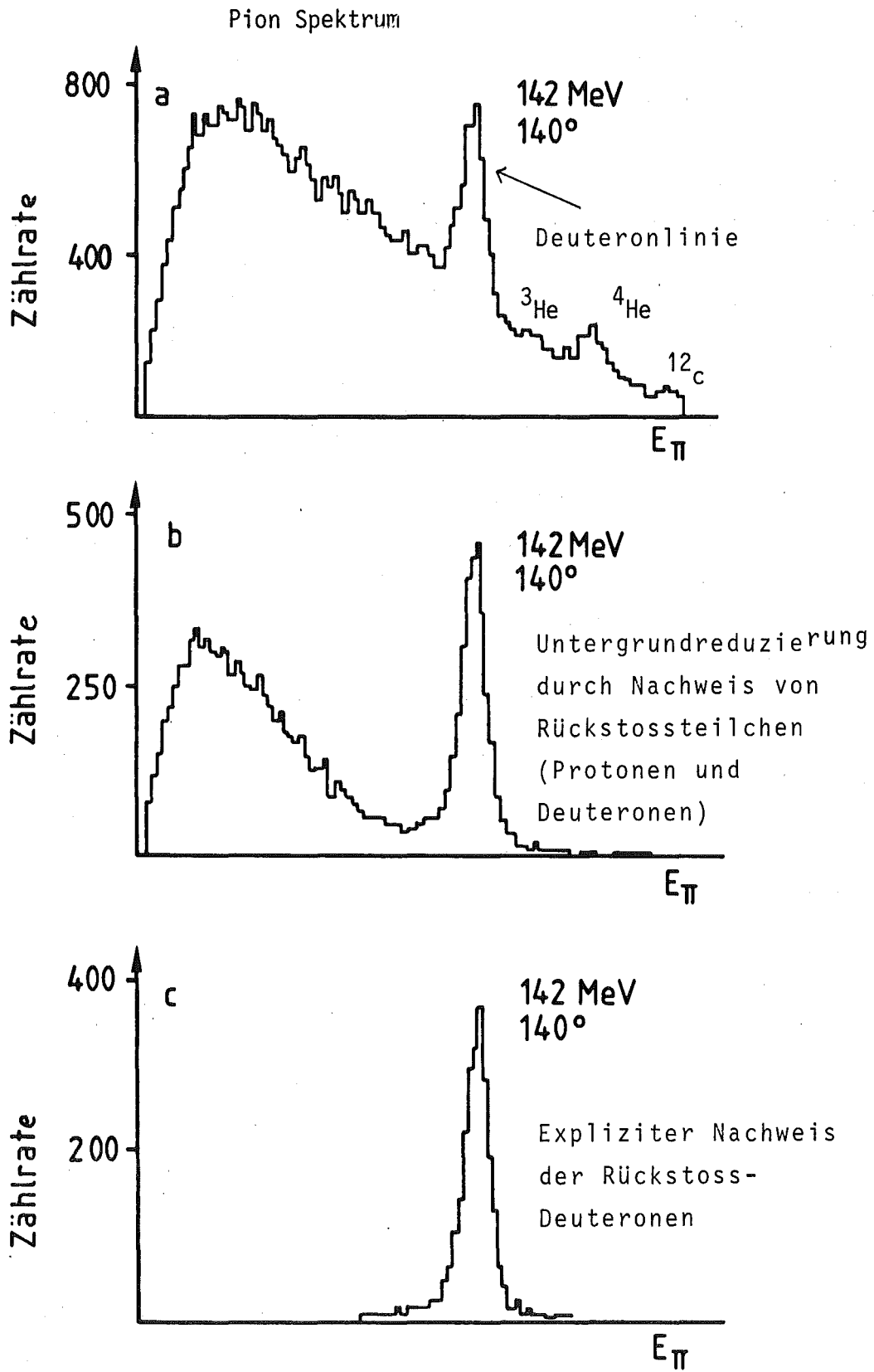


Abb.5.5 Demonstration der Rückstoßmethode anhand eines im SUSI Spektrometer gemessenen Pionspektrums.

6. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

Ziel dieses Experiments war die Bestimmung der in Gl.3.2 definierten Vektoranalysierstärke

$$it_{11} = \frac{1}{P} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\sigma^+(\theta) - \sigma^-(\theta)}{\sigma^+(\theta) + \sigma^-(\theta)}$$

Da die benutzte Apparatur nur relativ niedrige Werte für die Deuteronpolarisation P lieferte ($P \leq 22\%$), waren kleine Asymmetrien

$$\epsilon = \frac{\sigma^+(\theta) - \sigma^-(\theta)}{\sigma^+(\theta) + \sigma^-(\theta)} \text{ genau zu messen.}$$

Deswegen mußte besonders darauf geachtet werden, daß zwischen Messungen mit Spin (+) und Messungen mit Spin (-) die äußeren Meßbedingungen unverändert blieben und keine instrumentellen Asymmetrien erzeugt wurden. Das galt für die geometrischen und für die elektronischen Komponenten des Experiments.

6.1 DIE ÜBERWACHUNG UND STEUERUNG DES EXPERIMENTS

Mit dem zur Datenaufnahme benutzten "on-line" Rechenprogramm (Gre 75) wurden die Detektoren und die Magnete kontinuierlich überwacht. Ein Versagen der Magnete oder des Hochspannungsseparators wurde sofort gemeldet und die Datennahme unterbrochen. In den Subroutinen PRSC bzw. PREV konnten der Inhalt der Camac-Zähler bzw. die ADC und TDC Informationen des letzten Streueignisses abgerufen und auf Stabilität überprüft werden. Alle 5 min wurde das DMR Signal im Signalaverager ausgelesen und auf Magnetband abgespeichert.

Das "on-line" Analysierprogramm SUAN gestattete eine vorläufige Auswertung. Es wurden bis zu 24 Histogramme mit den wichtigsten Meßdaten erzeugt und mit den vorangegangenen Messungen verglichen.

Des weiteren überwachte ein Mikroprozessor alle entscheidenden Vorgänge des polarisierten Deuteron-targets. Auf einem Bildschirm wurden laufend die zugehörigen Meßwerte erneuert und stündlich ein Protokollauszug ausgedruckt.

Zusätzlich wurde das DMR Signal analog auf einen weiteren Bildschirm in die Meßbaracke übertragen, so daß bei drastischen Veränderungen des Signals die Messung sofort gestoppt werden konnte.

6.2 DIE VERMEIDUNG INSTRUMENTELLER ASYMMETRIEN

In Kap.5 wurde erläutert, daß das Umklappen der Deuteronenspins ohne Eingriffe in die Targetapparatur erfolgte. Eine Hohlleiterweiche gab je nach Polarisationsrichtung den Weg für eine der beiden Mikrowellendioden frei. Jede der Dioden war fest auf eine bestimmte Frequenz (positive Polarisation: ≈ 70.4 GHz; negative Polarisation: ≈ 70.2 GHz) eingestellt. Das Magnetfeld blieb unverändert, so daß die Trajektorien der Pionen und der Rückstoßdeuteronen nicht beeinflußt wurden. Damit war eine bei Polarisationsexperimenten häufige Quelle instrumenteller Asymmetrien (der sogenannte "improper spinflip") im vorliegenden Experiment von herein ausgeschlossen.

Der Kryostat wurde mit einem Laserstrahl so justiert, daß sich die Mittelebene zwischen den beiden Helmholtzspulen mit einer Toleranz von 1 mm auf Strahlhöhe (1500 mm) befand. Der ^3He Einschub, dessen Ende die Targetzelle bildete, war nicht fest mit dem äußeren ^4He Kryostaten verbunden. Deswegen wurde die relative Höhe der von außen nicht sichtbaren Targetzelle gegenüber den Magnetspulen mit Röntgenstrahlen überprüft und nachjustiert. Damit war sichergestellt, daß sich die Deuteronprobe einerseits genau auf Strahlhöhe, andererseits im homogensten Bereich des Magnetfeldes befand.

Die beiden den Strahl definierenden Szintillationszähler S2 und S2' wurden ebenfalls in ihrer Höhe auf 1500 mm montiert. Da S2' im Wirkungsbereich des Targetmagnetfeldes aufgestellt war, wurde dessen horizontale Position durch Bahnrechnung der einfallenden Pionen bestimmt und experimentell in Abhängigkeit von der Zählrate feinjustiert.

Um auszuschließen, daß das starke Magnetfeld die Funktionstüchtigkeit der Photovervielfacher beeinträchtigte, die sich in der Nähe des Targetmagnetfeldes befanden, wurden diese durch μ Metall abgeschirmt.

Der einfallende Strahl ist vor dem Streutarget konvergent. S2' stand ca. 20 cm vor dem Streutarget und ist $10 \times 10 \text{ mm}^2$ groß. Die Targetzelle selbst bot dem Strahl eine Fläche von $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Diese sehr konservative Strahlbegrenzung sollte garantieren, daß nur das Zentrum der Targetzelle bestrahlt wurde und eventuelle Pionstrahlfleckwanderungen keine instrumentellen Asymmetrien erzeugten.

In einer Testreihe wurde zusätzlich überprüft, ob Schwankungen des Protonstrahlflecks am Pionproduktionstarget zu instrumentellen Asymmetrien führen können. Auch bei maximal möglicher Ablenkung des Protonstrahls konnten keine statistisch signifikanten Effekte beobachtet werden.

Der Querschnitt durch den Kryostaten (Abb.3.2) zeigt, daß sich in der Streuebene drei Pfeiler der Magnetkonstruktion befinden, von denen jeder 20° verdeckt. Um nachzuweisen, daß an ihnen keine unerwünschte Streuung stattfindet, die das Meßergebnis beeinflusst, wurden einige Meßpunkte wiederholt (z.B. 256 MeV 70° CM), nachdem der Kryostat um seine Längsachse gedreht und damit die Position der Pfeiler geändert worden war. Es ergaben sich keine meßbaren Abweichungen gegenüber der ursprünglichen Position: Der mechanische Aufbau des Kryostaten führte zu keinen instrumentellen Asymmetrien.

Um mechanische oder elektronische Langzeitschwankungen zu korrigieren, die trotz sorgfältiger Überprüfung unentdeckt blieben, wurden die Messungen des relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts für eine Polarisationsrichtung mehrmalig jeweils alternierend mit der anderen Polarisationsrichtung durchgeführt.

6.3 DIE STABILITÄT DER TARGETDICHTE

Die Butanolkügelchen der Deuteronprobe wurden mit einem Deckel in die Targetzelle gedrückt. Durch Öffnungen in diesem Deckel gelangte das flüssige ^3He in die Zelle und umfloß dort die Kügelchen. Aufgrund dieser ständigen Bewegung, vor allem aber durch das beim Service des Targets unvermeidliche völlige Verkothen des ^3He war nicht ganz ausgeschlossen, daß sich die Kügelchen im Laufe der Messung umschichteten. Damit könnten lokale Targetdichteschwankungen ($\leq 0.5\%$) verbunden sein.

Ein weiteres Problem, das in Testmessungen eingehend untersucht wurde, waren mögliche ^3He Dichteschwankungen in der Targetzelle. Diese konnten entstehen, weil die eingestrahlte Leistung der beiden Mikrowellendioden nicht genau übereinstimmte und somit in einem Fall weniger, im anderen mehr ^3He in der Zelle verdampfte. Die Tests wurden mit einem künstlich weit aufgefächerten Strahl durchgeführt, der die Randzonen der Zelle und vor allem das instabile " ^3He Niveau" beleuchtete. Es ergab sich,

daß der zum Untergrund unter der elastischen πd Linie beitragende ^3He Aufbruch entsprechend den " ^3He Dichteschwankungen" variiert. Einer durch den schwankenden Untergrund erzeugten "instrumentellen" Asymmetrie konnte durch sorgfältigen Untergrundabzug und durch Verwendung der Rückstoßmethode begegnet werden. Um diese Schwierigkeiten bei der eigentlichen Datennahme zu vermeiden, wurde ein größeres ^3He Reservoir über der Targetzelle angebracht und der Strahl sorgfältig fokussiert. Zusätzlich war unterhalb des Kryostaten ein Zählerteleskop aufgestellt. Dessen Zählrate, normiert auf den einfallenden Strahl, wurde zur Überwachung der Targetdichte herangezogen.

6.4 DIE STRUKTUR UND ZUSAMMENSETZUNG DES UNTERGRUNDES

Bei Vorwärtsstreuwinkeln (142 MeV 70°CM ; 256 MeV 55°CM) ist die Energie der Deuteronen zu gering, um im Rückstoßzähler nachgewiesen zu werden. Die in Kap.5.3 geschilderte Rückstoßmethode zur Eliminierung bzw. Reduzierung des Untergrundes läßt sich bei diesen Winkeln nicht anwenden. Daher war es notwendig, die Untergrundstreuung unter und neben der elastischen πd Linie genauer zu untersuchen.

Pionstreuung an CD_2

CD_2 liegt bei Raumtemperatur in fester Form vor und es können Streuexperimente ohne komplizierte Kühltechniken durchgeführt werden. Dieses Targetmaterial eignet sich gut zur Untersuchung der Energieverteilung der im SUSI Spektrometer gemessenen elastischen πd Linie. Unter Verwendung der Rückstoßmethode lassen sich die πd Linie (Abb.6.1a) und die quasielastische Pionenstreuung an Kohlenstoff (Abb.6.1b) sauber trennen. Die Deuteronlinie zeigt den typischen "Landauverlauf" des Spektrometers, eine unsymmetrische Verteilung mit dem relativ langen "Landauschwanz". Das Energiespektrum der quasielastischen Streuung ist, abgesehen von statistischen Schwankungen, strukturlos und zu höheren Energien hin abfallend.

