

Diplomarbeit

Strahlzeitvorbereitungen zur
Untersuchung der schwellennahen
Produktion von η -Mesonen in der
quasifreien Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{spec}$ bei
ANKE

vorgelegt von
Daniel Schröer

– August 2012 –

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Mesonen	4
1.2 Zwei-Teilchen-Kinematik	6
1.2.1 Das Missing-Mass-Verfahren	7
1.2.2 Spectatorkinematik	8
1.3 Der Wirkungsquerschnitt	10
1.3.1 Endzustandswechselwirkung	13
1.4 η -Mesische Kerne	15
1.4.1 Die ηN -Streulänge	15
1.4.2 Datenlage für die Untersuchung η -mesischer Kerne .	16
1.4.3 Die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$	18
1.5 Luminosität	20
2 Experimenteller Aufbau und verwendete Software	23
2.1 Das Cooler Synchrotron COSY	23
2.2 Das ANKE-Spektrometer	25
2.2.1 Das Clustertarget	25
2.2.2 Das Vorwärtsdetektorsystem	28
2.2.3 Der Spectatordetektor	30
2.3 Software	40
2.3.1 ROOT	40
2.3.2 RootSorter	40
2.3.3 PLUTO	41
2.3.4 ANKEGeant4	41
2.3.5 Reconstruction	42
3 Die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$	43
3.1 Auflösung der Überschussenergie	44
3.2 Simulationen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ für den Strahlimpuls $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$	47
3.3 Simulationen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ für den Strahlimpuls $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$	57
3.4 Datennormierung	60

4 Zusammenfassung und Ausblick	67
---------------------------------------	-----------

Einleitung

Ein großer Antrieb der Menschheit ist der Wunsch, genau zu verstehen, woraus die Welt besteht und nach welchen Gesetzmäßigkeiten sie funktioniert. Schon die Griechen postulierten die Existenz von Atomen, kleinen, unteilbaren Teilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzen soll. Heutzutage ist bekannt, dass die Atome aus den noch kleineren Protonen, Neutronen und Elektronen bestehen. Laut dem Standardmodell der Teilchenphysik bestehen diese Protonen und Neutronen aus weiteren Teilchen: Quarks und Gluonen, welche der starken Wechselwirkung unterliegen.

Die Theorie der starken Wechselwirkung wird auch als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet. Dieser Name spielt auf die Farbladungen an, die die Quarks und Gluonen, analog zur elektrischen Ladung der Elektrodynamik, tragen. So können die Quarks eine von drei verschiedenen Farben (rot, grün, blau) haben. Aber auch die Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, haben gleichzeitig eine Farbe und eine Antifarbe. Dies unterscheidet sie von den ungeladenen Photonen, den Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft.

Aufgrund dieser Farbladung wechselwirken die Gluonen auch miteinander. Dies führt dazu, dass die Wechselwirkung zwischen den Quarks mit zunehmendem Abstand immer größer wird. Wird die Entfernung groß genug, bilden sich durch die Feldenergie neue Teilchen. Deshalb ist es nicht möglich, einzelne Quarks in der Natur zu finden. Stattdessen bilden sie gebundene Zustände. So werden Teilchen, die sich aus drei Quarks zusammensetzen, als Baryonen bezeichnet, während Quark-Anti-Quark-Zustände Mesonen genannt werden.

Viele dieser Teilchen haben eine so kurze Lebensdauer, dass es praktisch unmöglich ist, sie in der freien Natur zu finden. Allerdings ist es heutzutage mit Hilfe großer Teilchenbeschleuniger möglich, diese Partikel in großer Zahl zu produzieren und ihre Eigenschaften zu untersuchen.

Ein wichtiger Themenschwerpunkt, der an vielen Experimenten an Teilchenbeschleunigern untersucht wird, ist die Wechselwirkung zwischen Kernen und Mesonen. Insbesondere das η -Meson eignet sich aufgrund seiner elektrischen Neutralität zur genaueren Untersuchung der starken Wechselwirkung. Bei diesen Messungen konnte gezeigt werden, dass die starke Wechselwirkung für eine starke Anziehung zwischen Nukleonen und dem

η -Meson sorgt. Diese Erkenntnis führte zu Spekulationen, dass sich bei hinreichend starker Wechselwirkung ein gebundener Zustand aus dem Meson und einem Atomkern bilden kann.

Um herauszufinden, ob ein solcher Zustand existiert, wurden große Anstrengungen unternommen. Ein sehr interessanter Kandidat ist hierbei das $\eta^3\text{He}$ -System. Messungen legen nahe, dass bei diesem Atomkern der Grenzfall zwischen gebundenem und ungebundenem Zustand vorliegt. Allerdings ist nicht eindeutig bestimmt, welcher dieser beiden Fälle gegeben ist.

Um präzisere Informationen über die Wechselwirkung zu erhalten, ist es deshalb sinnvoll, eine elementarere Reaktion zu untersuchen.

Aus diesem Grund wurde bei der 40. Sitzung des Program Advisory Committees (PAC) des Forschungszentrums Jülich das Proposal mit dem Titel „Measurement of the quasi-free $pn \rightarrow d\eta$ cross section at ANKE“ [Kho12] eingereicht, um aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts, speziell im schwellennahen Bereich, Aussagen über die Wechselwirkung zwischen Kernen und Mesonen treffen zu können. Das ANKE-Experiment am Teilchenbeschleuniger COSY ist aus vielfachen Gründen sehr gut für die Untersuchung dieser Reaktion geeignet. So kann COSY mit großer Präzision Nukleonen auf die benötigten Energien beschleunigen. ANKE wiederum hat die Möglichkeiten, bis auf das η -Meson alle an dieser Reaktion beteiligten Teilchen nachzuweisen und ihre Impulse akkurat zu rekonstruieren, sodass die Reaktion eindeutig identifiziert werden kann. Insbesondere erlaubt ANKE durch den Einsatz von nahe am Vertexpunkt platzierten Spectatordetektoren die in dieser Reaktion auftretenden Spectatorprotonen zu detektieren und ihre Flugrichtung und Energie genau zu messen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden vorbereitende Analysen und Simulationen für diesen Strahlzeitantrag durchgeführt. So wurde bestimmt, wie der experimentelle Aufbau, zum Beispiel die Detektorpositionen und der Strahlimpuls, gewählt werden muss, um den Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit hoher Präzision bestimmen zu können. Ein Schwerpunkt wird hierbei auf die Rekonstruktion der Impulse der Spectatorprotonen gelegt, welche die größten Einschränkungen für die Akzeptanz und die Messgenauigkeit liefern.

Die hieraus erhaltenen Resultate haben das PAC überzeugt, für diese Messung eine Strahlzeit von zwei Wochen zur Verfügung zu stellen. Die erwarteten Ergebnisse, die aus den Daten dieser geplanten Strahlzeit erhalten werden können, werden in dieser Arbeit genauer beschrieben.

1 Theoretische Grundlagen

Im Jahr 1986 sagten Haider und Liu zum ersten Mal die Möglichkeit vor- aus, dass ein η -Meson und ein Atomkern aufgrund der attraktiven und relativ starken Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und Nukleonen [Bha85] einen gebundenen Zustand bilden können [Hai86], einen so genannten η - mesischen Kern. Dieses Thema hat die Aufmerksamkeit vieler Wissen- schaftler auf sich gelenkt und vom Physics and Astronomy Classification Scheme (PACS) eine eigene Sektion mit dem Namen „21.85.+d Mesic nuclei“ verliehen bekommen.

Da die Wechselwirkung zwischen Kern und Meson mit der Anzahl der im Kern befindlichen Nukleonen, also mit der atomaren Massenzahl, zuneh- men sollte, wird mit steigender Massenzahl eine stärkere Wechselwirkung erwartet, was zu einem gebundenen Zustand führen kann. Allerdings wird aus den bisherigen Messungen nicht eindeutig klar, ab welchem Kern dies passiert. Jedoch legen Messungen nahe, dass beim ${}^3\text{He}$ -Kern der Grenzfall zwischen gebundenem und ungebundenem Zustand vorliegt (Kap. 1.4).

Um diese Frage beantworten zu können, ist es wichtig, die Interaktion von Meson und Kern für verschiedene Massenzahlen zu analysieren. Eine Option, um die Wechselwirkung zwischen Meson und Kern zu untersuchen, ist die Analyse des schwellennahen Wirkungsquerschnitts in einem Pro- duktionsexperiment, im Falle von η und Deuteron beispielsweise über die in dieser Diplomarbeit beschriebene Reaktion $pn \rightarrow d\eta$. Wenn der Wir- kungsquerschnitt in Schwellennähe vom Phasenraumverhalten abweicht, so ist eine mögliche Erklärung der Einfluss der Endzustandswechselwirkung (Kap. 1.3.1).