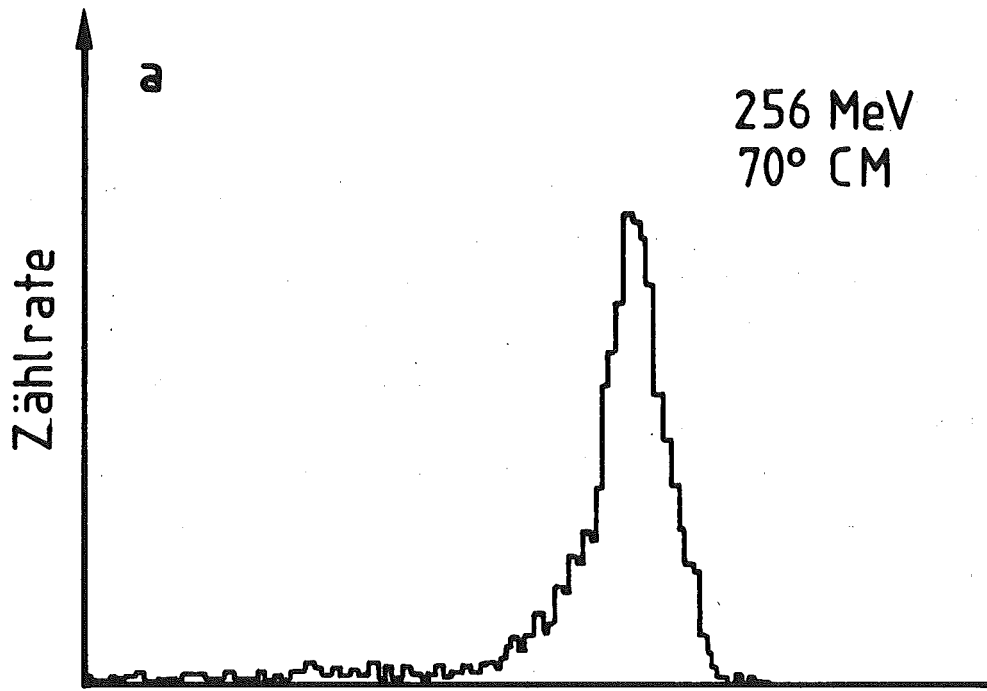


Abb.6.1a Die Energieverteilung der im SUSI Spektrometer gemessenen elastischen π d Linie für CD_2 . E_T

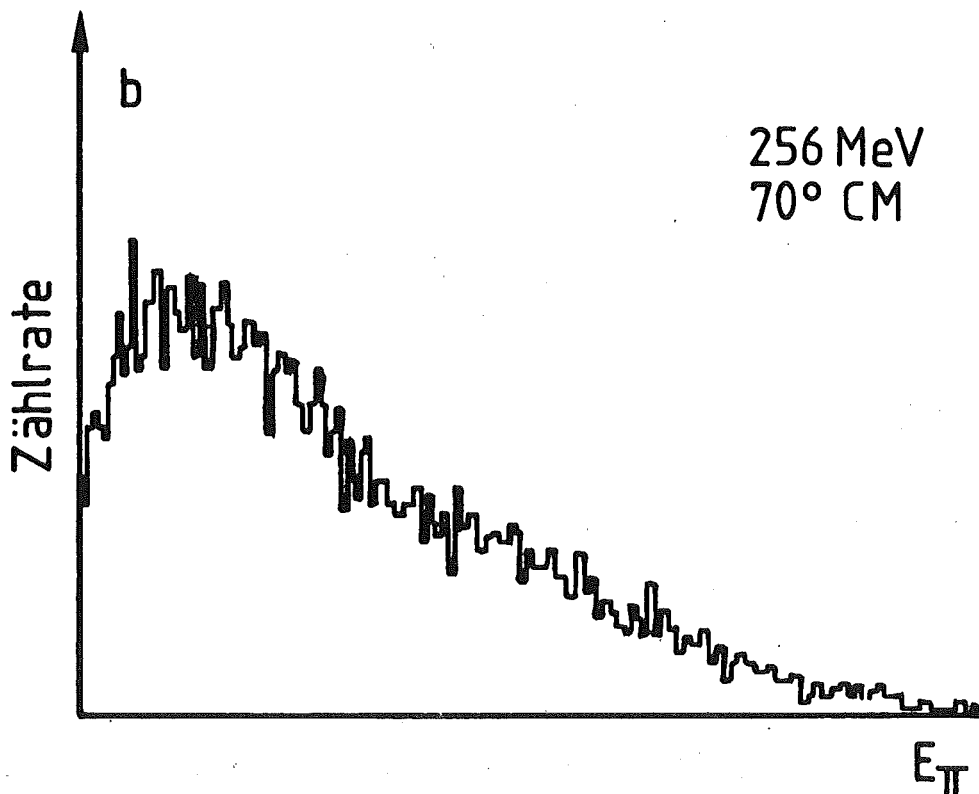


Abb.6.1b Die Energieverteilung der Pionen aus der quasielastischen Streuung an Kohlenstoff und dem Deuteronaufbruch. E_π

Pionstreuung an Normalbutanol

Normalbutanol C_4H_9OH wurde ebenso wie deuterisiertes Butanol C_4D_9OD behandelt. Die kleinen Kügelchen wurden in die Targetzelle des Kryostaten eingefüllt und mit 3He abgekühlt. Abgesehen davon, daß die Deuteronkerne durch Wasserstoffkerne ersetzt wurden, lagen die gleichen Untergrundbedingungen wie im tatsächlichen Experiment vor. In Abb.6.2 ist ein Energiespektrum der Pionstreuung bei 256 MeV $55^\circ CM$ dargestellt. Zwischen der elastischen 3He Linie und der dominanten Protonlinie, also an der Stelle der elastischen πd Linie, sieht man einen glatten strukturlosen Untergrund.

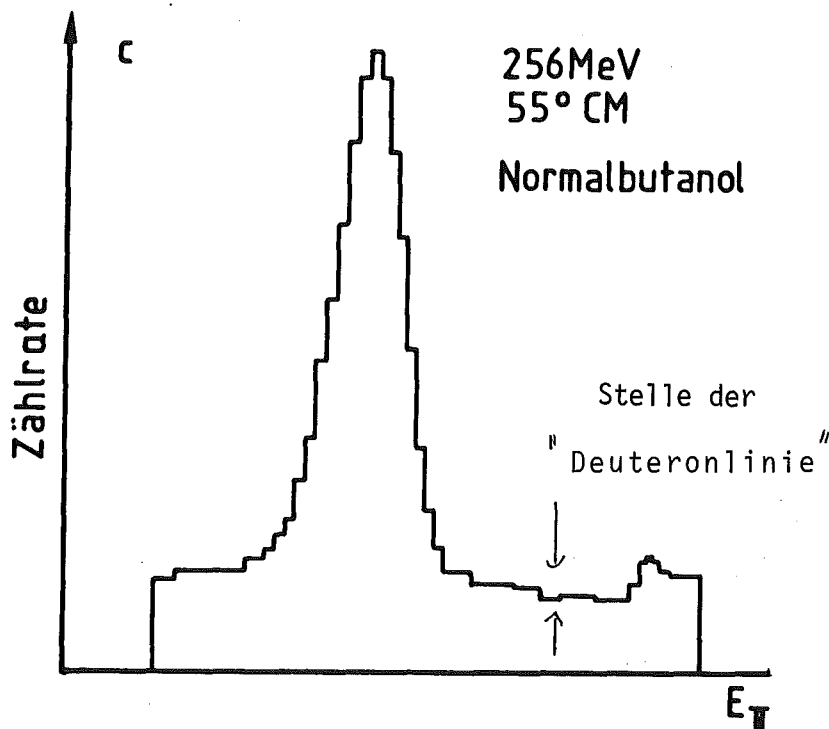


Abb.6.2 Pionstreuung an Normalbutanol. An der Stelle der Deuteronstreuung bei deuterisiertem Butanol läßt sich ein strukturloser Untergrund erkennen.

Messungen an polarisiertem Butanol mit und ohne ^3He

Wie bereits erläutert, kann ^3He unter gewissen Umständen zu einem nichtstabilen, von der Polarisationsrichtung abhängigen, Untergrund beitragen. Es wurden daher Testmessungen durchgeführt, wobei aus der Targetzelle ^3He ausgepumpt wurde. In Abb. 6.3 sind die zugehörigen Energiespektren gezeigt. Das Spektrum in Abb. 6.3a ist das Ergebnis einer polarisierten Messung mit ^3He bei 256 MeV 55°CM . Nach Auspumpen des ^3He ergibt sich das Spektrum der Abb.6.3b. Folgendes läßt sich erkennen:

1. Die Auflösung reicht dazu aus, die πd Linie von der $\pi ^3\text{He}$ Linie zu trennen. In Abb.6.3 besitzt die πd Linie eine Auflösung von ca. 3 MeV.
2. Im Bereich der Deuteronlinie betragen die Untergrundschwankungen sogar im vorliegenden Extremfall (Messung mit ^3He einerseits - Messung ohne ^3He andererseits) $< 5\%$.
3. Die Struktur des Untergrundes ändert sich nicht zwischen beiden Meßbedingungen.

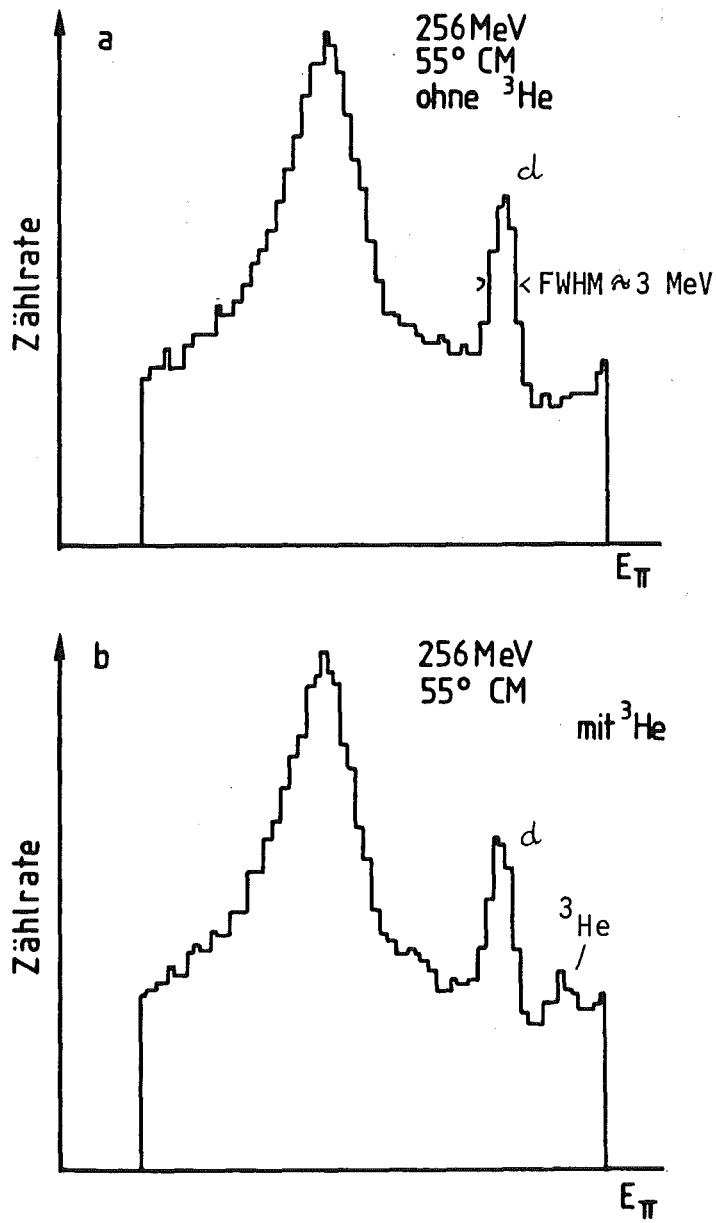


Abb.6.3 Pionenenergiespektren aus Testmessungen ohne (a) und mit (b) ^3He in der Targetzelle.

7. DIE DATENAUSWERTUNG

7.1 DIE BESTIMMUNG DES RELATIVEN DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische π d Streuung ist definiert als:

Gl.7.1

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{n^{\text{out}}(\theta)}{n^{\text{in}}} \cdot \frac{1}{S_z \cdot d\Omega}$$

S_z = Anzahl der Streuzentren / Fläche

n^{in} = Anzahl der auf das Streutarget einfallenden Pionen

n^{out} = Anzahl der elastisch am Deuteron unter dem Winkel θ in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreuten Pionen

Zur Berechnung der Anzahl der einfallenden Pionen n^{in} ist die Zahl der Strahlereignisse $P \times S_2 \times \overline{S_2^P} \times S_2'$ mit einer Korrekturgröße α_1 zu multiplizieren. Dieser Korrekturfaktor berücksichtigt Myonen, die nicht durch Flugzeitmessung eliminiert wurden (also jene, die kurz vor dem Streutarget durch Pionzerfall entstanden) und Mehrfachereignisse (mehr als ein Pion in einem Strahlimpuls). α_1 ist vom Impuls der einfallenden Pionen und von der Strahlintensität abhängig.

Die Zahl der gestreuten Pionen n^{out} erhält man durch Integration der elastischen Deuteronlinie (Linieninhalt C). Zur Ermittlung der tatsächlich gestreuten Pionen müssen noch die Kammeransprechwahrscheinlichkeit ϵ_k und die Computertotzeit ϵ_c berücksichtigt werden. Dem Pionzerfall im Spektrometer wird durch einen Korrekturfaktor α_2 Rechnung getragen.