Für die in dieser Arbeit beschriebene Strahlzeit ist es geplant, die Mes- sung mit einem Protonenstrahl und einem Deuteronentarget durchzufüh- ren, sodass die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ untersucht wird. p_{sp} ist hierbei ein sogenanntes Spectatorproton, welches den Prozess nur indirekt beeinflusst (Kap. 1.2.2).

Zum besseren Verständnis der Messmethode sollen zunächst die theoreti- schen Grundlagen näher erklärt werden.

1.1 Mesonen

Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, werden als Hadronen bezeichnet. Laut dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik setzen sie sich aus Quarks und Gluonen zusammen [Gel64].

Quark	I	I_3	S	C	B	T	Q	Masse MeV/c ²
up(u)	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
down(d)	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$
strange(s)	0	0	-1	0	0	0	-1/3	95 ± 5
charm(c)	0	0	0	1	0	0	2/3	1275 ± 25
bottom(b)	0	0	0	0	1	0	-1/3	4180 ± 30
top(t)	0	0	0	0	0	1	2/3	$(173,5 \pm 0,6 \pm 0,8) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Die sechs Quarks mit einigen Quantenzahlen und Massen. Hier sind I der Isospin, I_3 die dritte Komponente des Isospins, S die Strangeness, C die Charmness, B die Bottomness, T die Topness und Q die Ladung [PDG].

Die sechs Quarks, aufgelistet mit ihren Massen und einigen Quantenzahlen in Tab. 1.1, lassen sich in 3 Familien mit aufsteigender Masse einsortieren. Außerdem existiert zu jedem Quark ein Antiquark, welches in allen additiven Quantenzahlen ein anderes Vorzeichen hat.

Da die Quarks Farbladungen tragen und in der Natur nur farblose Zustände beobachtbar sind, was als Confinement bezeichnet wird, konnten einzelne Quarks bisher nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Stattdessen treten sie nur in gebundenen Zuständen auf. Allerdings wird in Experimenten untersucht, ob bei hohen Energiedichten dieses Confinement aufgehoben wird und sich ein Quark-Gluon-Plasma bildet.

Zustände aus drei Quarks, wie zum Beispiel das Proton (Quarkinhalt: uud), werden als Baryonen bezeichnet, während Quark-Antiquark-Zustände Mesonen genannt werden.

Besagte Mesonen lassen sich in verschiedene Gruppen aufteilen. So gibt es die skalaren Mesonen mit Spin $J = 0$ und die Vektormesonen mit $J = 1$. In Abhängigkeit von der Parität P:

$$P = (-1)^{l+1} \quad (1.1)$$

lassen sich die Mesonen weiter kategorisieren. Die Parität setzt sich hierbei aus dem Faktor -1^l mit dem Drehimpuls l und der Eigenparität des Teilchens von -1 zusammen. Es wird zwischen den pseudoskalaren ($J^P = 0^-$),

skalaren (0^+), Vektor- (1^-) und Axialvektormesonen (1^+) unterschieden.

Betrachtet man nur die drei leichtesten Quarks (u,d,s), so lassen sich, zusammen mit ihren Antiquarks, insgesamt neun Kombinationen aus Quarks und Antiquarks bilden. Links in Abb. 1.1 sind die neun quantenmechanischen Zustände in Abhängigkeit von Strangeness und der dritten Komponente des Isospins dargestellt. Fast alle Zustände lassen sich physikalischen Teilchen zuordnen, was im rechten Teil von Abb. 1.1 zu sehen ist. Eine Ausnahme bilden $\eta_0 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ und $\eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$. In diesen Fällen entsprechen bei den pseudoskalaren Mesonen das η und das η' einer Mischung dieser beiden Zustände:

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \end{pmatrix} = U \cdot \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_0 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

mit der Drehmatrix

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Hierbei ist θ der Mischungswinkel der pseudoskalaren Mesonen. Somit ergeben sich für das η -Meson

$$\eta = \eta_8 \cdot \cos\theta - \eta_0 \cdot \sin\theta \quad (1.4)$$

und für das η' -Meson

$$\eta' = \eta_8 \cdot \sin\theta + \eta_0 \cdot \cos\theta. \quad (1.5)$$

Bei dem idealen Mischungswinkel von $\theta_{ideal} \approx 35,3^\circ$ wäre das η -Meson ein reiner Zustand aus u- und d-(Anti-)Quarks, während das η' -Meson nur aus (Anti)Strangequarks bestehen würde. Bei der experimentellen Bestimmung des Mischungswinkels, zum Beispiel über die Gell-Mann-Okubo-Massenformel, konnte ein Mischungswinkel von $\theta \approx -15,4^\circ \pm 1.0^\circ$ gemessen werden [Fel02]. Dies bedeutet, dass das η -Meson sich zu 30% aus $u\bar{u}$, zu 30% aus $d\bar{d}$ und zu 40% aus $s\bar{s}$ zusammensetzt, während das η' sich zu 20% aus $u\bar{u}$, zu 20% aus $d\bar{d}$ und zu 60% aus $s\bar{s}$ zusammensetzt. Dieser unterschiedliche Anteil an strange-Quarks erklärt, dass das η' -Meson mit $m_{\eta'} = 957,78 \pm 0,06$ MeV fast doppelt so schwer ist wie das η -Meson mit $m_\eta = 547,853 \pm 0,024$ MeV [PDG].

Bei den Vektormesonen sieht die Situation anders aus. Hier können, analog zu den pseudoskalaren Mesonen, aus den Zuständen $\bar{\omega}_8$ und $\bar{\omega}_1$ die physikalischen Teilchen Φ und ω gebildet werden. In diesem Fall konnte der Mischungswinkel zu $\theta \approx 39^\circ$ bestimmt werden [Nak10]. Dies liegt sehr nahe am idealen Mischungswinkel von $\theta_{ideal} \approx 35,3^\circ$, weshalb das ω -Meson fast ein reiner Zustand aus $s\bar{s}$ (zu 99,6%) ist und das Φ -Meson fast nur aus $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ (jeweils 49,8%) besteht.

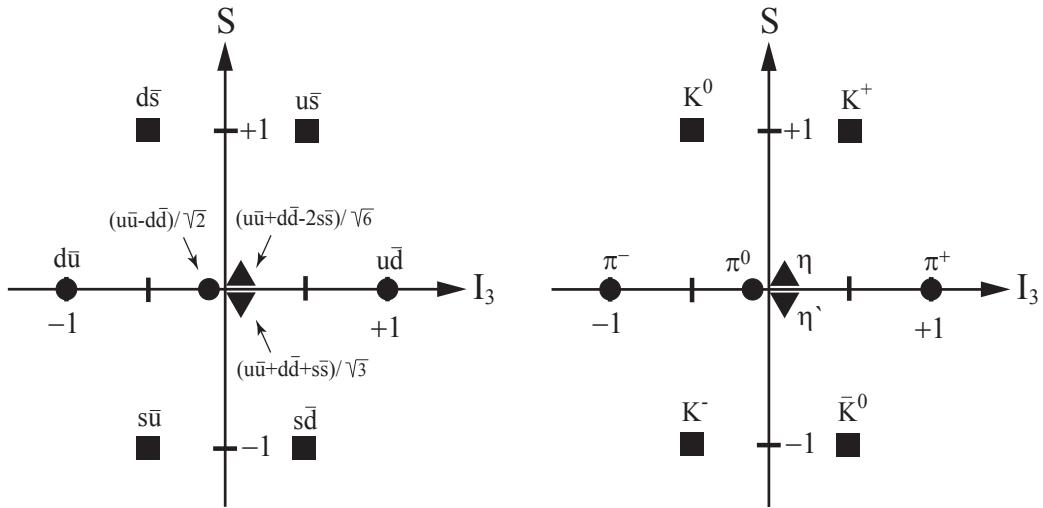


Abbildung 1.1: Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Auf der y-Achse ist die Strangeness aufgetragen und auf der x-Achse die dritte Komponente des Isospins. Der linke Teil zeigt die möglichen quantenmechanischen Zustände, während im rechten Teil die physikalischen Teilchen aufgetragen sind (entnommen aus [Mie07]).

1.2 Zwei-Teilchen-Kinematik

Beide in dieser Arbeit betrachteten Reaktionen, die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$ und $pn \rightarrow d\eta$, haben einen Anfangs- und einen Endzustand aus zwei Teilchen, weshalb von einer Zwei-Teilchen-Reaktion $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ gesprochen wird. Da die Teilchen sich in diesem Experiment mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen, muss die relativistische Kinematik verwendet werden. Wie in der Teilchenphysik üblich wird $c = \hbar = 1$ benutzt.

Aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung muss die Summe der Vierimpulse (E, p_x, p_y, p_z) der ein- sowie der auslaufenden Teilchen identisch sein:

$$\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 = \mathbb{P}_3 + \mathbb{P}_4. \quad (1.6)$$

Die Gesamtenergie, die im Schwerpunktssystem vorliegt, ist der Betrag der Vierervektorsumme der beiden Teilchen von Ein- oder Ausgangskanal:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2| = |\mathbb{P}_3 + \mathbb{P}_4|. \quad (1.7)$$

Um die kinetische Energie der beiden Teilchen im Ausgangskanal, welche als Überschussenergie Q bezeichnet wird, zu bestimmen, müssen die Massen der Teilchen im Ausgangskanal von der Schwerpunktsenergie subtrahiert werden:

$$Q = \sqrt{s} - m_3 - m_4. \quad (1.8)$$

Es ergeben sich drei unterschiedliche Fälle:

- $Q < 0$: In diesem Fall steht nicht genügend Energie zur Verfügung, um die Teilchen zu produzieren, und die Reaktion kann nicht stattfinden.
- $Q = 0$: Dies ist die Produktionsschwelle. In diesem Fall ist die Energie gerade groß genug, dass die Teilchen produziert werden können.
- $Q > 0$: Die Teilchen werden produziert und die kinetische Energie der Teilchen im Ausgangskanal hat den Wert Q .

Da sich der Schwerpunkt im Schwerpunktsystem (engl. Center-of-Mass-System, CM) in Ruhe befindet, folgt, dass sich die Teilchen in diesem System mit exakt gleich großen, aber entgegengesetzten Impulsen bewegen müssen.:

$$\vec{p}_1^{CM} + \vec{p}_2^{CM} = \vec{0} = \vec{p}_3^{CM} + \vec{p}_4^{CM}. \quad (1.9)$$

1.2.1 Das Missing-Mass-Verfahren

In einem Experiment ist es nicht immer möglich, alle an einer Reaktion beteiligten Teilchen nachzuweisen. So ist beispielsweise die Lebensdauer des η -Mesons mit $\tau \approx 5,5 \cdot 10^{-19}$ s so kurz, dass es nicht lange genug existiert, um an ANKE einen Detektor zu erreichen. Aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung können diese nicht nachgewiesenen Teilchen für viele Reaktionen rekonstruiert werden. Wenn nur ein Teilchen nicht detektiert worden ist, so lässt sich, sofern der Anfangszustand bekannt ist und die Viererimpulse aller weiteren beteiligten Teilchen im Ausgangskanal rekonstruiert werden konnten, die so genannte Missing-Mass berechnen.

Im Falle einer Zwei-Teilchen-Reaktion lässt sich Gl. (1.6) nach dem nicht detektierten Teilchen auflösen:

$$\mathbb{P}_4 = \mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3. \quad (1.10)$$

Da der Betrag des Viererimpulses der Masse des betreffenden Teilchens entspricht, kann die Masse des fehlenden Teilchens über

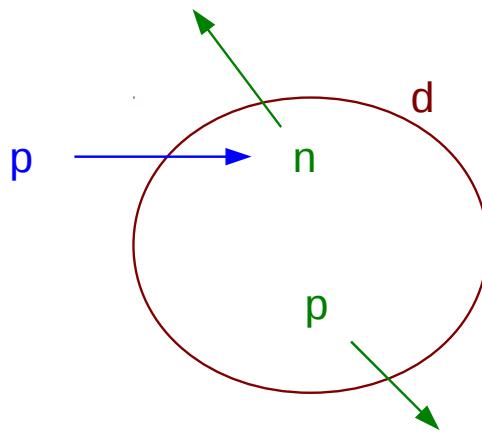


Abbildung 1.2: Vereinfachte Darstellung des Spectatormodells, bei dem ein Proton mit dem Neutron im Deuteron stößt.

$$MM = |\mathbb{P}_4| = |\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3| \quad (1.11)$$

berechnet werden. Im Falle der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ wäre etwa \mathbb{P}_1 das Strahlproton, \mathbb{P}_2 das Targetneutron und \mathbb{P}_3 das detektierte Deuteron. \mathbb{P}_4 ist dann das η -Meson.

Somit erhält man für diese Reaktion eine Missing-Mass im Bereich der η -Masse von $m_\eta \approx 547,853 \text{ MeV}/c$.

1.2.2 Spectatorkinematik

Um die Neutronen für die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ bereitzustellen, ist es für die in dieser Arbeit beschriebene Strahlzeit geplant, ein Deuteronentarget zu benutzen. Das Deuteron ist aus zwei Gründen sehr gut als effektives Neutronentarget geeignet. So ist es mit einer Bindungsenergie von ungefähr 2 MeV nur sehr leicht gebunden und gleichzeitig ist der Durchmesser mit 4 fm relativ groß. Daher ist es möglich, dass Stöße nur an einem Nukleon stattfinden, während das andere Teilchen, in diesem Fall das Proton, nur indirekt an der Reaktion teilnimmt und deshalb als Spectatorteilchen bezeichnet wird (Abb. 1.2).

Der indirekte Einfluss auf die Reaktion wird über die Fermibewegung von Proton und Neutron im Deuteron verursacht. Im Ruhesystem des Deuterons bewegen sich die beiden Nukleonen mit entgegengesetzten Impulsen. In Abb. 1.3 ist die Verteilung des Impulses der Nukleonen dargestellt, die

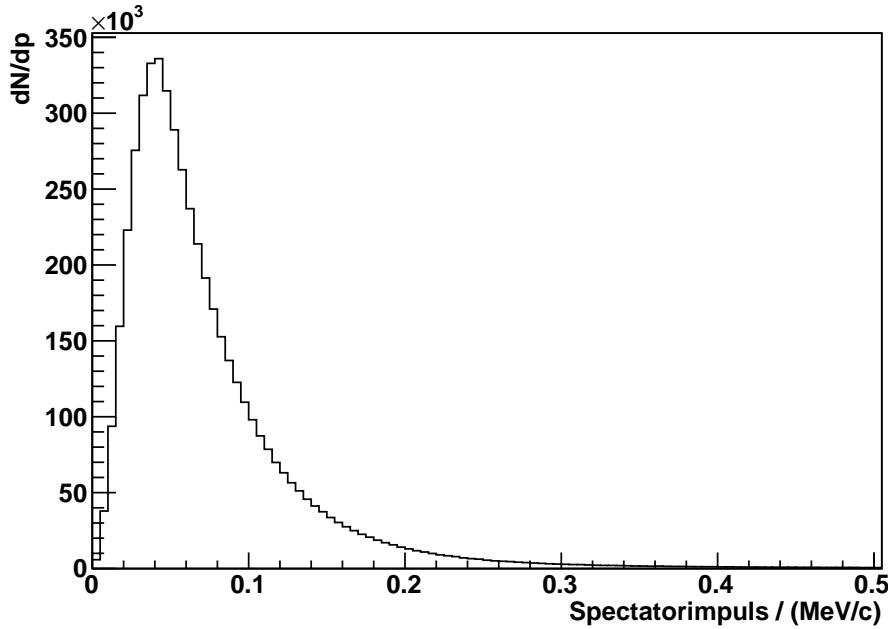


Abbildung 1.3: Impulsverteilung der Nukleonen im Ruhesystem des Deuterons berechnet mit dem Paris-Potential

man aus dem Paris-Potential [Lac81] erhält. Gut erkennbar ist das Maximum der Verteilung bei ungefähr 40 MeV/c.

Somit wird effektiv die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ untersucht. Für diese Reaktion ist \mathbb{P}_n nicht von vornherein bekannt. Stattdessen muss das Spectatorproton detektiert und der Impuls von diesem bestimmt werden. Mit dem Zusammenhang

$$\vec{p}_d = \vec{p}_p + \vec{p}_n = \vec{0} \quad (1.12)$$

lässt sich der Impuls des Neutrons berechnen. Somit verändert sich die Gleichung zur Berechnung der Schwerpunktsenergie (Gl. (1.7)) für $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ zu

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{sp}|. \quad (1.13)$$

\mathbb{P}_p ist hierbei der Viererimpuls des Strahlprotons, \mathbb{P}_d der des als ruhend angenommenen Targetdeuterons und \mathbb{P}_{sp} der des Spectatorprotons. Eine wichtige Konsequenz hiervon ist, dass die Überschussenergie nicht mehr allein durch den eingestellten Strahlimpuls gegeben ist. Stattdessen muss sie für jedes Ereignis einzeln in Abhängigkeit vom Impuls des Spectatorprotons berechnet werden:

$$Q = \sqrt{s} - (m_d + m_\eta) = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{sp}| - (m_d + m_\eta). \quad (1.14)$$

Dies erlaubt die Untersuchung eines Überschussenergiebereichs anstelle von einer bestimmten Überschussenergie für einen fest eingestellten Strahlimpuls.