Zur Bestimmung der Vektoranalysierstärke it_{11} wird der Quotient aus der Differenz und der Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Spin(+), d.h. $\sigma^+(\theta)$ und Spin(-), d.h. $\sigma^-(\theta)$, gebildet. Damit kürzen sich die Korrekturfaktoren α_1 und α_2 ebenso wie S_z und $d\Omega$ weg.

Es ist daher einfacher, von vornherein nur die relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte zu berechnen:

Gl.7.2

$$\sigma_r^\pm(\theta) = \frac{C^\pm}{(P \times S_2 \times S_2^P \times S_2')^\pm} \cdot \frac{1}{\epsilon_k^\pm} \cdot \frac{1}{\epsilon_c^\pm}$$

Die Vektoranalysierstärke it_{11} lautet dann:

Gl.7.3

$$it_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{P_{0\text{eut}}} \cdot \frac{\sigma_r^+ - \sigma_r^-}{\sigma_r^+ + \sigma_r^-}$$

Gleichung Gl.7.3 ist dann gültig, wenn zwischen Messungen mit Spin(+) und Messungen mit Spin(-) nur die Spinrichtung geändert wurde und alle übrigen Komponenten der Apparatur unverändert blieben.

7.2 DIE BEHANDLUNG DES UNTERGRUNDES BEI DER INTEGRATION DER ELASTISCHEN π D LINIE

Für jedes Streuereignis wurden bei der Datennahme die Ortsinformationen der Vieldrahtkammern, die Pionflugzeiten im einfallenden und im gestreuten Strahl sowie die Flugzeit- bzw. Energieverlustsignale des Rückstoßzählers getrennt abgespeichert. Dadurch konnten "off-line" die Pionenspektren unter verschiedenen Randbedingungen erzeugt und die π d Linie integriert werden.

Der Untergrund und der Linieninhalt wurden mit dem Anpassungsprogramm SGFIT (Bol 78) berechnet. In diesem Programm konnte der Untergrund durch eine lineare oder quadratische Funktion, die Deuteronlinie durch eine asymmetrische Doppelgaußfunktion beschrieben werden. Das Programm MINUIT (Jam 75) ermittelt die Parameter der Deuteronlinie und des Untergrundes in einem χ^2 Test. SGFIT berechnet aus dem statistischen Fehler der π d Ereignisse und dem Anpassungsfehler den gesamten Integrationsfehler.

In einem ersten Durchgang wurden jene Energiespektren analysiert, die man ohne Zuhilfenahme der Rückstoßinformationen (Abb.5.5a) erhält. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß bei allen Streuwinkeln derartige Spektren erzeugt und einheitlich ausgewertet werden können.

Der Nachteil besteht in der Unsicherheit, die durch die Subtraktion des Untergrundes entsteht. Die Untergrundmessungen in Kap.6.4 haben jedoch ergeben, daß dieser unter der πd Linie glatt verläuft und daher durch lineare bzw. quadratische Funktionen sehr gut beschrieben werden kann.

Um den Untergrund zu reduzieren, wurden in einem zweiten Durchgang Rückstoßsignale benutzt. Gegenüber dem ersten Verfahren wurde eine Koinzidenz aus Streuereignis und Rückstoßsignal (d.h. sowohl rückgestoßene Deuteronen als auch rückgestoßene Protonen) verlangt. Man erhält dann Spektren, die neben einer dominanten elastischen πd Linie einen aus Aufbruchreaktionen (quasielastische Streuung am Targetmaterial) stammenden Untergrund besitzen. Dieser wird durch eine Funktion 2. Grades beschrieben (Abb.7.1). Durch die Koinzidenzbedingung wurde ein großer Teil der Fremdstreuungen unter der πd Linie und die benachbarte Streuung am ^3He eliminiert. Daher waren die Fehler, die bei der Berechnung und der Subtraktion des Untergrundes entstanden, erheblich kleiner als die der ersten Methode.

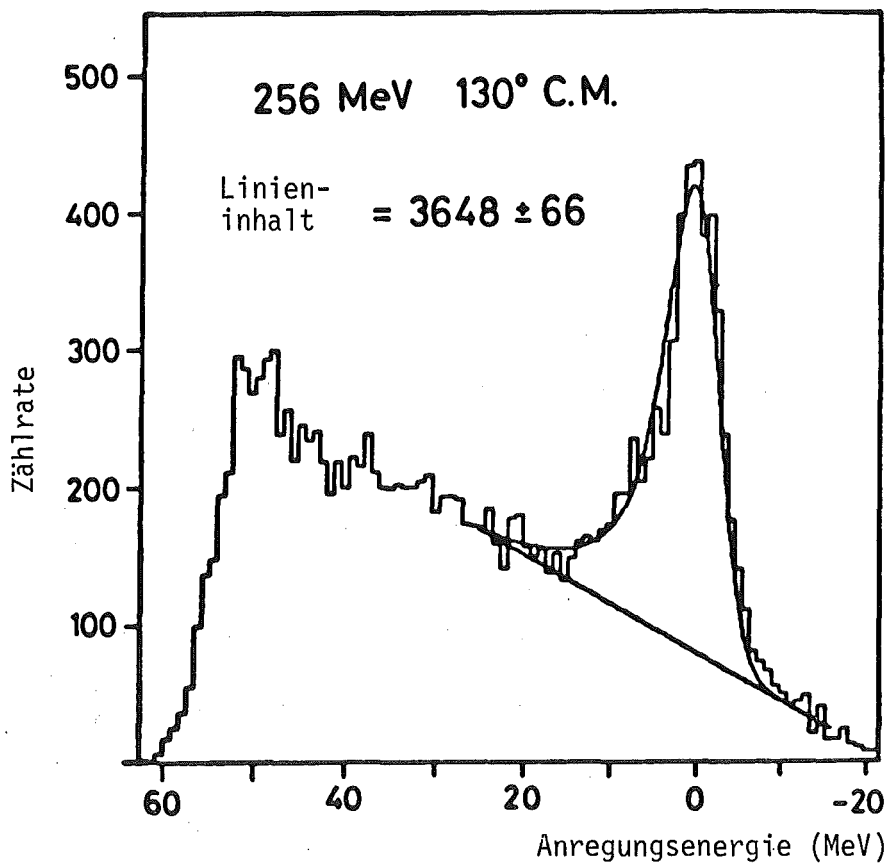


Abb.7.1 Die Integration der elastischen πd Linie nach Reduzierung des Untergrundes.

Ebenso wie das zweite Verfahren ließ sich die dritte Methode nur auf jene Streuwinkel anwenden, bei denen Rückstoßteilchen nachgewiesen wurden, da hierbei enge "Fenster" auf die Deuteronensignale im Rückstoßzähler gesetzt wurden. So erhielt man untergrundfreie Spektren (Abb.5.5c), die sich direkt integrieren ließen. Allerdings mußte die geeignete Fensterbreite erst durch mehrmalige Versuche gefunden werden. Denn einerseits sollte das Fenster sämtliche quasielastische Streuungen (alle Rückstoßprotonen) ausschließen und daher möglichst eng sein, andererseits sollte möglichst wenig elastische π d Streuung abgeschnitten werden. Sorgfältig mußten auch eventuelle Schwankungen der Photoervielfacher untersucht werden, weil nicht entdeckte Schwankungen instrumentelle Asymmetrien erzeugen könnten. Daher wurden für jeden Streuwinkel getrennt die Spektren des Rückstoß ADC und des Rückstoß TOF genau analysiert, bevor die Deuteronfenster gesetzt wurden.

Die oben geschilderten Methoden wurden jeweils systematisch auf alle Streuwinkel, abgesehen von den extremen Vorwärtswinkeln, angewandt und in jedem Verfahren die Vektoranalysierstärke nach Gl.7.3 berechnet. Die Ergebnisse stimmten gut überein. Damit sind die Resultate unabhängig von Details der Auswerteverfahren.

7.3 Halbierung der Winkelakzeptanz

Das SUSI Spektrometer besitzt für die gestreuten Pionen eine Winkelakzeptanz von $\Delta \theta = 9^\circ$. Bei Verwendung der Ortsinformation in Kammer C4 läßt sich die volle Winkelbreite in kleinere Bereiche (4.5°- bzw. 3°-Segmente) untergliedern, und es können 2 bzw. 3 nahe beieinanderliegende Meßpunkte berechnet werden. Da sich dementsprechend auch die Zählrate um den Faktor 2 bzw. 3 verringert, d.h. der relative statistische Fehler größer wird, wurden die Meßergebnisse in Abschnitt 7.5 immer mit der vollen Winkelakzeptanz berechnet. Als Test wurde jedoch die Winkelbreite halbiert und die Meßergebnisse für $(\theta - 2.25)^\circ \text{CM} \pm 2.25^\circ$ und $(\theta + 2.25)^\circ \text{CM} \pm 2.25^\circ$ getrennt ausgewertet. Damit kann man die "Steigung" von it_{11} im Winkel θ bestimmen. Bei einem gleichmäßigen, wenig strukturierten Verlauf der Vektoranalysierstärke würde man kleine Steigungen erwarten, bei einer mit dem Streuwinkel stark variierenden Vektoranalysierstärke große Steigungen (siehe Beispiel in Tab.7.1).

Energie MeV	Streuwinkel θ CM	Winkelakzeptanz θ CM	Vektoranalysierstärke	
			it_{11}	$\pm \sigma' it_{11}$
256	85	4.5	21	10
	82.75	2.25	15	13
	87.25	2.25	26	14

Tab.7.1 Beispiel für die Bestimmung der "Steigung" der Vektoranalysierstärke it_{11} im Meßpunkt 85° CM 256 MeV durch Halbierung der Winkelakzeptanz.

7.4 FEHLERBETRACHTUNG

Aus der Bestimmungsgleichung Gl.7.3 für die Vektoranalysierstärke it_{11} läßt sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz der Fehler $\sigma' it_{11}$ berechnen:

Gl.7.4

$$\sigma' it_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{1}{\sigma_r^+ + \sigma_r^-} \cdot \left[(\sigma_r^+ - \sigma_r^-)^2 \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \frac{4 (\sigma_r^-)^2}{(\sigma_r^+ + \sigma_r^-)^2} (\Delta \sigma_r^+)^2 + \frac{4 (\sigma_r^+)^2}{(\sigma_r^+ + \sigma_r^-)^2} (\Delta \sigma_r^-)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

σ_r^+ = relativer differentieller Wirkungsquerschnitt
mit Spin(+)

σ_r^- = relativer differentieller Wirkungsquerschnitt
mit Spin(-)

Δ_r^\pm = Fehler der relativen diff. Wirkungsquerschnitte

ΔP = Fehler des Absolutwertes der Polarisation

Der Fehler der relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte setzte sich vor allem aus dem rein statistischen Fehler und den Unsicherheiten beim Untergrundabzug zusammen. Weiterhin wurden Unsicherheiten, verursacht

durch Mehrfachereignisse im Pionenstrahl, und Unsicherheiten durch schwankende Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren, soweit sie sich nicht durch die Quotientenbildung bei der Berechnung von it_{11} herauskürzen, zu 0.3% abgeschätzt und in den Fehler einbezogen. Neben diesen systematischen Fehlern wurden auch mögliche lokale Schwankungen der Targetdichte (siehe Kap.6) mit 0.5% angesetzt.

Der relative Fehler bei der Bestimmung der Targetpolarisation betrug etwa 10%. Er setzte sich zusammen aus eventuellen Inhomogenitäten der Polarisation in der Verteilung über die Targetzelle, die kleiner sind als 1%, und der Verzerrung des Signals durch die Verstärkerkette (1%). Der Fehler bei der Integration des Signals, der durch die Untergrundsubtraktion hervorgerufen wurde, war etwa 8%. Zusätzlich ergab sich eine Unsicherheit bei der Temperaturbestimmung, die mit etwa 0.5% zum Gesamtfehler beitrug, wenn die Absoluteichung nach Methode 1 vorgenommen wurde.

Neben den bisher aufgezählten Fehlern muß bei der Verwendung eines polarisierten Deuterontargets noch eine weitere Quelle systematischer Fehler, nämlich die Tensoranteile der Targetpolarisation, untersucht werden. Das verwendete polarisierte Deuterontarget war zwar im wesentlichen vektorpolarisiert, es ließen sich jedoch geringe Tensoranteile nicht völlig vermeiden. Die Tensorpolarisation A ist definiert als:

$$A = \frac{N^+ + N^- - 2N^0}{N^+ + N^0 + N^-}$$

Wenn diese berücksichtigt wird, lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt für Spin(+) und Spin(-):

Gl.7.5

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\pm} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}} \cdot \left[1 \pm \frac{2}{\sqrt{3}} P \cdot it_{11} + \frac{1}{2} A \left(-\sqrt{3} T_{22} - \frac{1}{\sqrt{2}} T_{20} \right) \right]$$

T_{22} bzw. T_{20} sind Tensoranalysierstärken (Ohl 75, Fic 71).

Für it_{11} erhält man demnach:

$$\begin{aligned}
 \text{Gl. 7.6} \quad it_{11} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-} \\
 &\quad \left[1 - \frac{1}{2} A \left(\sqrt{3} T_{22} + \frac{1}{\sqrt{2}} T_{20} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Da nach der "Spintemperaturtheorie" von Borghini (Bor 71) auch bei der dynamischen Polarisation alle Zeemanniveaus des Deuteronkerns durch die gleiche Spintemperatur T_S beschrieben werden, besteht zwischen der Vektorpolarisation P und der Tensorpolarisation A ein eindeutiger Zusammenhang:

$$A^2 - 4A + 3P^2 = 0$$

Im vorliegenden Experiment war daher A immer kleiner als 3%. Auch wenn angenommen wird, daß T_{20} und T_{22} bei manchen Streuwinkeln große Werte erreichen können, läßt sich der Ausdruck

$$1/2 A \left(\sqrt{3} T_{22} + 1/\sqrt{2} T_{20} \right) \quad \text{vernachlässigen.}$$

Es entsteht dadurch ein maximaler relativer Fehler von 4% für it_{11} .

Nach Gl. 7.4 ist der Fehler der Vektoranalysierstärke δit_{11} umgekehrt proportional zur Polarisation P . Daher führte eine kleine Deuteronpolarisation (in diesem Experiment $\leq 22\%$) zu einem multiplikativen Faktor > 5 bei der Berechnung von δit_{11} . Der Einfluß des Absolutwertes der Deuteronpolarisation auf den Fehler kann noch besser verdeutlicht werden, wenn ΔP in Gl. 7.4 vernachlässigt wird. Dann läßt sich diese stark vereinfachen:

Gl. 7.7

$$\begin{aligned}
 \delta it_{11} &= \sqrt{3} \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{1}{(\sigma_r^+ + \sigma_r^-)^2} \cdot (\sigma_r^+)^2 \Delta \sigma_r^- + (\sigma_r^-)^2 \Delta \sigma_r^+ \\
 &= \sqrt{3} \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{\sqrt{\sigma_r^+ \sigma_r^-} \sqrt{\sigma_r^+ + \sigma_r^-}}{(\sigma_r^+ + \sigma_r^-)^2}
 \end{aligned}$$

Setzt man σ_r^+ bzw. σ_r^- nach Gl.3.1 ein, so ergibt sich für das Quadrat des Fehlers der Analysierstärke:

Gl.7.8

$$(\delta it_{11})^2 \sim \frac{1}{\sigma_{\text{unpol}} p^2} \left(1 - it_{11}^2 \left(-\frac{4p^2}{3} \right) \right)$$

Aus Gl.7.8 erkennt man, daß abgesehen vom Faktor $it_{11}^2 \cdot 4p^2/3$, der Fehler der Vektoranalysierstärke umgekehrt proportional zum Produkt aus dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt (Zählrate) und dem Quadrat der Polarisation ist. Bei Verdopplung der Polarisation genügt ein Viertel der Zählrate für den gleichen statistischen Fehler. Daher wird es das vorrangige Ziel künftiger Experimente sein, die Deuteronpolarisation des Targets wesentlich zu erhöhen.

7.5 DIE MESSERGEBNISSE

In dieser Arbeit wurden die Vektoranalysierstärken it_{11} der elastischen π d Streuung bei 142 ± 2 MeV und 256 ± 3 MeV Pioneneinschußenergie gemessen. Die Winkelangaben beziehen sich immer auf die volle Winkelakzeptanz von 9° (z.B. $70^\circ \equiv 70 \pm 4.5^\circ$). Die Meßergebnisse sind in Tabelle 7.2 aufgeführt und in Abb.7.2 graphisch dargestellt. Wie in Kap.7.4 erläutert, setzt sich der angegebene Gesamtfehler dabei aus dem statistischen und dem systematischen Fehler zusammen.

Energie MeV	Streuwinkel θ CM	Vektoranalysierstärke it_{11} (%)	absoluter Fehler δit_{11} (%)
142	70	42	10
	90	48	10
	110	44	12
	125	21	9
	140	18	8

Tab.7.2a Die Vektoranalysierstärke it_{11} der elastischen πd Streuung bei 142 MeV.

Energie MeV	Streuwinkel θ CM	Vektoranalysierstärke it_{11} (%)	absoluter Fehler δit_{11} (%)
256	55	23	7
	70	-4	8
	85	21	10
	100	45	8
	115	31	12
	130	-16	12
	145	16	8

Tab.7.2b Die Vektoranalysierstärke it_{11} der elastischen πd Streuung bei 256 MeV.

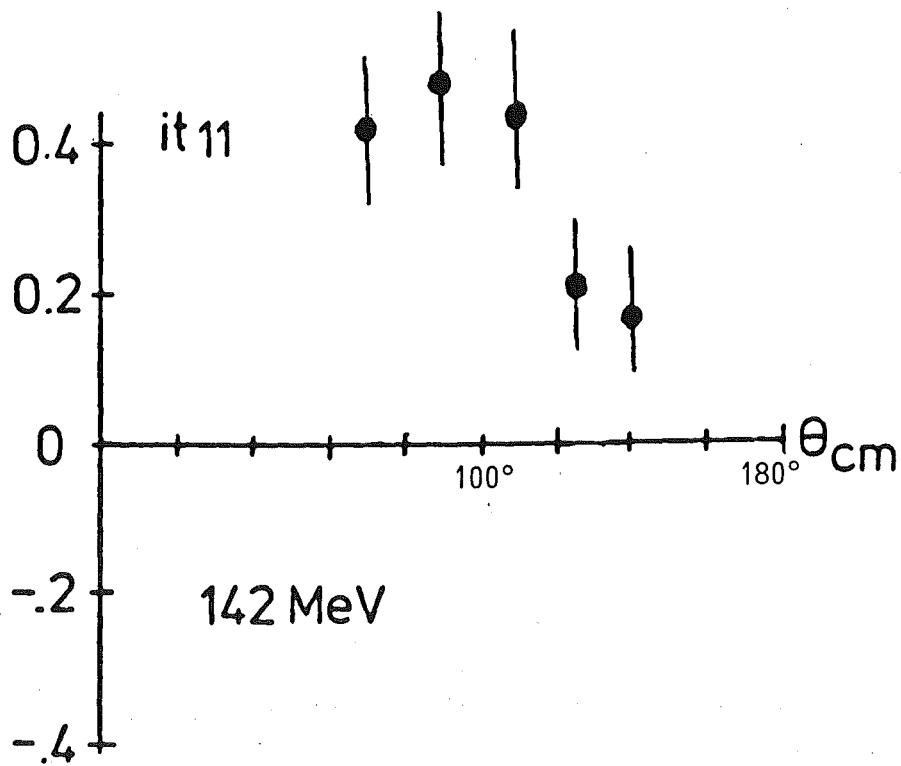
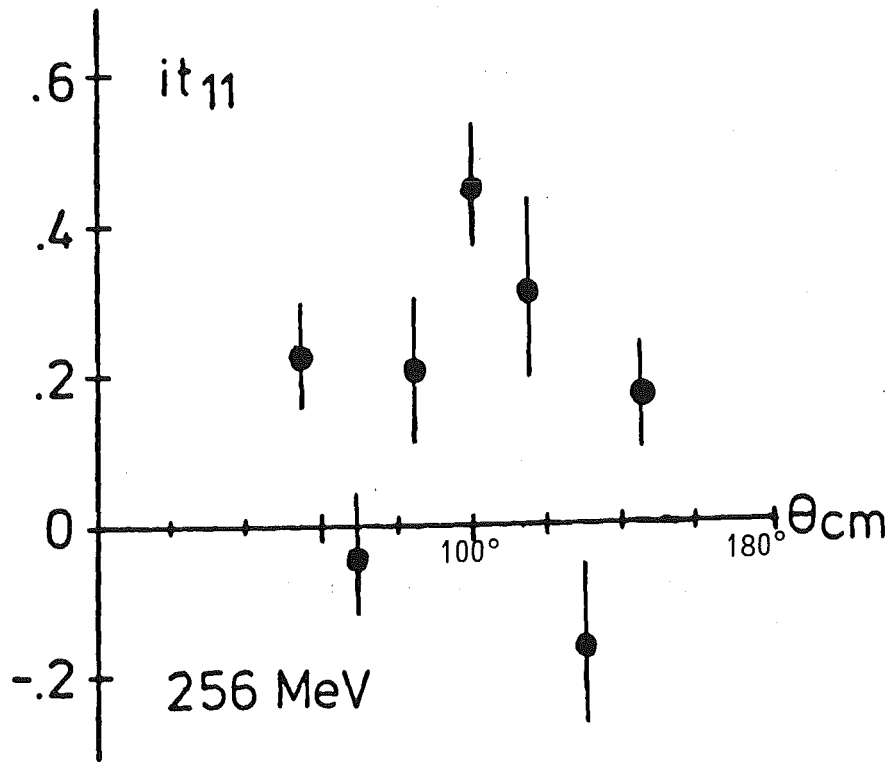


Abb.7.2 Die Vektoranalysierstärke it_{11} der elastischen π d Streuung bei 256 bzw. 142 MeV.

8. VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE MIT DEN THEORETISCHEN VORHERSAGEN

8.1 THEORIEN OHNE DIBARYONRESONANZEN BEI 142 MeV

In Abb.8.1a sind die Vorhersagen des Glaubermodells (Kan 80) zusammen mit den Meßergebnissen bei 142 MeV dargestellt. Das Vorzeichen der Daten, deren glockenförmiger Verlauf und die Absolutwerte für die Vorwärtswinkel werden durch die theoretische Kurve gut wiedergegeben. Bei Rückwärtswinkeln ($> 110^\circ$) liegen jedoch die berechneten Werte erheblich unter den experimentell ermittelten. Daraus kann geschlossen werden, daß die Glaubernäherung auch im Bereich der $\Delta(3,3)$ Resonanz die elastische πd Streuung qualitativ beschreibt. Dieses Resultat bestätigt die Rechnungen von Rinat und Starkand (Rin 80), die nachgewiesen haben, daß sich die Glaubernäherung in diesem Energiebereich kaum von einer exakten Vielfachstreureihenentwicklung unterscheidet. Der physikalische Hintergrund für diese sogenannte "Effektive Harrington Cancellation" ist noch unklar. Die quantitativen Abweichungen zwischen Theorie und Experiment unter Rückwärtswinkeln sind wahrscheinlich auf die Ungültigkeit der Eikonalnäherung bei dieser Energie zurückzuführen und machen die Grenzen des Glaubermodells deutlich.

Die Vorhersagen des D^* Modells unterscheiden sich drastisch von den experimentellen Werten (Abb.8.1b). Die Meßergebnisse verlaufen monoton positiv, während die Rechnungen das Vorzeichen wechseln (bei kleinen Winkeln negative, bei großen Winkeln positive Werte). Diese Aussage ist von der Verwendung unterschiedlicher Parametersätze (durchgezogene bzw. gestrichelte Kurve) für die Kopplungskonstanten unabhängig (siehe Kap.2.2). Für das Versagen des D^* Modells lassen sich zwei Ursachen vermuten: Die Konstruktion des ΔN Potentials könnte ergänzungsbedürftig sein (Hop 81), oder die Grundannahme dieses Modells, die Vernachlässigung der nichtresonanten πN Wechselwirkungen gegenüber der P_{33} πN Wechselwirkung, ist nicht richtig.

Wie das D^* Modell beschränkt sich das Modell von Betz und Lee (Bet 81) auf die P_{33} πN Welle im πN Kanal. Ihre Ergebnisse (Abb.8.1c) sind denen des D^* Modells sehr ähnlich und können die Daten ebenfalls nicht reproduzieren (durchgezogene Kurve).

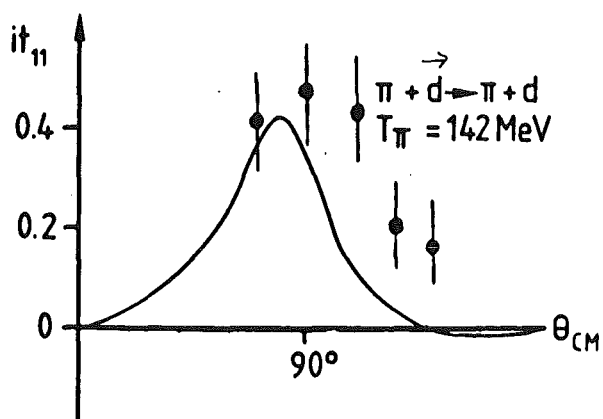


Abb.8.1a Die Vorhersagen des Glaubermodells im Vergleich mit den Messwerten bei 142 MeV. (Kan 80).

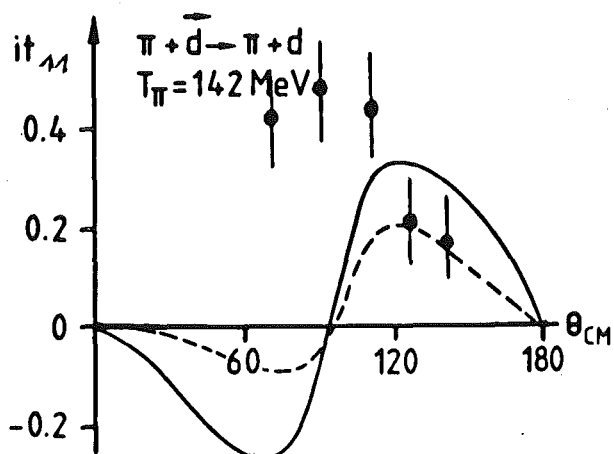


Abb.8.1.b Die Vorhersagen im D* Modell unterscheiden sich drastisch von den experimentellen Daten. Diese Aussage ist unabhängig von der Wahl des ΔN Potentials (Kap.2.1). (Hän 78)

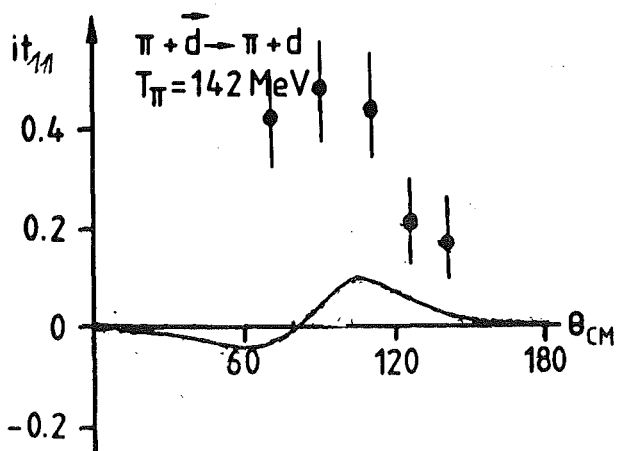


Abb.8.1.c Die Vorhersagen von Betz und Lee weichen stark von den Messergebnissen ab. (Bet 81)

Die Ergebnisse von Fadejewrechnungen werden in Abb.8.2 den experimentellen Daten gegenübergestellt. Die obere Zeichnung (Abb.8.2a) demonstriert deutlich die Rolle der kleinen, nichtresonanten πN Partialwellen. Werden diese vernachlässigt (gestrichelte Kurve), so stehen die Vorhersagen im qualitativen Widerspruch zu den Daten. Wenn sie berücksichtigt werden, erhält man eine gute Beschreibung der Meßpunkte. Dieses Resultat gilt sowohl für die Vorhersagen von Giraud et al. (Gir 78) als auch für die Vorhersagen von Rinat et al. (Rin 79), die beide unabhängig voneinander zu qualitativ und quantitativ übereinstimmenden Ergebnissen gelangten.