Zur Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ sollen in der geplanten Strahlzeit die zwei Strahlimpulse $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$ verwendet werden. Diese Werte entsprechen bei einem ruhenden Neutronentarget Überschussenergien von $Q \approx 40 \text{ MeV}$ beziehungsweise $Q \approx 95 \text{ MeV}$. Durch die Spectatorkinematik lassen sich aber Überschussenergiebereiche von 0 - 50 MeV respektive von 0 - 110 MeV abdecken (Kap. 3).

Auch bei der Berechnung der Missing-Mass muss der Einfluss des Spectatorprotons berücksichtigt werden. Deshalb ändert sich Gl. (1.11) zu

$$\text{MM} = |\mathbb{P}_\eta| = |\mathbb{P}_p^{\text{Strahl}} + \mathbb{P}_d^{\text{Target}} - \mathbb{P}_{sp} - \mathbb{P}_d^{\text{Ausgang}}|. \quad (1.15)$$

Hierbei ist $\mathbb{P}_p^{\text{Strahl}}$ das Strahlproton, $\mathbb{P}_d^{\text{Target}}$ das Targetdeuteron, \mathbb{P}_{sp} das Spectatorproton und $\mathbb{P}_d^{\text{Ausgang}}$ das Deuteron im Ausgangskanal.

1.3 Der Wirkungsquerschnitt

Wenn mehrere Teilchen aufeinandertreffen, so können, abhängig von der Energie und den beteiligten Teilchen, verschiedene Reaktionen stattfinden. Die Wahrscheinlichkeit, dass hierbei eine bestimmte Reaktion auftritt, lässt sich über den Wirkungsquerschnitt σ beschreiben. σ ist als der Quotient aus der Anzahl der stattgefundenen Reaktionen und der einfallenden Teilchenstromdichte definiert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass eines der beteiligten Teilchen in das Raumwinkelement $d\Omega$ gestreut wird.

Aufgrund des Welle-Teilchen-Dualismus der Quantenmechanik lässt sich das Streuproblem als die Streuung einer ebenen Welle an einem Potential $V(r)$ darstellen (Abb. 1.4). Die Lösung dieses Problems φ ist eine Superposition aus der einlaufenden φ_0 und der gestreuten Welle φ_s

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_s. \quad (1.16)$$

Der einlaufende Teilchenstrahl, welcher sich in z -Richtung bewege, lässt sich als ein Wellenpaket mit dem Wellenvektor \vec{k} beschreiben:

$$\varphi_0(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{ikz}. \quad (1.17)$$

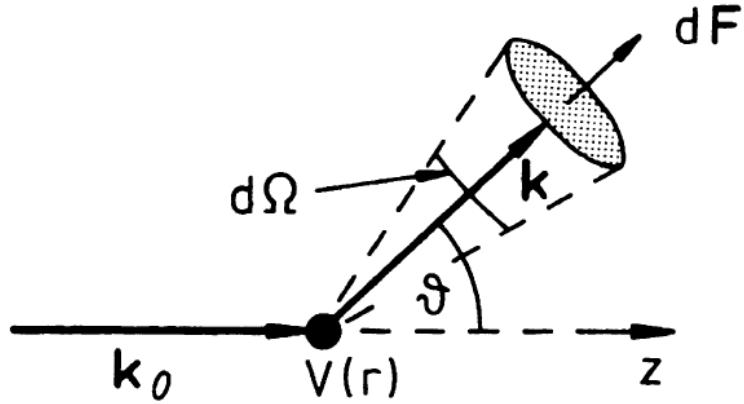


Abbildung 1.4: Streuung einer Welle in den Streuwinkelbereich $d\Omega$ [Nol06].

φ_0 erfüllt hierbei die stationäre Schrödingergleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi_0(\vec{r}) = E \varphi_0(\vec{r}). \quad (1.18)$$

Mit der Teilchendichte n_0 berechnet sich die Teilchenstromdichte gemäß

$$j_0 = n_0 \frac{\hbar k}{m}. \quad (1.19)$$

Wenn das Wechselwirkungspotential, an dem die Welle gestreut wird, kurzreichweitig ist, was für die starke Wechselwirkung gültig ist, so ist die Bewegung des Teilchenstrahls für $r \rightarrow \infty$ wieder eine kräftefreie, sodass sich für die auslaufende Streuwelle $\varphi_s(r)$ der Ansatz einer Kugelwelle

$$\varphi_s(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} f(\vartheta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (1.20)$$

mit der Streuamplitude $f(\vartheta)$ ergibt. Die Stromdichte der Streuwelle berechnet sich dann mit

$$j_s = n_0 \frac{\hbar k}{m} \frac{|f(\vartheta)|^2}{r^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^3}\right). \quad (1.21)$$

Wird der Durchgang eines gestreuten Teilchen durch eine Fläche dF mit

$$dF = r^2 d\Omega \quad (1.22)$$

betrachtet, so wird der Wirkungsquerschnitt über

$$d\sigma = \frac{j_s \cdot dF}{j_0} = \frac{j_s}{j_0} r^2 d\Omega \quad (1.23)$$

berechnet. Einsetzen von Gl. (1.19) und (1.21) liefert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2. \quad (1.24)$$

Unter der Annahme, dass das Potential, an dem die Welle streut, kugelsymmetrisch ist, kann der Wirkungsquerschnitt auf eine weitere Weise hergeleitet werden. So kann φ_0 aufgrund der Drehimpulserhaltung nach den Drehimpulseigenfunktionen entwickelt werden:

$$\varphi(r) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos\vartheta) \quad (1.25)$$

mit den Legendrepolynomen $P_l(\cos\vartheta)$ und dem Drehimpuls l . Für ein freies Teilchen gilt

$$u_l(r) = i^l (2l+1) r j_l(kr), \quad (1.26)$$

wobei $j_l(kr)$ die sphärischen Besselfunktionen sind und für $kr \gg l$

$$u_l(r) \sim \frac{1}{k} i^l (2l+1) \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) \quad (1.27)$$

gilt. Im Falle eines kurzreichweiten Potentials sollte sich dessen Einfluss asymptotisch über eine Phasenverschiebung bemerkbar machen

$$u_l(r) \sim \alpha_l \cdot \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l). \quad (1.28)$$

δ_l ist hierbei die Streuphase der l -ten Partialwelle. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1) \sin\delta_l \sin\delta_{l'} e^{i(\delta_l - \delta_{l'})} P_l(\cos\vartheta) P_{l'}(\cos\vartheta). \quad (1.29)$$

Eine detaillierte Beschreibung dieser Zusammenhänge findet sich zum Beispiel in [Nol06].

Um aus dem differentiellen den totalen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, wird über den kompletten Raumwinkelbereich integriert:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (1.30)$$

σ hat die Dimension einer Fläche und als Einheit wird das Barn verwendet mit $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Wenn die Streuamplitude über alle möglichen Zustände, das heißt den gesamten Phasenraum, integriert wird, so ergibt sich für eine Zwei-Teilchen-Reaktion als Zusammenhang zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und der Streuamplitude:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f(\vartheta)|^2. \quad (1.31)$$

p_f und p_i sind hierbei der Schwerpunktsimpuls der Teilchen im End- beziehungsweise Anfangszustand.

Unter der Annahme, dass keine höheren Partialwellen als s-Welle auftreten, lässt sich die Streuamplitude mit einem Separationsansatz aufteilen

$$f = f_{prod} \cdot FSI \cdot ISI, \quad (1.32)$$

wobei ISI den Einfluss der Wechselwirkung im Anfangszustand (engl. Initial State Interaction) und FSI den Einfluss der Wechselwirkung im Endzustand (engl. Final State Interaction) beschreiben. f_{prod} ist dann ein konstanter Term, der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Streuprozesses ist. Da die ISI nur den absoluten Betrag, aber nicht den Verlauf des Wirkungsquerschnitts beeinflusst [Gri99], wird dieser Term im weiteren Verlauf vernachlässigt. Nahe der Schwelle ist die Änderung von p_i klein gegenüber der Variation von p_f und kann deshalb als konstant angenommenen werden. Als Zusammenhang zwischen p_f und Q erhält man unter Vernachlässigung von FSI und ISI bei nichtrelativistischer Betrachtung mit der reduzierten Masse m_{red}

$$Q \approx \frac{p_f^2}{2 \cdot m_{red}} \rightarrow p_f \sim \sqrt{Q}. \quad (1.33)$$

Einsetzen in Gl. (1.31) liefert eine Proportionalität des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu \sqrt{Q} . Eine Abweichung von diesem Verhalten ist ein Zeichen dafür, dass weitere Einflüsse, wie zum Beispiel die Endzustandswechselwirkung oder höhere Partialwellen, zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

1.3.1 Endzustandswechselwirkung

Wenn ein Streuvorgang quantenmechanisch behandelt wird, muss nicht nur das Potential im Eingangs-, sondern auch das Potential im Ausgangskanal betrachtet werden. Diese Endzustandswechselwirkung beeinflusst deshalb auch den Wirkungsquerschnitt.