In Abb.8.2b wird demonstriert, daß die Hinzunahme der Pionabsorption zur Theorie von Giraud et al. (Fay 80) zu einer schlechteren Beschreibung der experimentellen Daten führt. Der Einbau der Pionabsorption in eine Dreikörpertheorie ist problematisch, da nach erfolgter Pionabsorption nur zwei Nukleonen übrig bleiben, d.h. kein Dreikörpersystem mehr vorliegt.

Die unterschiedliche Behandlung des Absorptionsmechanismus (Kap.2.2) in den Theorien von Giraud et al. (Fay 80) bzw. Rinat et al. (Rin 79) besitzt Auswirkungen auf die Vorhersagen der Analysierstärke, wie in Abb.8.2c dargestellt wird. Die Ergebnisse von Rinat et al. weichen unter rückwärtigen Winkeln erheblich stärker von den Meßergebnissen dieses Experiments ab als jene von Giraud et al..

Obwohl von allen Theorien die Fadejewvorhersagen zu den besten Übereinstimmungen mit dem Experiment führen, bleiben bei Rückwärtswinkeln immer noch gewisse Diskrepanzen. Die experimentellen Werte sind größer als die berechneten. Da jedoch im Fadejewformalismus alle Mehrfachstreuungsterme, die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und die Pionabsorption behandelt werden, deuten diese Abweichungen auf neue Mechanismen hin, die in der πd Streuung eine Rolle spielen könnten.

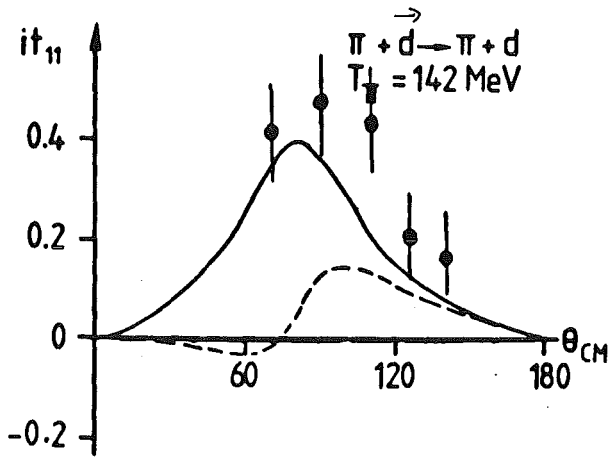


Abb.8.2a Fadejewvorhersagen beschreiben die Daten, wenn alle S und P- πN Partialwellen berücksichtigt werden (—). Bei Beschränkung auf die P_{33} Welle im πN Kanal ist dies nicht möglich (----). (Gir 78)

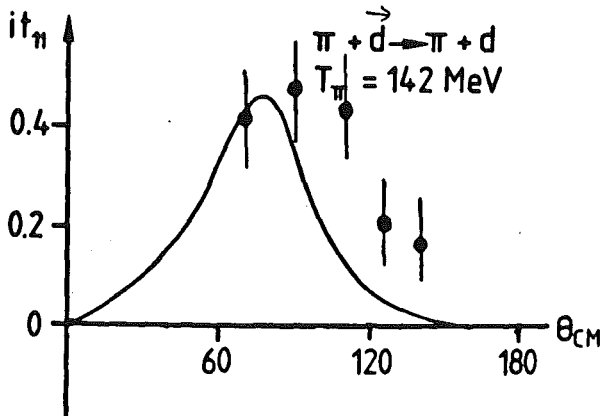


Abb.8.2b Die Hinzunahme der Pionabsorption führt in den Rechnungen von Fayard zu keiner besseren Beschreibung der Messwerte. (Fay 80)

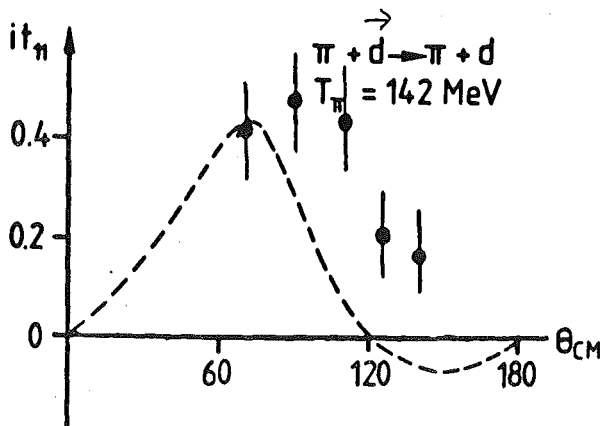


Abb.8.2c Absorptionseffekte ergeben in den Vorhersagen von Rinat unter Rückwärtswinkeln starke Abweichungen vom Experiment. (Rin 79)

8.2 THEORIEN OHNE DIBARYONRESONANZEN BEI 256 MeV

In Abb.8.3 werden die Meßergebnisse bei 256 MeV mit den Ergebnissen der verschiedenen "konventionellen" Theorien verglichen. Die schlechte Übereinstimmung mit dem D^* Modell bzw. dem Betz-Lee Modell (Abb.8.3a) überrascht nicht, da sich das Fehlen der nichtresonanten πN Amplituden bereits bei den 142 MeV Daten als Mangel erwiesen hatte.

Aber auch die Glaubertheorie (Abb.8.3b) gibt einen völlig anderen Verlauf der Winkelverteilung von it_{11} wieder als die Messungen. Diese Näherung wurde für hohe Energien abgeleitet. Da sie die Daten bei der niedrigeren Energie von 142 MeV beschrieb, hätte man erwartet, daß sie auch bei der höheren Energie von 256 MeV gültig ist.

Die Vorhersagen von Fadejewrechnungen, die alle πN Partialwellen einschließen, ergeben durchwegs positive Werte für it_{11} im gesamten Winkelbereich (Abb.8.3c). Zwischen einem Hauptmaximum bei 80° und einem Nebenmaximum bei 150° verläuft die Winkelverteilung im Gegensatz zu den Meßpunkten ohne drastische Sprünge. Auch die Berücksichtigung der Absorption führt zu keiner besseren Übereinstimmung.

Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist viel gravierender als das Versagen der Theorie im Fall der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Dort zeigten sich Abweichungen bei Rückwärtswinkeln $>100^\circ$. Da die Wirkungsquerschnitte im Großwinkelbereich sehr niedrig sind, kann die Frage gestellt werden, wie zuverlässig selbst die Fadejewrechnungen in diesem Bereich sind. Anders bei der Vektoranalysierstärke, wo bereits bei Vorwärtswinkeln die Theorie deutlich vom Experiment abweicht. Dies führt notgedrungen zu dem Schluß, daß ein wesentlicher Reaktionsmechanismus der πd Streuung bei 256 MeV in den konventionellen Theorien unberücksichtigt blieb.

Auffallend ist, daß im Gegensatz zu dem recht monotonen Verhalten aller theoretischen Kurven die Daten eine oszillatorische Struktur mit mehreren Nulldurchgängen besitzen. Das kann als Hinweis auf den zusätzlichen starken Beitrag einer höheren, eventuell resonanten, Partialwelle gedeutet werden.

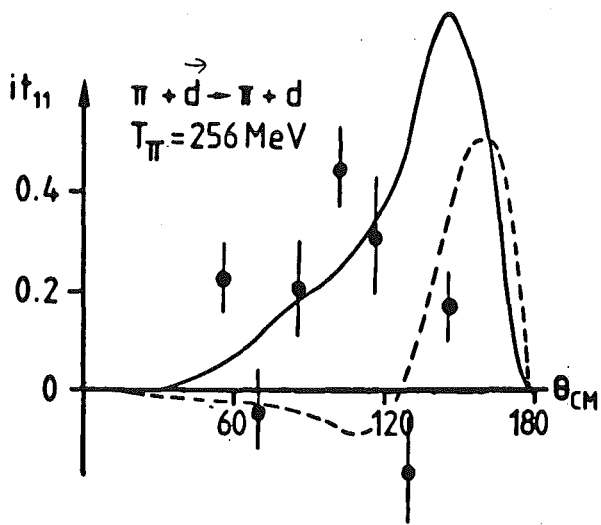
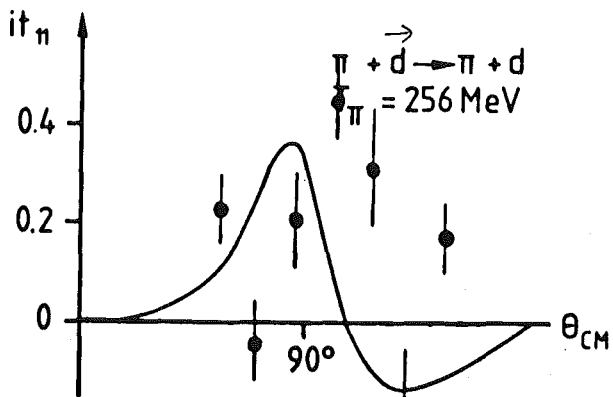
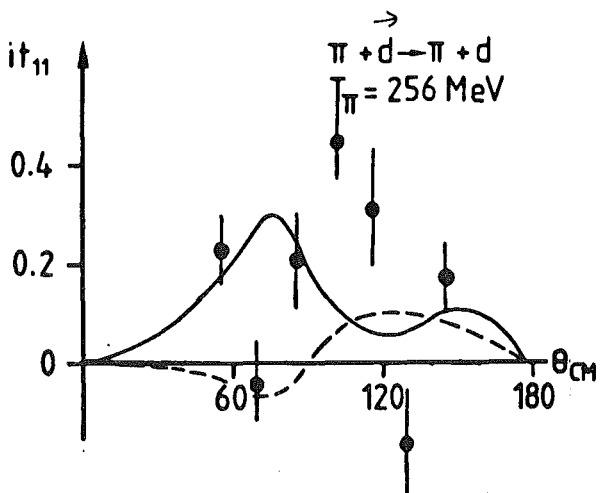


Abb.8.3 Die Vorhersagen "konventioneller" Theorien im Vergleich mit der gemessenen Vektoranalysierstärke bei 256 MeV:

a, Vorhersagen im D^* Modell. Vergleiche mit Abb.2.6. (Hän 78)



b, Vorhersagen der Glaubernäherung. (Kan 80)



c, Vorhersagen von Dreikörperrechnungen. Die einzelnen Kurven sind in Abb.8.2b erklärt. (Rin 79)

8.3 PION-DEUTERONSTREUUNG UND DIBARYONRESONANZEN

Vergleich von Theorie und Experiment

Wie im Theoriekapitel ausgeführt wurde, untersuchten Kanai et al. (Kan 78) bzw. Kubodera et al. (Kub 79) vor Beginn dieses Experiments die Frage, ob die in der spinabhängigen N-N Streuung gefundenen Resonanzen die Observablen der π d Streuung beeinflussen könnten. Folgender Grund war ausschlaggebend dafür, daß der elastische Pion-Deuteron-Kanal für diese Studien ausgesucht wurde: Die elastische π d Streuung ist eine der am häufigsten untersuchten Pion-Kern-Wechselwirkungen. Die grundlegenden konventionellen Streumechanismen sind gut bekannt und der Wirkungsquerschnitt wird von mehreren Theorien zufriedenstellend beschrieben. Kanai et al. wählten zur Berechnung der sogenannten Untergrundstreuung, das ist der Anteil an der Streuung, der keine Dibaryonresonanzen enthält, die Glaubernäherung. Diese Näherung ist relativ einfach zu handhaben. Daß sie auch im $\Delta(3,3)$ Bereich gültig ist, konnte in Kap.8.1 nachgewiesen werden. In Kap.2.3 wurde erläutert, wie die drei Dibaryonresonanzen 1D_2 , 3F_3 und 1G_4 der Untergrundstreuung beigemischt wurden. Kubodera et al. verwendeten in ihrem Modell zur Beschreibung des nichtresonanten Anteils der π d Streuung Fadejewamplituden. Deren Zuverlässigkeit wurde durch die Messung der Analysierstärke bei 142 MeV bestätigt. Im Gegensatz zu Kanai et al. übernahmen Kubodera et al. die Quantenzahlen der Dibaryonen direkt aus der N-N Streuung. Obwohl in der Grundidee ähnlich und auch im Endergebnis nicht sehr verschieden, ist den Beziehungen von Kubodera et al. der Vorzug zu geben, da diese Autoren zur Berechnung der "Untergrundstreuung" die besten bekannten Fadejewamplituden herangezogen haben. Vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet, stellen relativistische Dreikörperrechnungen die einzig zufriedenstellende Beschreibung der elastischen π d Streuung dar.

Das Modell von Kubodera et al. enthält als "freien Parameter" die Bahndrehimpulskopplung ($\mathcal{L}_\pi = J \pm 1$ oder Mischung aus beiden) beim Zerfall der 2B Resonanzen mit Spin J in den π d Kanal. Abb.8.4a zeigt, daß bei 256 MeV die charakteristische Oszillation der Analysierstärke durch die Vorhersagen für $\mathcal{L}_\pi = J + 1$ beschrieben werden. In diesem Energiebereich scheint die 3F_3 Resonanz angeregt zu werden, die in $\mathcal{L}_\pi = 4$ zerfällt.

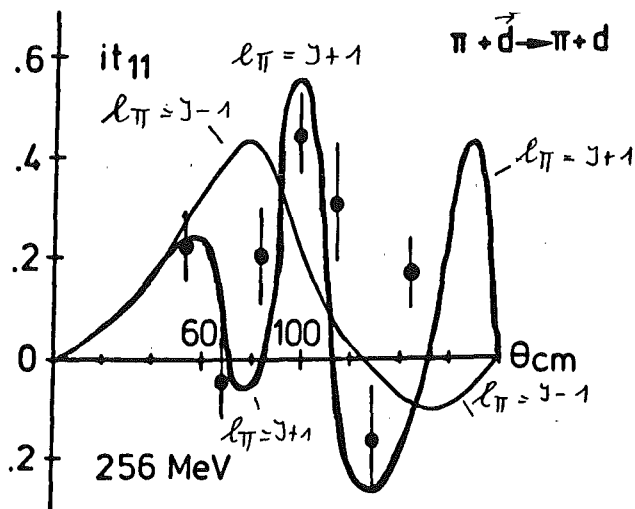


Abb.8.4a Die Beimischung von Dibaryonen zu Fadejew-
 untergrundamplituden führt zur Übereinstimmung zwischen
 Theorie und Experiment.
 (siehe Text).

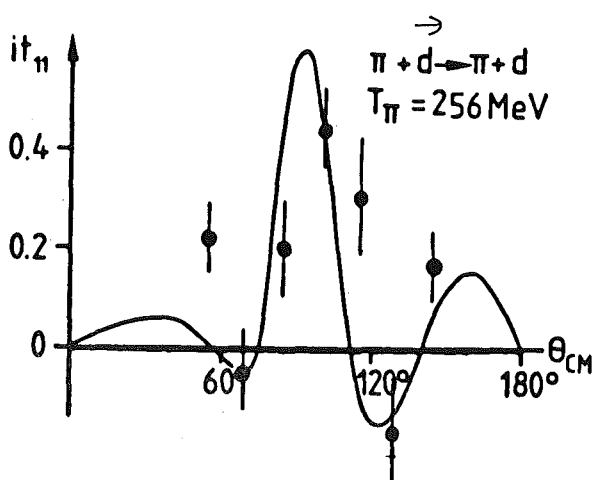


Abb.8.4b Die Vorhersage
 der Vektoranalysierstärke,
 wenn Dibaryonen zu Glau-
 beramplituden addiert wer-
 den. Die charakteristische
 Struktur der Daten wird
 wiedergegeben.

Die übereinstimmenden Ergebnisse beider theoretischen Ansätze verdeutlichen, daß die Details der "nichtresonanten Untergrundrechnung" (Fadejewformalismus bzw. Glaubernäherung) das Resultat wenig beeinflussen. Damit kann der Schluß gezogen werden, daß Dibaryonresonanzen, besonders die 3F_3 (2.23 GeV) Resonanz, in der elastischen πd Streuung bei 256 MeV eine entscheidende Rolle spielen. Nur wenn diese Phänomene in die Theorie einbezogen werden, lassen sich die experimentellen Daten beschreiben.

Auch die Meßergebnisse bei 142 MeV sollen noch einmal unter diesem Gesichtspunkt betrachtet werden. Glauber- und Fadejewrechnungen konnten die experimentellen Daten bei 142 MeV zufriedenstellend beschreiben. In beiden Theorien waren jedoch die berechneten Werte unter Rückwärtswinkeln kleiner als die gemessenen. Diese Diskrepanz kann ebenfalls durch die Beimischung von Dibaryonresonanzen aufgehoben werden. Im Bereich von 150 MeV sollte die 1D_2 Dibaryonresonanz angeregt werden. Sowohl die Ergebnisse von Kubodera et al. als auch die von Kanai et al. legen die Existenz einer 1D_2 Resonanz mit $\ell_\pi = 1$ nahe (Abb.8.5).

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen der Analysierstärke gaben den Anstoß zur Wiederaufnahme und Erweiterung der Rechnungen von Kubodera. Neuere Untersuchungen in diesem Modell von Grein et al. (Gre 81) führten zu dem Ergebnis, daß die Daten bei 256 MeV sowohl durch Beimischung einer reinen 3F_3 Resonanz als auch durch Beimischung von 3F_3 und 1G_4 Resonanzen beschrieben werden können. Diese 1G_4 Resonanz sollte zwar erst bei der Pioneneinschußenergie $T_\pi \approx 415$ MeV erwartet werden; da man jedoch annimmt, daß sie eine Breite von 150 MeV besitzt, kann sie auch schon bei erheblich niedrigeren Energien angeregt werden. Der individuelle Beitrag der einzelnen Dibaryonresonanzen zur πd Streuung bei 256 MeV wird sich allerdings erst durch zusätzliche Messungen der Analysierstärke bei weiteren Energien nachweisen lassen.

Arvieux und Rinat (Arv 80) bezogen ebenfalls die Meßergebnisse für it_{11} in Phasenanalysen ein. Ihre Ergebnisse (Abb.8.6) legen auch die Existenz von 2 Resonanzen (1D_2 und 1G_4) bzw. 3 Resonanzen (1D_2 , 3F_3 und 1G_4) nahe. Eindeutige Aussagen aus Phasenanalysen lassen sich erst dann machen, wenn zusätzliche Winkelverteilungen für it_{11} bei einer Reihe weiterer Energien vorliegen.

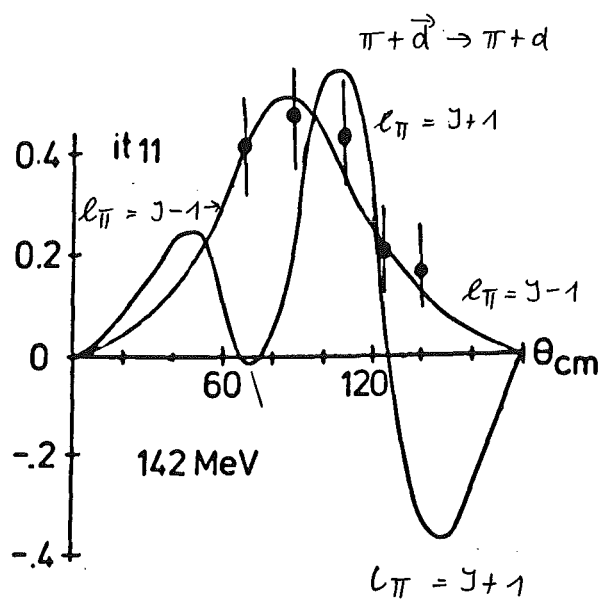


Abb.8.5a Die Hinzunahme von Dibaryonresonanzen führt auch bei 142 MeV zu einer besseren Beschreibung der Rückwärtswinkel. Gezeigt ist die Beimischung von Dibaryonen zu Fadejewamplituden. (Kub 80).

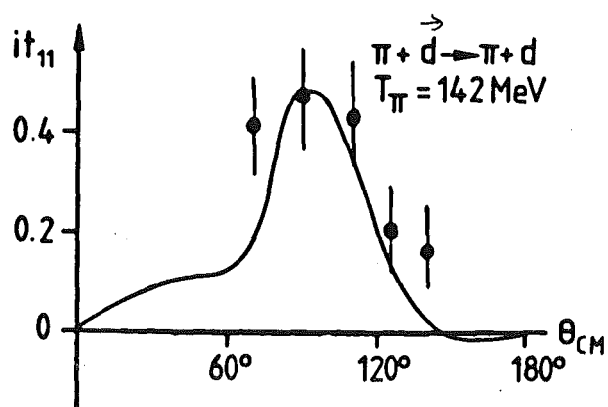


Abb.8.5b Die Berücksichtigung von Dibaryonen im Glaubermodell für 142 MeV. Auch hier ist die Beschreibung besser als in Abb.8.1a. (Kan 80).

Die physikalische Bedeutung von Dibaryonen

Weder Kubodera et al. noch Kanai et al. erklärten die physikalische Bedeutung des Phänomens "Dibaryon". Die Existenz dieser Resonanzen wurde als gegeben vorausgesetzt und nur ihre Auswirkung auf meßbare Größen untersucht.

Zwei Interpretationen für Dibaryonresonanzen werden zur Zeit intensiv untersucht: Die Deutung als Sechsquarkzustände und die Deutung als ΔN Zustände. Mulders et al. (Aer 78, Mul 80) untersuchten im M.I.T. Bag Modell die Massen von Sechsquarkzuständen. Da erheblich mehr Zustände berechnet als tatsächlich beobachtet wurden, ist eine Zuordnung zwischen Experiment und Theorie noch nicht möglich. Zudem können die Breiten dieser Resonanzen im Bag Modell noch nicht vorausgesagt werden, genauso wenig kann der Zerfall der Dibaryonresonanzen in das πd System berechnet werden. Daher werden die im vorliegenden Experiment gefundenen Zerfallskopplungen ($^1D_2: \mathcal{L}_\pi = 1$, $^3F_3: \mathcal{L}_\pi = 4$ und $^1G_4: \mathcal{L}_\pi = 5$) und die zukünftige Bestimmung der Resonanzbreiten durch die Messung der Analysierstärken bei weiteren Energien wesentlich zur Deutung von 2B Resonanzen beitragen können.

Matsuyana et al. (Mat 81) haben untersucht, ob sich Dibaryonresonanzen als ΔN Zustände interpretieren lassen. Alle ΔN Zustände, die durch die Iteration von Ein-Pion-Austausch-Wechselwirkungen entstehen, sind schon von vornherein im Fadejewformalismus enthalten. Matsuyana et al. koppelten daher an das Modell von Thomas et al. (Rin 79) zusätzlich nur die nicht berücksichtigten ΔN Wechselwirkungen. Die Rechnungen ergaben, daß diese quasigebundenen ΔN Zustände nicht als Breit-Wigner-Resonanzen parametrisiert werden können und ihre Beimischung die Observable it_{11} nur relativ geringfügig beeinflusst (Abb.8.7). Die Autoren schlossen daraus, daß sich die im vorliegenden Experiment beobachteten Dibaryonresonanzen nicht als ΔN Zustände deuten lassen.

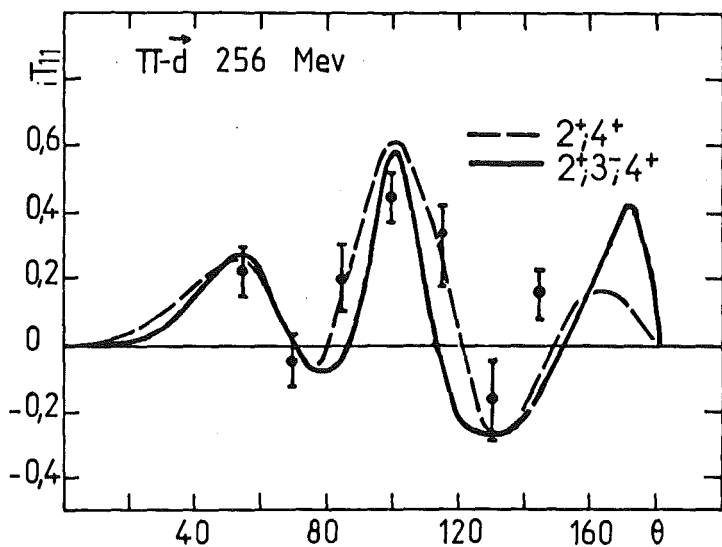


Abb.8.6 Die Ergebnisse einer Phasenanalyse sind in Einklang mit der Existenz von 1D_2 und 1G_4 bzw. 1D_2 , 1G_4 und 3F_3 Dibaryonresonanzen. (Arv 80).

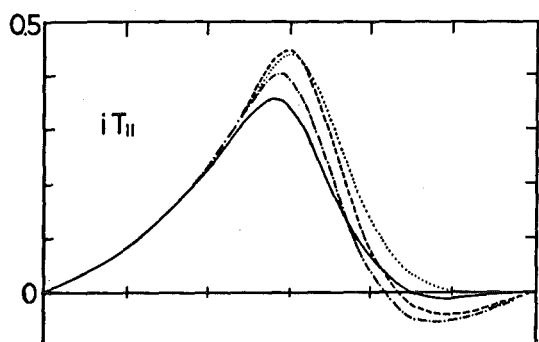


Abb.8.7 ΔN Zustände können nicht zu einer oszillierenden Struktur der Vektoranalysierstärke führen (alle nicht durchgezogenen Kurven sind durch Beimischung von ΔN Zuständen gewonnen). (Mat 81)

Weitere Experimente zur Suche nach Dibaryonen

Tamas et al. (Tam 80) untersuchten die Anregung von Dibaryonresonanzen in den Reaktionen $\gamma + d \rightarrow \bar{\pi} + p + p$ bzw. $\gamma + d \rightarrow p + X$. Photonen und Deuteronen waren unpolarisiert. Die gemessenen Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnitts deuteten auf eine Resonanzstruktur (Dibaryonresonanz?) bei der Gesamtmasse 2.23 GeV hin.