Eine zentrale Größe, um diesen Einfluss zu beschreiben, ist die komplexe Streulänge $a = a_r + i \cdot a_i$, welche als der Grenzwert der Produktionsamplitude für $Q \rightarrow 0$ definiert ist:

$$a = \lim_{Q \rightarrow 0} f. \quad (1.34)$$

Anschaulich ist a die Strecke, um die die Teilchenwelle beim Durchqueren des FSI-Potentials verschoben wird.

Laut Watson [Wat52] lässt sich der Einfluss der FSI mit Hilfe eines Separationsansatzes beschreiben, indem die Produktionsamplitude in einen von der FSI unabhängigen und einen abhängigen aufgeteilt wird:

$$f = f_{prod} \cdot FSI \quad (1.35)$$

mit

$$FSI = \frac{1}{a \cdot p_f} \cdot \frac{1}{\cot(\delta) - i}. \quad (1.36)$$

δ ist die s-Wellen-Phasenverschiebung. Aufgrund dieser Phasenverschiebung ist dieser Ansatz nur dann gültig, wenn höhere Partialwellen als s-Welle vernachlässigt werden können, weshalb auch von einem s-Wellen-FSI-Ansatz gesprochen wird. Aus diesem Grund muss bei einer Messung der Anteil der Partialwellen gemessen werden, was später genauer beschrieben wird.

Nahe der Schwelle lässt sich δ nach Landau [Lan44] über

$$p_f \cot(\delta) = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 p_f^2 + \mathcal{O}(p_f^4) \quad (1.37)$$

mit der effektiven Reichweite r_0 [Bet49] ausdrücken.

Bei sehr kleinen p_f dominiert der in p_f lineare Term, sodass höhere Terme in p_f vernachlässigt werden können. Somit ändert sich Gl. (1.36) zu

$$FSI = \frac{1}{1 - i a p_f}. \quad (1.38)$$

Setzt man dies gemäß Gl. (1.35) in (1.31) ein, so ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot \frac{|f_{prod}|^2}{|1 - i a p_f|^2}. \quad (1.39)$$

Generell gilt: Je größer die Streulänge a , desto stärker ist der Einfluss des FSI-Potentials auf die gestreute Welle und desto größer wird gemäß Gl. (1.39) die Abweichung des Wirkungsquerschnitts vom Phasenraumverhalten.

Um die Grenze des hier beschriebenen s-Wellen-FSI-Ansatzes zu erhalten, muss bestimmt werden, bei welcher Energie höhere Partialwellen einsetzen. Diese Partialwellen sorgen für eine Abhängigkeit der Produktionsamplitude vom Kosinus des Streuwinkels ϑ [Nol06]. Somit ist die hier beschriebene Behandlung der FSI so lange gültig, wie der Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Streuwinkel ist.

Für die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ gibt es eine wichtige Einschränkung der möglichen Abhängigkeiten. So ist dies ein Prozess der starken Wechselwirkung, welche isospininvariant ist. Da das Proton und das Neutron in Eingangskanal beides Teilchen mit Isospin $I = 1/2$ sind, sind sie als ununterscheidbare Teilchen zu behandeln. Somit stoßen im Schwerpunktssystem zwei gleiche Nukleonen, sodass keine Richtung bevorzugt ist, weshalb der differentielle Wirkungsquerschnitt für vorwärts wie für rückwärts gestreute Teilchen gleich sein muss. Aus diesem Grund kann der Wirkungsquerschnitt nur von $\cos^{2n}\vartheta$ abhängen mit $n \in \mathbb{N}$. Nahe der Schwelle sollte die Abhängigkeit nur über $\cos^2\vartheta$ in den Wirkungsquerschnitt eingehen. Somit nimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c(Q)(1 + b \cdot \cos^2\vartheta) \quad (1.40)$$

an. $c(Q)$ ist hierbei der winkelunabhängige Anteil des Wirkungsquerschnitts und b ist der Anisotropiefaktor.

Um vor der Messung den Bereich abzuschätzen, für den der s-Wellen-Ansatz bei der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ gültig ist, wird die Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ betrachtet. Bei dieser Messung wurde eine lineare Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $\cos\vartheta$ schon für Überschussenergien von einigen wenigen MeV gemessen [Mer07b]. Eine Abweichung von diesem linearen Verhalten konnte für $Q = 20$ MeV nicht beobachtet werden, sondern erst ab $Q = 40$ MeV [Rau09]. Aus diesem Grund wird den Simulationen zugrundegelegt, dass höhere Partialwellen erst ab ungefähr 30 MeV eine Rolle spielen (Kap. 3).

1.4 η -Mesische Kerne

1.4.1 Die η N-Streulänge

Zur Beantwortung der Frage nach η -mesischen Kernen ist es wichtig, die Interaktion von η -Mesonen und Atomkernen genau zu verstehen. Um dieses Wechselwirkungspotential zu beschreiben, ist eine präzise Kenntnis der η N-Streulänge notwendig. In verschiedenen Experimenten, zum Beispiel an ANKE [Mer07a] und am LAMPF-Experiment [Pen85], konnte gezeigt werden, dass es ein attraktives Wechselwirkungspotential zwischen η -Mesonen und Nukleonen gibt. Dies ist ein Anzeichen für eine positive Streulänge. Allerdings ist die Datenbasis für die η N-Streulänge sehr düftig, sodass viele verschiedene Streulängen möglich sind. Eine Auflistung potentieller Streulängen befindet sich zum Beispiel in [Arn05]. So kann der Realteil der Streulänge zwischen -0,15 fm und 1,05 fm liegen, während der Bereich möglicher Imaginärteile Werte von 0,16 fm bis 0,49 fm umfasst. Aufgrund dieser Streuung möglicher Streulängen, insbesondere bei den Realteilen,

sind weitere präzise Messungen notwendig, um die Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und Nukleonen, besonders im Hinblick auf η -Mesische Kerne, besser zu verstehen.

1.4.2 Datenlage für die Untersuchung η -mesischer Kerne

Ein wichtiger Schritt zur Beantwortung der Frage nach η -mesischen Kernen wurde mit der Untersuchung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ gemacht [Mer07a]. Bei diesem Experiment wurde der Überschussenergiebereich von -5,5MeV bis 11,3MeV sehr genau untersucht. In Abb. 1.5 ist der schwelennahe Wirkungsquerschnitt dargestellt. Es ist ein starker Anstieg des Wirkungsquerschnitts nahe an der Produktionsschwelle erkennbar, auf den ein Plateau mit konstantem Wirkungsquerschnitt folgt. Dies kann nicht durch Phasenraumverhalten, welches mit \sqrt{Q} skalieren würde, erklärt werden. Stattdessen ist eine mögliche Erklärung eine starke Endzustandswechselwirkung.

Bei dieser Messung wurde der Wirkungsquerschnitt über Polstellen in der Anregungsfunktion beschrieben:

$$f_{\text{streu}} = \frac{f_{\text{prod}}}{(1 - \frac{p_f}{p_1}) \cdot (1 - \frac{p_f}{p_2})}. \quad (1.41)$$

Hierbei sind die Polstellen über

$$a = -i \cdot \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) \quad (1.42)$$

und

$$r_0 = \frac{2i}{p_1 + p_2} \quad (1.43)$$

definiert. Der große Vorteil dieser Beschreibung ist, dass p_1 in erster Näherung durch den Anstieg in Schwellennähe bestimmt ist, während sich mit p_2 das Plateau für höhere Überschussenergien beschreiben lässt.

Da für die Bestimmung der FSI in erster Linie die schwelennahen Wirkungsquerschnitte betrachtet werden, lässt sich p_1 in einen Pol in der Überschussenergie umrechnen:

$$Q_0 = \frac{p_1^2}{2 \cdot \frac{m_{{}^3\text{He}} \cdot m_\eta}{m_{{}^3\text{He}} + m_\eta}}. \quad (1.44)$$

Bei einem quasigebundenen Zustand muss der Imaginärteil von Q_0 negativ sein, während bei einer Polstelle mit einem Imaginärteil von Q_0 , der größer als 0 ist, von einem virtuellen Zustand gesprochen wird. In dieser Messung

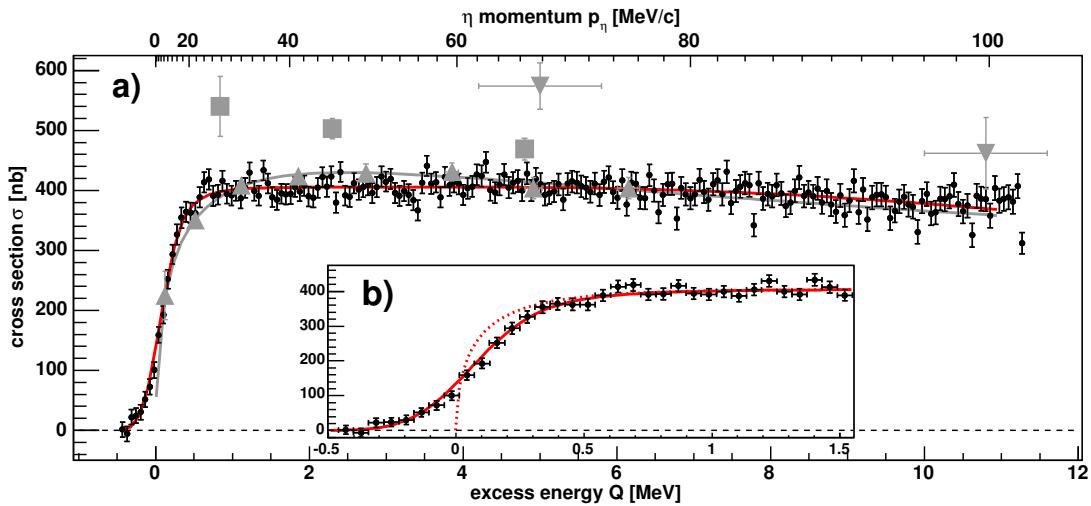


Abbildung 1.5: Wirkungsquerschnitte der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ im Bereich von $-0,5 \text{ MeV}$ bis 11 MeV (a) und im schwellennahen Bereich (b) [Mer07b]. Die durchgezogene rote Kurve stellt einen Fit durch die Daten dar, der die Messunsicherheit der Überschussenergie beinhaltet. Die gepunktete Linie stellt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts dar, nachdem diese Messunsicherheit herausgerechnet worden ist.

wurde als Polstelle $|Q_0| \approx 0,37 \text{ MeV}$ erhalten [Mer07a]. Das Vorzeichen konnte nicht bestimmt werden, sodass nicht eindeutig gesagt werden kann, ob ein gebundener oder ein virtueller Zustand vorliegt.

Wenn die FSI-Interpretation korrekt ist, sollte sich eine Überhöhung des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle auch in anderen Produktionskanälen zeigen. Dies konnte für die Photoproduktion von η -Mesonen an ${}^3\text{He}$ -Kernen $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow \eta {}^3\text{He}$ bei MAMI [Kru10, Phe12] nachgewiesen werden. Auch hier zeigte sich, dass der Wirkungsquerschnitt in Schwellennähe stark ansteigt und sein Maximum innerhalb der ersten 4 MeV annimmt.

Leider lässt sich aus diesen Daten nicht eindeutig herleiten, ob der Zustand gebunden oder virtuell ist. Messungen der Reaktion $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ zeigen jedoch eine Polstelle mit einem größeren Betrag [Fra94, Wil97, Wro05, Bud09]. Wegen des zusätzlichen Nukleons im Kern und wegen des geringeren Kernradius sollte die Wechselwirkung zwischen ${}^4\text{He}$ und η größer sein als bei ${}^3\text{He}$. Dies wird als ein starkes Anzeichen für einen gebundenen Zustand von ${}^4\text{He}$ und η interpretiert.

Bei schwereren Systemen konnten bisher nur für die Reaktion $p {}^6\text{Li} \rightarrow \eta {}^7\text{Be}$ [Sco93, Bud10] Anzeichen für η -mesische Kerne gefunden werden. Bei noch schwereren Kerne treten zwei Probleme auf. Zum Einen sinkt der Wirkungsquerschnitt mit der Massenzahl A . So ist zum Beispiel der Wirkungsquer-

schnitt der Reaktion $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ [Fra94, Wil97, Wro05, Bud09] ungefähr um einen Faktor 50 geringer als für $dp \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ [Mer07a], wodurch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis schlechter wird. Zum Anderen wird die Breite der mesischen Kerne größer als der Abstand der nuklearen Zustände, sodass eine eindeutige Identifikation nicht mehr möglich ist.

Da aus diesen Daten nicht eindeutig bestimmt werden kann, ob $\eta^3\text{He}$ ein gebundener oder ein virtueller Zustand ist, ist eine Messung des nächstleichteren ηA -Systems sinnvoll, um hieraus auf die ηN -Streulänge schließen zu können: das ηd -System.

1.4.3 Die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$

Es existieren zwei Messungen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$, die beide mit dem WASA/PROMICE-Detektor am CELSIUS-Beschleuniger [Cal97, Cal98] durchgeführt worden sind, und eine Pilotmessung an ANKE [Lan04].

Bei der Messung an ANKE konnte gezeigt werden, dass dieses Experiment gut geeignet ist, um die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ zu identifizieren und zu untersuchen. Die Wirkungsquerschnitte, die hier bestimmt worden sind, sind allerdings mit großen Unsicherheiten behaftet. So ist zum Einen die gesammelte Statistik sehr gering. Außerdem wurde ein Spectatordetektor verwendet, dessen erste Lage nicht segmentiert ist (Kap. 2.2.3). Aus diesem Grund ist die Unsicherheit, mit der der Winkel des Spectatorprotons bestimmt werden konnte, sehr groß, was in einer großen Messunsicherheit bei der Überschussenergie Q resultiert. Der Spectatordetektor, der bei der geplanten Strahlzeit verwendet werden soll, ist in allen Lagen segmentiert. Deshalb ist eine präzisere Bestimmung des Winkels des Spectatorprotons und damit einhergehend auch eine genauere Berechnung der Überschussenergie möglich.

Bei den Messungen bei WASA/PROMICE wurde das η über seine Zerfallsprodukte, in diesem Fall zwei Photonen, nachgewiesen. Die Identifikation des Reaktionskanals geschah bei den beiden Messungen auf eine unterschiedliche Art und Weise.

Bei der ersten Messung [Cal97] wurde die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ identifiziert, indem koinzident ein schnelles, geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden konnte. Durch Bestimmung der Abweichung der Spur von der erwarteten Bahn des Deuterons konnte die Reaktion mit Spectatorproton identifiziert werden. Nur bei einem Teil der Ereignisse konnte dieses Teilchen eindeutig als Deuteron identifiziert werden.

Bei der zweiten Messung [Cal98] konnte das Deuteron mit einem Szintillationshodoskop nahe des Strahlrohrs nachgewiesen werden. Durch diesen Aufbau konnten aber nur Deuteronen mit kleinen Transversalimpulsen

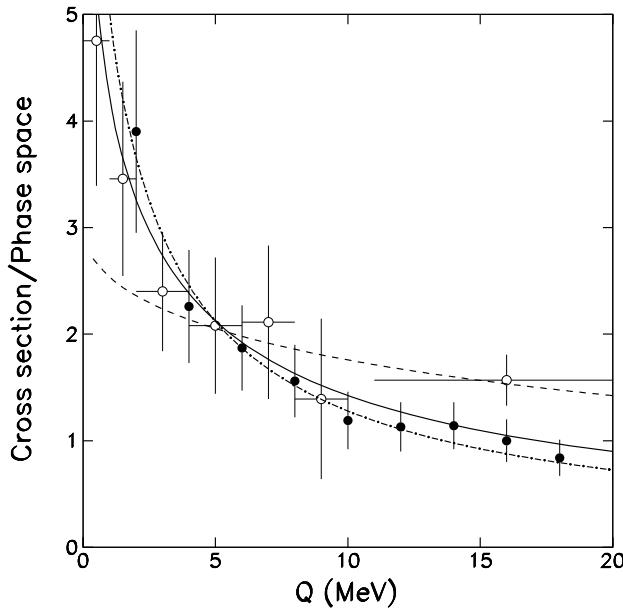


Abbildung 1.6: Verhältnis vom gemessenen Wirkungsquerschnitt zu Phasenraumverhalten für die Daten von [Cal98]. Die gefüllten Kreise stammen von Daten zur Reaktion $pd \rightarrow pd\eta$ und die nicht ausgefüllten von $pn \rightarrow d\eta$. Die Kurven zeigen das erwartete Verhalten bei verschiedenen stark angenommenen Endzustandswechselwirkungen.

detektiert werden. Insgesamt decken diese Messungen Bereiche der Überschussenergie von 16 MeV bis 109 MeV [Cal97] beziehungsweise von 0 MeV bis 10 MeV [Cal98] ab mit systematischen Unsicherheiten von circa 30%. In diesen Messungen zeigt sich, dass, wie beim $^3\text{He}\eta$ -System, der Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle stärker als bei Phasenraumverhalten mit der Überschussenergie ansteigt. Allerdings fällt die Überhöhung weniger stark aus, wie wegen der niedrigeren atomaren Massenzahl zu erwarten ist. Das Verhältnis zwischen Wirkungsquerschnitt und Phasenraumverhalten ist in Abb. 1.6 dargestellt. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den Verläufen unterschiedlich stark angenommener Endzustandswechselwirkungen, die im Rahmen der Messunsicherheit dieses Verhältnis beschreiben können.