Das zweite der oben genannten Experimente wurde am SIN mit Pionen wiederholt: $\pi^{\pm} + d \rightarrow p + X$ (Arv 80). Dabei wurden die Protonen unter einem bestimmten Winkel und bei festem Impuls in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Pionen nachgewiesen. Es konnten bei der fraglichen Gesamtmasse von 2.23 GeV keine auffallenden Strukturen gefunden werden. Dieser Unterschied zwischen dem Photonexperiment und dem Pionexperiment läßt 3 Deutungen zu:

1. Die Struktur im Photonexperiment ist mit einer Isospin $T = 0$ Dibaryonresonanz verknüpft.
2. Dibaryonen koppeln stärker mit Photonen als mit Pionen.
3. Andere, bisher noch unbekannte Effekte sind für die Struktur im Photonexperiment verantwortlich.

In einem weiteren Experiment am SIN (Fra 80) wurde die Anregungsfunktion für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen πd Streuung unter 180° gemessen. Bei ca. 250 MeV deutete sich eine schwache Struktur an. Da jedoch erhebliche Zweifel an der Normierung des Wirkungsquerschnitts in diesem Energiebereich laut wurden (Bos 80) und die theoretische Interpretation von Rückwärtswinkeln mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden ist (Gre 80), scheint eine Interpretation als Dibaryonresonanz verfrüht.

Holt et al. (Hol 81) unternehmen zur Zeit ein Experiment zur Messung der Winkelverteilung der Tensoranalyserstärke T_{20} in der elastischen πd Streuung bei 142 MeV (Kap.3). Die (noch vorläufigen) Resultate stehen im Widerspruch zu allen konventionellen Theorien.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit gaben den Anstoß zu einem weiteren Experiment mit einem polarisierten Deuteronentarget. Dibaryonsignale sollten auch in der Pionabsorption $\pi + d \rightarrow p + p$ erscheinen. In diesem Kanal ist jedoch die Berechnung der "Untergrundreaktion" (Pionabsorption ohne exotische Resonanzen) erheblich komplizierter und weniger ausgereift als im Fall der elastischen Streuung. Erste Messungen ergaben nur sehr kleine Absolutwerte für die Analyserstärke. Für eindeutige Aussagen sind noch erheblich präzisere Daten und bessere Theorien nötig.

9. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde ein Experiment vorgestellt, dessen Ziel es war, die Vektoranalysierstärke it_{11} der elastischen πd Streuung im Bereich der $\Delta(3,3)$ Resonanz zu messen. Damit sollte ein qualitativ neuer Beitrag zum Verständnis der Pion-Deuteron-Wechselwirkung geleistet werden.

Zur Messung wurde ein vektorpolarisiertes Deuteron-target benutzt. Streuexperimente mit ausgerichteten Deuteronspins sind sehr aufwendig und hier zum ersten Mal mit Pionen durchgeführt worden. Daher mussten erst einschlägige Erfahrungen im Umgang mit einem Deuteron-target gesammelt und umfangreiche Testmessungen am Strahl vorgenommen werden. Schwerpunkte der Datennahme- und der Datenanalyse waren die Untersuchungen von Untergrund und Stabilitätsproblemen.

Obwohl das Deuteron-target durchschnittlich nur zu 17% polarisiert war, konnte durch die gezielte Auswahl zweier Pioneneinschussenergien (142 MeV und 256 MeV) und geeigneter Streuwinkel wertvolle Information über die innere Dynamik der elastischen Pion-Deuteron-Streuung gewonnen werden.

Aus den Meßergebnissen für die Analysierstärke bei 142 MeV lassen sich die nachstehenden Schlußfolgerungen ziehen:

1. Die beste Beschreibung der elastischen πd Streuung liefern Fadejew-dreikörperrechnungen.
2. Die Berücksichtigung von Absorptionsmechanismen führt zu keiner besseren Beschreibung der Daten.
3. Die Vorhersagen aller Theorien, die die kleinen, nichtresonanten Partialwellen im πN Kanal vernachlässigen, stehen im Widerspruch zu den Meßergebnissen.
4. Das Glaubermodell beschreibt ebenfalls, abgesehen von den rückwärtigen Winkeln, die Daten.
5. Die Messungen weisen auf die mögliche Anregung einer 1D_2 Dibaryonresonanz hin.

Die Meßergebnisse für 256 MeV liefern folgende Aussagen:

1. Alle bisherigen Theorien (Glaubernäherung, D^* Modell, Betz-Lee-Modell, Fadejewrechnungen) stehen im Widerspruch zum Experiment.
2. Bei Berücksichtigung von Dibaryonresonanzen können die Daten jedoch beschrieben werden.
3. Bei 256 MeV scheint vor allem eine 3F_3 Resonanz, vielleicht auch eine 1G_4 Resonanz angeregt zu werden.

4. Diese beiden mutmaßlichen Dibaryonresonanzen würden bei einem Zerfall in den πd Kanal dem emittierten Pion einen Bahndrehimpuls $\ell_{\pi} = J + 1$ mitgeben (${}^3F_3: \ell_{\pi} = 4; {}^1G_4: \ell_{\pi} = 5$).

Zur Klärung der noch offenstehenden Fragen (z.B. der Breite von Dibaryonresonanzen, der individuellen Beiträge von verschiedenen 2B Resonanzen zur πd Streuung bei bestimmten Energien, etc.) sollten in Zukunft in möglichst kleinen Energieschritten Winkelverteilungen der Vektoranalyserstärke im gesamten $\Delta(3,3)$ Bereich gemessen werden. Die am SIN begonnenen Untersuchungen im Absorptionskanal $\pi + d \rightarrow p + p$ sollten fortgesetzt und auch dort nach dem Einfluß von Dibaryonsignalen gesucht werden.

Um beide Experimente mit ausreichender Präzision durchführen zu können, ist allerdings ein Deuterontarget mit erheblich höherer Polarisierung erforderlich. Gegenwärtige Untersuchungen an einem Mischkryostaten lassen in naher Zukunft eine Deuteronpolarisation von 35% bis 40% erwarten.

In weiterer Zukunft ist an die Entwicklung eines tensorpolarisierten Deuterontargets und damit an die Messung von Tensoranalyserstärken zu denken.

ANHANG A1

ERGÄNZUNGEN ZUM POLARISATIONSMECHANISMUS

Zur Erklärung der dynamischen Polarisation von Protonen wurden verschiedene Vorstellungen entwickelt. Die bekanntesten sind der sogenannte "Solid Effect" (Abr 58, Abr 66, Abr 78) und die "Spintemperaturtheorie" von Borghini (Bor 68, Bor 71, Wey 78). In der ersten Theorie werden Übergänge zwischen bestimmten Zuständen eines Elektron-Proton-Paares, in der zweiten die "thermische Kopplung" zwischen Spinensembles (Elektronenspinsystem und Protonenspinsystem) betrachtet. Man unterscheidet zwischen erlaubten (nur Elektronenspin oder nur Protonenspin klappen um) und verbotenen Übergängen (Elektronspin und Protonspin ändern gleichzeitig ihre Richtung). Diese verbotenen Übergänge ($\Delta m = 0, 2$) können durch Dipol-Dipol-Wechselwirkungen zwischen Elektronenspin und Protonenspin erklärt werden. Hier soll der anschaulichere "Solid Effect" auf die dynamische Polarisation von Deuteronen angewendet werden.

Man betrachte Paare, die aus einem Deuteronkern mit Spin $I=1$ und einem "freien" Elektron mit Spin $S=1/2$ bestehen, wobei letztere durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung nur schwach gekoppelt seien. Sie befinden sich in einem äußeren starken Magnetfeld und bei tiefen Temperaturen. Dann führt die Zeeman-Wechselwirkung der Elektronen bzw. der Deuteronen mit dem Magnetfeld zum in Abb.A1 dargestellten Energieschema. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung des Elektronenspin mit dem Deuteronspin verursacht die Mischung nahe beieinanderliegender Zustände. (Bei der Entwicklung des Dipol-Dipol-Hamiltonoperators erhält man unter anderen die Terme $S_z I^+$ und $S_z I^-$.^{*} Diese Terme verursachen die Zustandsmischung.)

Bei niedrigen Temperaturen werden die drei tieferen Zustände viel stärker bevölkert als die drei höheren Zustände. Bei einer Mikrowelleneinstrahlung mit einer Frequenz von $\omega_e - \delta \approx 70.2$ GHz sind auf Grund der Zustandsmischungen Übergänge zwischen den Zuständen 3 und 4 möglich (Abb.A1). Sowohl der Elektronenspin als auch der Kernspin klappen nach oben. Der Elektronenspin wechselwirkt jedoch stark mit dem Gitter des Festkörpers und klappt in kurzer Zeit wieder um.^{**} Da der Deuteronspin viel schwächer mit dem Gitter wechselwirkt, behält er seine Richtung bei (in Abb.A1 gestrichelt).

* I^+ sind Auf- bzw. Absteigeoperatoren bezüglich der Eigenwerte von I_z .

** "Spin-Gitter-Relaxation"

Diese Mikrowelleneinstrahlung führt daher zu starker Bevölkung des Zustandes 1 und damit zu positiver Polarisation. Dieser Vorgang findet nur in der Nähe der paramagnetischen Zentren statt. Durch Kernspindiffusion (Wechselwirkung der Deuteronspins untereinander) wird die Probe über ihr gesamtes Volumen gleichmäßig polarisiert. Analog zu diesem Vorgang führt die Einstrahlung einer Mikrowellenfrequenz von $\omega_e + \nu \approx 70.4$ GHz zu negativer Polarisation der Deuteronspins.

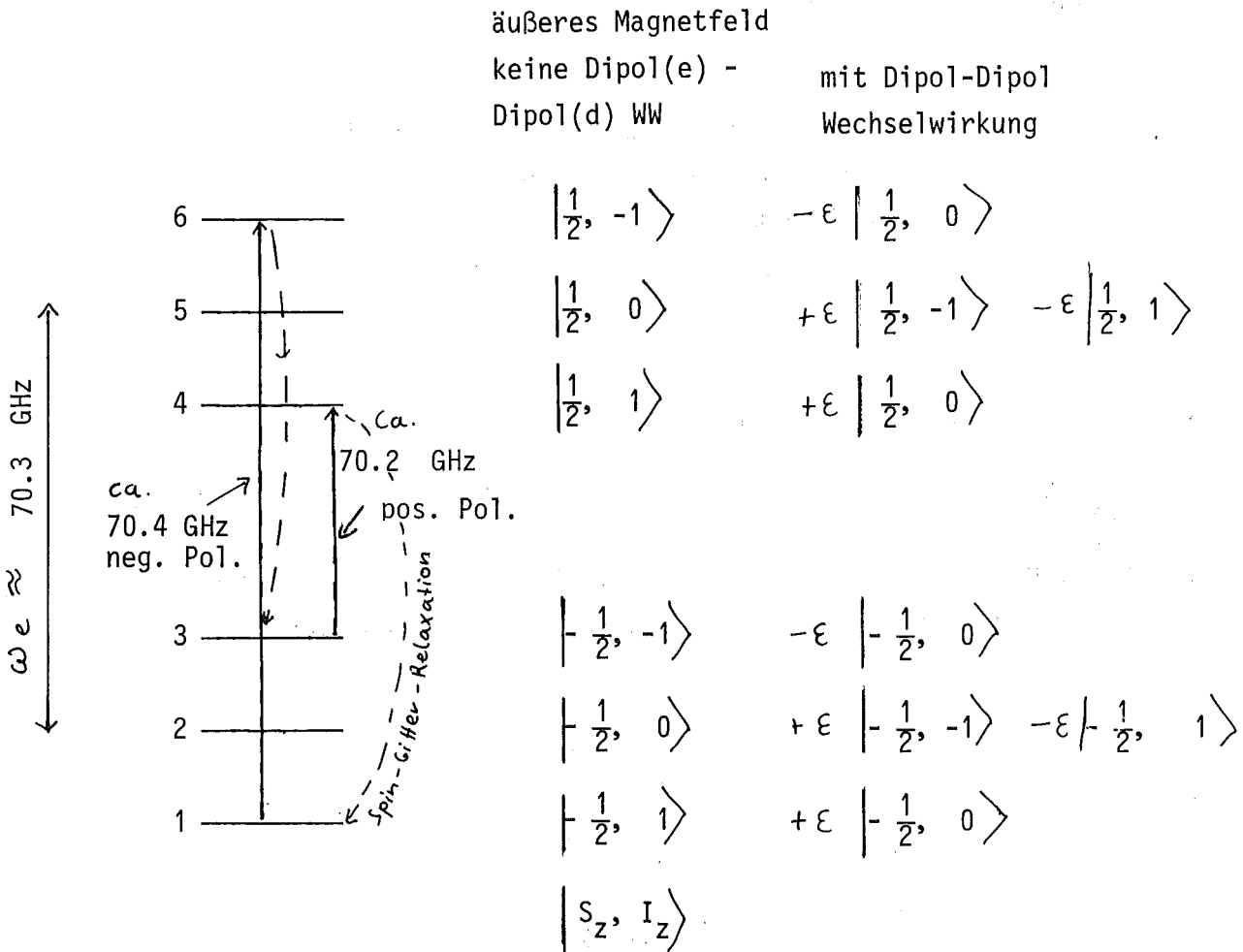


Abb.A1 Energieniveaus eines schwach gekoppelten Systems aus Elektronspin $S = 1/2$ und Deuteronkernspin $I = 1$. Linkerhand sind die Wellenfunktionen eingezeichnet, wenn keine Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Elektronspin und Kernspin berücksichtigt ist, rechterhand die Beimischungen nach Einschaltung dieser Wechselwirkung. Die Mikrowelleneinstrahlung führt je nach Frequenz zu positiver bzw. negativer Polarisation (siehe Text).

ANHANG A2

DAS DEUTERONKERNRESONANZ (DMR) SIGNAL

In diesem Anhang soll dargestellt werden, wie die Linienform des DMR Signals zustandekommt. Das Deuteron besitzt neben einem magnetischen Dipolmoment μ auch ein elektrisches Quadrupolmoment eQ . Letzteres wechselwirkt mit dem elektrischen Feldgradienten q , der im Festkörper Butanol herrscht:

$$E_{\text{Quadr}} \sim \mathcal{J} (3 \cos^2(\theta) - 1) (3 m^2 - I(I + 1))$$

$$\mathcal{J} = e^2 q Q$$

θ = Winkel zwischen dem äußeren Magnetfeld und dem Feldgradienten, dessen Hauptachse etwa in Richtung der C - D Bindung liegt.

$m = 1, 0, -1$ (magnetische Unterzustände des Deuterons mit Spin $I=1$).

Für $m = \pm 1$ bzw. $m=0$ ergibt sich:

$$E_{\text{Quadr}}^{\pm 1} \sim \mathcal{J} (3 \cos^2(\theta) - 1) \quad \text{bzw.} \quad E_{\text{Quadr}}^0 \sim -2 \mathcal{J} (3 \cos^2(\theta) - 1)$$

Der Einfluß der elektrischen Quadrupolwechselwirkung auf die Zeemanniveaus des Deuterons ist in Abb.A3 für $\theta = \pi/2$ verdeutlicht.

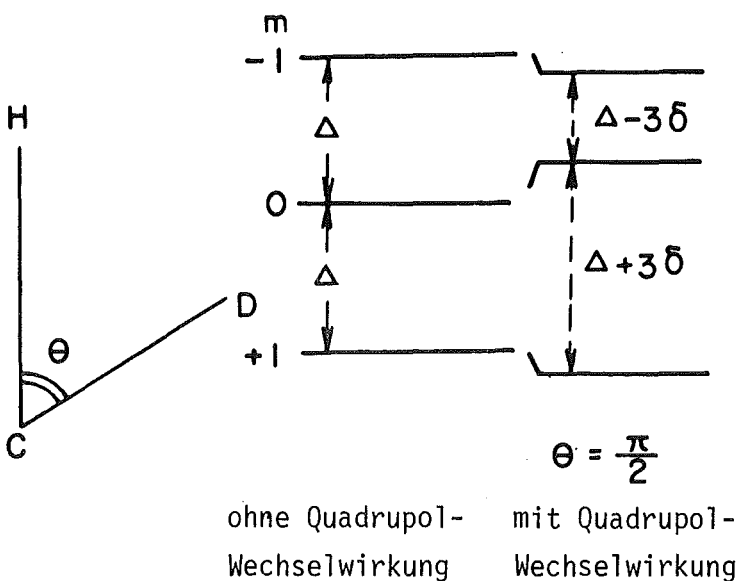


Abb.A2 Einfluß der elektrischen Quadrupolwechselwirkung auf die Zeemanniveaus des Deuterons für $\theta = \pi/2$.

Für einen bestimmten Winkel θ spaltet sich das DMR Signal in zwei Übergänge $m=0 \rightleftharpoons m=1$ und $m=-1 \rightleftharpoons m=0$ auf.

Da in amorphen Proben die Achsen des Feldgradienten gleichmäßig über alle Winkel θ streuen, ist die Besetzungsdichte dn pro Energieintervall dE_{Quadr} :

$$\frac{dn}{dE_{\text{Quadr}}} \sim \frac{d \cos(\theta)}{d (3\cos^2(\theta) - 1)} \sim \frac{1}{\cos(\theta)}$$

(Bei $\theta = \pi/2$ wird $\frac{dn}{dE_{\text{Quadr}}}$ nicht unendlich groß, weil die Spin-Spin-Wechselwirkung die "Spitzen" abrundet.)

Die beiden individuellen Resonanzlinien für die Übergänge $m=0 \rightleftharpoons m=1$ und $m=-1 \rightleftharpoons m=0$ sind in Abb.A3 gestrichelt eingezeichnet. Deren Überlagerung führt dann zur durchgezogenen DMR Resonanzlinie.

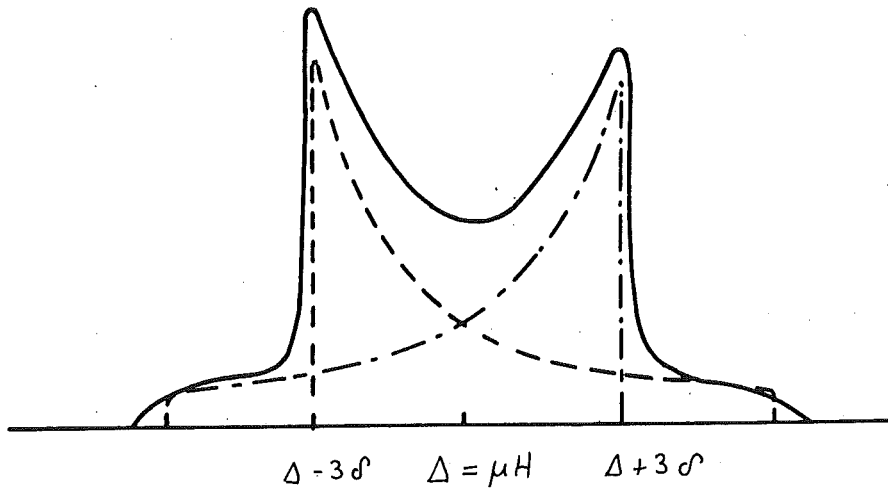


Abb.A3 Die theoretische Linienform des DMR Signals (—) ist die Summe aus den beiden Übergängen $m=0 \rightleftharpoons m=1$ und $m=-1 \rightleftharpoons m=0$ (-----).

LITERATURVERZEICHNIS

- Abr 58 A. Abragam and W.G. Proctor, Phys.Rev.109, 1441 (1958)
- Abr 66 A. Abragam, Proc. of the Intern. Conf. on Polarised Targets and Ion Sources, Saclay, S. 27,(1966)
- Abr 78 A. Abragam and M. Goldman, Rep. Progr. Phys. Vol 41, 395 (1978)
- Aer 78 A. Th. Aerts et al., Phys. Rev. Lett. 40, 1543 (1978)
- Aer 78 A. Th. Aerts et al., Phys. Rev. D 17, 260 (1978)
- Alb 79 J.P. Albanese et al., Nucl. Instr. and Meth. 158, 363 (1979)
- Arv 80 J. Arvieux and A.s. Rinat, preprint WIS 80/26/June
- Arv 80 J. Arvieux et al. SIN Newsletter 13, 22,(1980)
- Aue 77 I.P. Auer et al., Phys. Lett. 67B ,113 (1977)
- Aue 77 I.P. Auer et al., Phys. Lett. 70B ,475 (1977)
- Aue 78 I.P. Auer et al., Phys. Rev. Lett. 41 , 354 (1978)
- Aye 76 R. Ayed, thesis (Paris, 1976) and Report CEA-N-1921, Centre d' Etudes Nucléaires de Saclay
- Bal 78 R. Balsiger et al., Nucl. Instr. and Meth. 157, 247 (1978)
- Bet 81 M. Betz and T.-S. H. Lee, Phys. Rev. C 23 , 375 (1981)
- Bol 78 J. Bolger, Internal Report, unpublished
- Bor 70 M. Borghini, Methods in Subnuclear Physics Vol IV, Part 2 edited by M. Nikolic, New York (1970)

- Bor 71 M. Borghini and K. Scheffler, Nucl. Instr. and Meth. 95, 93 (1971)
- Bor 71 M. Borghini, IInd Intern. Conf. on Polarised Targets 71, edited by G. Shapiro, Berkeley (1971) p.1
- Bos 80 E.T. Boschitz, Lecture Notes in Physics 137, Proceedings Bologna (1980)
- Car 70 C. Carlson, Phys. Rev. C, 2, 1124 (1970)
- Eis 80 J.M. Eisenberg and D.S. Koltun, Theory of Meson Interactions with Nuclei, New York (1980)
- Fad 61 L.D. Fadejew, Soviet Physics JETP 12, 1014 (1961)
- Fay 80 C. Fayard et al., Phys.Rev.Lett. 45, 524 (1980)
- Fay 81 C. Fayard, private Mitteilung
- Fic 71 D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, Mannheim (1971)
- Fra 80 R. Frascaria et al., Phys.Lett. 91B, 345 (1980)
- Gab 80 K. Gabathuler et al., Nucl.Phys. A350, 253 (1980)
- Gib 80 W.R. Gibbs, Phys.Rev.C3, 1127 (1971)
- Gir 78 N. Giraud et al., Phys.Rev.Lett. 40, 438 (1978)
- Gir 78 N. Giraud et al., Phys.Lett 77 B, 141 (1978)
- Gir 79 N. Giraud et al., Phys.Rev. C19, 465 (1979)
und private Mitteilung
- Gir 80 N. Giraud et al., Phys.Rev. C21, 1959 (1980)
und private Mitteilung

- Gla 59 R.J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics
edited by W.E. Britten et al. (Interscience, New York, 1959)
Vol.I. p.315
- Gre 75 M.D. Greenblatt, SIN Report PR-75-007 (1975)
- Gre 78 W. Grein and P. Kroll, Nucl.Phys. B137, 173 (1978)
- Gre 80 W. Grein et al., SIN preprint (1980)
- Gre 81 W. Grein and M.P. Locher, SIN PR-81-05
- Hän 78 R. Händel et al., Phys.Lett. 71B, 4 (1978)
- Hän 78 R. Händel, Dissertation, Erlangen (1978)
- Har 69 D.R. Harrington, Phys.Rev.184, 1745 (1969)
- Hid 77 K. Hidaka et al., Phys.Lett. 70B, 479 (1977)
- Hid 80 K. Hidaka and A. Yokosawa, Surveys in High Energy Physics,
Volume 1 (2), January (1980) p. 141
- Hol 79 R.J. Holt et al., Phys.Rev.Lett. 43, 1229 (1979)
- Hol 81 R.J. Holt, private Mitteilung
- Hop 81 H. Hopf und M. Dillig, private Mitteilung (1981)
- Hos 77 N. Hoshizaki, Progr.Theor.Phys. 57, 1099 (1977)
- Hos 77 N. Hoshizaki, Progr.Theor.Phys. 58, 716 (1977)
- Hos 78 N. Hoshizaki, Progr.Theor.Phys. 60, 1796 (1978)
- Hos 79 N. Hoshizaki, Progr.Theor.Phys. 61, 129 (1979)

- Jaf 77 R.L. Jaffe, Phys.Rev.Lett. 38 (1977) und Errata 38, 617 (1977)
- Jam 75 F. James et al., Comp.Phys.Comm. 10, 343 (1975)
- Kan 78 K. Kanai et al., Kyushu Preprint 78-HE-13
- Kan 79 K. Kanai et al., JETP Letters 30, 133 (1979)
- Kan 79 K. Kanai et al., Progr.Theor.Phys.62, 153 (1979)
- Kan 80 K. Kanai et al., Proc. of the 2nd Meeting on Exotic Resonances, Hiroshima, 39 (1980)
- Kan 81 K. Kanai et al., Progr.Theor.Phys. 65, 266 (1981)
- Klu 74 W. Kluge, Fortschritte der Physik 22, 691 (1974)
- Kok 69 J.J.J. Kokkedee, The Quark Model (Benjamin, New York, 1969)
- Kub 79 K. Kubodera and M.P. Locher, Phys.Lett. 87B, 169 (1979)
- Kub 80 K. Kubodera et al., J.Phys.G6, L1 (1980)
- Mad 70 In Polarisation Phenomena in Nuclear Reactions (H.H. Barschall and W. Haeberli, eds), Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin (1970)
- Mat 81 A. Matsuyama and K. Yazaki, private Mitteilung (1981)
- Mic 69 C. Michael and C. Wilkin, Nucl.Phys. B11, 99 (1969)
- Mul 78 P.J.G.Mulders et al., Phys.Rev.Lett. 40, 1543 (1978)
- Mul 80 P.J.G.Mulders et al., Phys.Rev.D 21, 2653 (1980)
- Myh 73 F. Myhrer and D.S. Koltun, Phys.Lett. 46B, 322 (1973)

- Myh 79 F. Myhrer, Nordita 79/25 (1979)
- Myh 79 F. Myhrer, Proc. of the 8th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Vancouver (1979)
- Ohl 75 G.G. Ohlsen, Techniques of Polarisation Physics, Proc. of the 4th Intern. Symposium on Polarisation Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich (1975)
- Ped 78 E. Pedroni et al., Nucl.Phys. A300, 321 (1978)
- Pet 73 N.M. Petrov and V.V. Peresypkin, Phys.Lett. 44B, 321 (1973)
- Rin 77 A.S. Rinat and A.W. Thomas, Nucl.Phys. A282, 365 (1977)
- Rin 79 A.S. Rinat et al., Nucl.Phys. A329, 285 (1979)
- Rin 80 A.S. Rinat and Y. Starkand, Phys.Rev.C 21, 324 (1980)
- Sag 78 B. Saghai, Talk at IKO Study Week, Amsterdam, Sept 1978
- Sta 79 A. Stanovnik et al., Contribution to 2nd Meson-Nucleus Conf. Houston (1979) und private Mitteilung
- Tam 80 G. Tamas, Lecture Notes in Physics 137, Proceedings, Bologna 1980 p.234
- Tho 73 A.W. Thomas and I.R. Afnan, Phys.Lett.45B, 437 (1973)
- Tho 76 A.W. Thomas, Nucl.Phys. A258, 417 (1976)
- Tho 78 A.W. Thomas, Few Body Systems and Nuclear Forces II, Vol 87 in Lecture Notes in Physics, ed. H. Zingl et al. p. 247, Berlin (1978)

- Tho 79 A.W. Thomas and R.H. Landau, TRI-PP-79-23, jul 1979
- Wey 78 P. Weymuth, Diss.Nr.6162, ETH Zürich (1978)
- Zic 80 J. Zichy, Diss.Nr.6612, ETH Zürich (1980)