Bei diesen Messungen wurden keine winkelabhängigen Wirkungsquerschnitte veröffentlicht. Das heißt, es sind keine Winkelverteilungen bekannt, so dass man nicht die Grenze bestimmen kann, bis zu der die s-Wellen-Interpretation der FSI gültig ist.

Aus theoretischen Berechnungen, die verschiedene ηN -Streulängen als Ausgangspunkt nehmen, wurden in [She98] mögliche ηd -Streulängen bestimmt. Hier zeigt sich, dass der mögliche Bereich von Streulängen noch sehr groß

ist. So sind kleine Streulängen wie $a = (0, 73 + i0, 56)$ fm genauso möglich wie große Streulängen mit $a = (-8.63 + i3, 49)$ fm. Mit einer präzisen Messung der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ lässt sich dieser Bereich einschränken, wodurch viele ηN -Streulängen ausgeschlossen werden können. Mit einer genaueren Kenntnis dieser elementaren Streulänge, und damit auch der Wechselwirkung zwischen η und Nukleon, kann auch die Wechselwirkung zwischen η und ^3He besser beschrieben werden, was neue Erkenntnisse über die Frage bringen kann, ob das $\eta^3\text{He}$ -System gebunden ist oder nicht.

Aber nicht nur die schwellennahen Daten zeigen ein interessantes Verhalten. So ist ab einer Überschussenergie von ca. 60 MeV ein niedrigerer Wirkungsquerschnitt zu sehen, als bei Phasenraumverhalten zu erwarten wäre (Abb. 1.7). Dies wird als ein Zeichen für den Einfluss der Nukleonens resonanz $N^*(1535)$ gewertet [Cal97]. Diese S_{11} -Resonanz hat eine Masse von 1525 MeV bis 1545 MeV mit einer Breite von 125 MeV bis 145 MeV. Die Summe der Massen des η -Mesons ($m_\eta \approx 548$ MeV) und eines Nukleons ($m_N \approx 938$ MeV) liegt mit $m \approx 1486$ MeV sehr nahe an diesem Wert. Zerfällt das $N^*(1535)$ in ein Nukleon und ein η -Meson, was mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 45-60% geschieht [PDG], so bleibt eine Energie von circa 50 MeV übrig, die in die kinetische Energie der Teilchen übergeht. Diese 50 MeV entsprechen ungefähr der Überschussenergie, ab der der Wirkungsquerschnitt aus [Cal97] ein Maximum erreicht. Somit können aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts für große Überschussenergien Informationen über den Produktionsprozess dieser Resonanz gewonnen werden.

1.5 Luminosität

Um aus den Zählraten einer Reaktion in einem Experiment den Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können, ist die Kenntnis der so genannten integrierten Luminosität L_{int} wichtig. Sie ist bei einem Beschleunigerexperiment ein Maß für die während einer bestimmten Zeit stattgefundenen Kollisionen zwischen Strahl und Target.

Die Luminosität L ist über den Wirkungsquerschnitt σ und die Ereignisrate einer Reaktion \dot{N} gemäß

$$L = \frac{\dot{N}}{\sigma}. \quad (1.45)$$

definiert. Bei einem internen Experiment an einem Beschleuniger, wie zum Beispiel ANKE, ist L als das Produkt aus Targetdichte ρ_{Target} , Umlauffrequenz des Beschleunigerstrahls f und der Anzahl an Strahlteilchen n_{strahl} gegeben:

$$L = \rho_{Target} \cdot n_{Strahl} \cdot f. \quad (1.46)$$

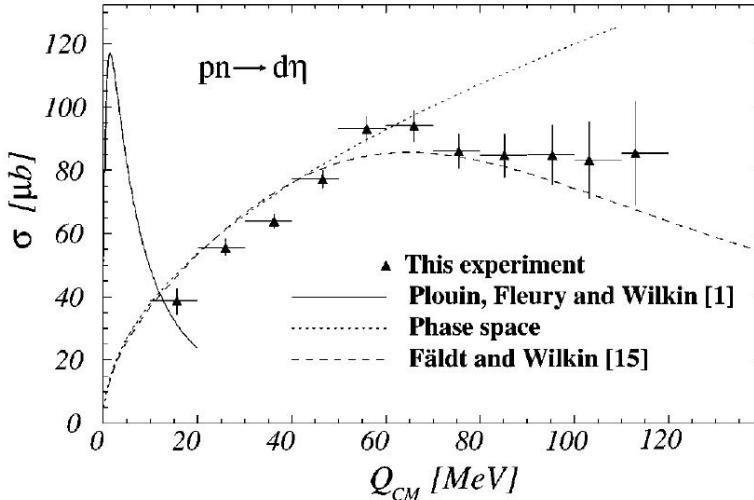


Abbildung 1.7: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ [Cal97]. Die gepunktete Kurve zeigt die Q-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei reinem Phasenraumverhalten, während die gestrichelte Kurve das erwartete Verhalten unter Berücksichtigung der N^* -Resonanz verdeutlicht. Die Kurve in Schwellennähe ist eine Parametrisierung der schwellennahen Wirkungsquerschnitte aus theoretischen Berechnungen [Plo90].

Je nach den experimentellen Gegebenheiten ist die Luminosität unterschiedlich. So kann sie beispielsweise über eine höhere Targetdichte erhöht werden. Wird diese Größe über die Messzeit integriert

$$L_{int} = \int_{t_{mess}} L(t) dt, \quad (1.47)$$

so erhält man die integrierte Luminosität.

Die Luminosität lässt sich über eine Referenzreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt gemäß Gl. (1.45) bestimmen. Im Fall des hier beschriebenen Experiments soll dies über die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$ geschehen (Kap. 3.4), da diese Reaktion einen genau bestimmten Wirkungsquerschnitt hat und wegen ihres im Vergleich mit anderen Reaktion hohen Wirkungsquerschnitts eine hohe Zählrate liefert.

Um unabhängig vom eingestellten Strahlimpuls zu sein, ist es sinnvoll, für diese Reaktion den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Impulsübertrags t zu betrachten. Dieser lässt sich über den Streuwinkel ϑ und den Endzustandsimpuls p_f im Schwerpunktsystem gemäß

$$t = -2|p_f|^2(1 - \cos\vartheta) \quad (1.48)$$

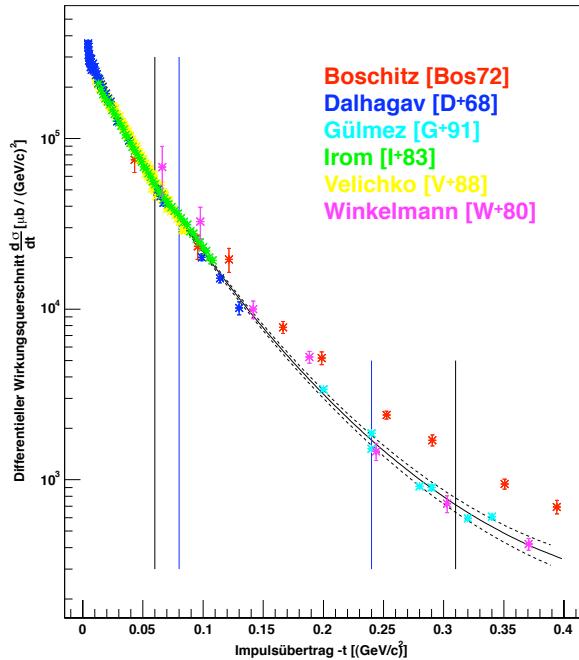


Abbildung 1.8: Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrages (entnommen aus [Pap08]).

darstellen. In Abb. 1.8 ist der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag dargestellt.

2 Experimenteller Aufbau und verwendete Software

2.1 Das Cooler Synchrotron COSY

Die in dieser Arbeit beschriebene Messung soll am ANKE-Experiment [Bar01] durchgeführt werden. Dieses ist ein internes Experiment am Teilchenbeschleuniger COSY [Mai97] (Abb. 2.1), welcher zum Forschungszentrum Jülich gehört. Der Name ist auf die beiden Mechanismen zur Strahlkühlung zurückzuführen. Mit Strahlkühlung ist hierbei gemeint, dass die Impulsverschmierung verringert wird, um die Genauigkeit der Schwerpunktsenergie, bei der die zu untersuchende Reaktion stattfindet, zu verbessern.

So kann für Strahlimpulse bis zu $0,65 \text{ GeV}/c$ die Elektronenkühlung benutzt werden. Hierbei wird ein Elektronenstrahl gleichzeitig mit dem Beschleunigerstrahl über einige Meter in das Strahlrohr injiziert. Aufgrund der Coulombwechselwirkung gleichen sich dann die Strahltemperaturen der beiden Strahlen einander an.

Bei höheren Impulsen (für Protonen ab $1,5 \text{ GeV}/c$ und für Deuteronen ab $2,0 \text{ GeV}/c$) besteht die Möglichkeit, die stochastische Kühlung anzuwenden. Bei dieser Variante wird mit Hilfe einer so genannten „Pick-up“-Elektrode die transversale Abweichung des Strahls vom Sollorbit bestimmt. Mit dieser Information kann eine „Kicker“-Elektrode, die sich auf der gegenüberliegenden Seite des Teilchenbeschleunigers befindet, ein elektrisches Feld erzeugen, welches die Abweichung korrigiert.

Das Strahlrohr des Teilchenbeschleunigers COSY hat einen Umfang von 184 m. Es gibt zwei 40 m lange gerade Teilstücke und zwei 52 m lange Halbkreise. Insgesamt gibt es in jedem Halbkreis 12 Dipolmagnete, die den Teilchenstrahl auf eine Kreisbahn ablenken. Des Weiteren werden 56 Quadrupolmagnete verwendet, die für eine Strahlfokussierung sorgen.

Die Produktion und Vorbeschleunigung des Teilchenstrahls geschieht mittels des Zyklotrons JULIC. JULIC beschleunigt negativ geladene Ionen (H^- und D^-) auf ihre Injektionsenergie von 45 MeV für H^- bzw. 90 MeV

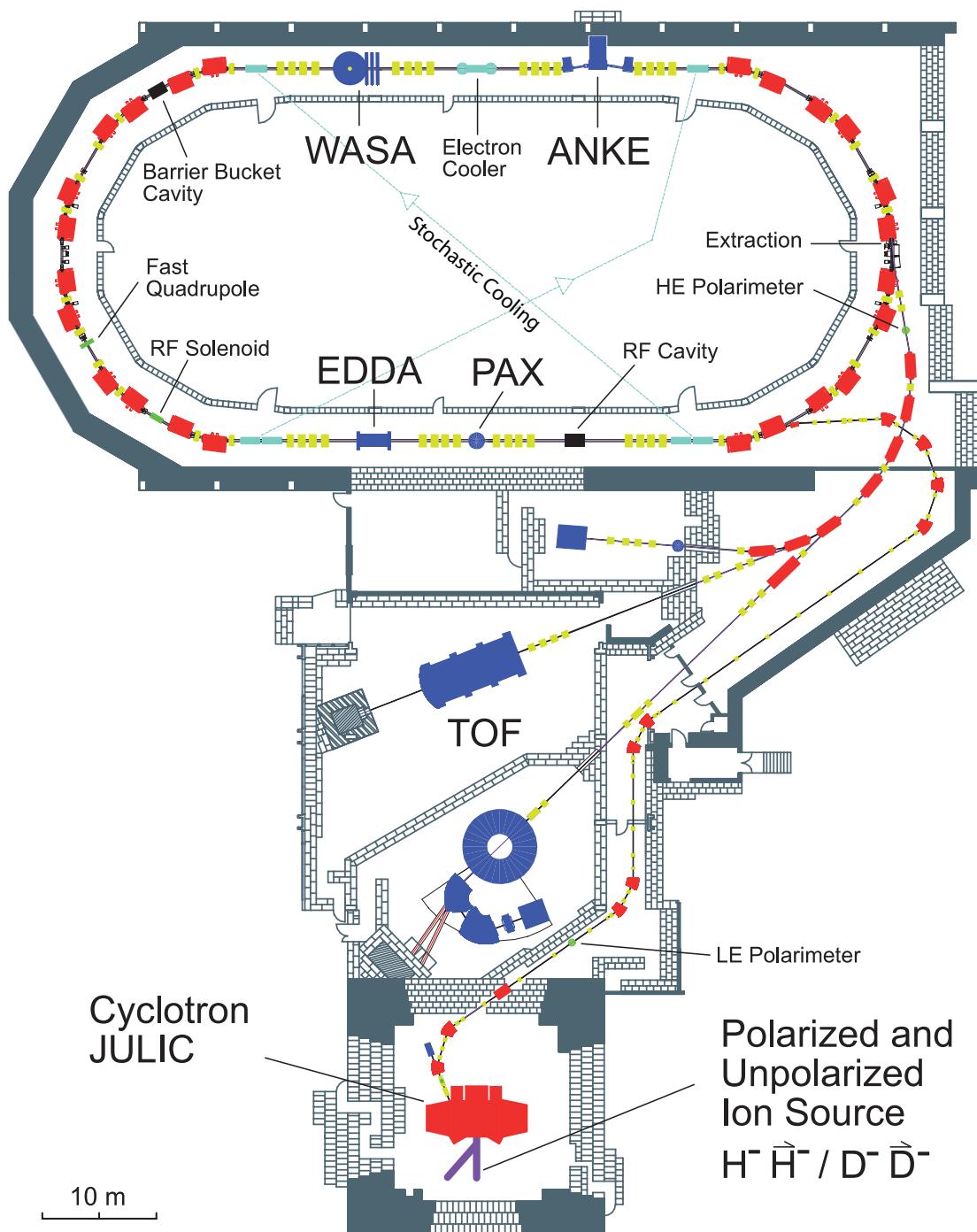


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Teilchenbeschleunigers COSY.

für D^- . Bevor diese Teilchen in COSY injiziert werden, müssen sie eine Kohlenstofffolie durchqueren. Dies sorgt dafür, dass die Ionen ihre Elektronen verlieren, sodass positiv geladene Protonen oder Deuteronen im Strahlrohr von COSY ankommen.

Die vorbeschleunigten und injizierten Teilchen können vom Teilchenbeschleuniger COSY auf einen Strahlimpuls von $0,3 \text{ GeV}/c$ bis zu $3,7 \text{ GeV}/c$

beschleunigt werden. Die Impulsunschärfe liegt bei eingeschalteter Kühlung im Bereich von $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Zu beachten ist weiterhin, dass der absolute Strahlimpuls auf ungefähr ein Promille genau bekannt ist [Gos09].

Mit dem so beschleunigten Strahl lassen sich Reaktionen an verschiedenen Experimenten untersuchen. Zum Einen gibt es externe Experimente wie TOF, bei denen der Strahl extrahiert wird, bevor er auf ein Target trifft. Außerdem gibt es interne Experimente, wie WASA und ANKE. Bei diesen verbleibt der Teilchenstrahl im Beschleuniger und trifft bei jedem Umlauf auf das entsprechende Target. Hierbei reagiert immer nur ein Teil des Co-systrahls, während der Rest weitgehend unbeeinflusst im Strahlrohr weiter zirkuliert.

2.2 Das ANKE-Spektrometer

Das Magnetspektrometer ANKE („Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles“) (Abb. 2.2) ist ein internes Experiment am Teilchenbeschleuniger COSY. Mit dem Dipolmagnet D1 wird der Teilchenstrahl aus seinem eigentlichen Orbit ausgelenkt und trifft auf das Target. Da bei einem internen Experiment nicht der komplette Cosystrahl mit dem Target wechselwirkt, muss der Strahl wieder in seine eigentliche Bahn zurückgeführt werden. Dies geschieht mit den Dipolmagneten D2 und D3.

Der Dipolmagnet D2 ist, besonders für die Impulsbestimmung im Vorwärts-, Negativ- und Positivsystem, wichtig. Er sorgt dafür, dass die am Vertexpunkt entstandenen Teilchen, abhängig von Ladung und Impuls, abgelenkt werden. So treffen schwere, positiv geladene Teilchen mit großen Impulsen wie Protonen und Deuteronen auf das Vorwärtssystem, während leichte, positiv geladene Teilchen im Positivsystem und leichte, negativ geladene Teilchen im Negativsystem nachgewiesen werden können. Das maximal erreichbare Magnetfeld liegt bei 1,57 T und der maximale Auslenkwinkel bei 10,6°.

Im Folgenden werden die zur Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ benötigten Komponenten genauer vorgestellt. Dies sind das Clustertarget, das Vorwärtssystem und der Spectatordetektor.

2.2.1 Das Clustertarget

Da ANKE ein internes Experiment ist, muss das verwendete Target gewisse Anforderungen erfüllen. So darf die Targetdichte einerseits nicht zu groß sein, da sonst beispielsweise die Energieverluste des Beschleunigerstrahls zu groß werden. Andererseits sollte das Target dennoch eine möglichst gute

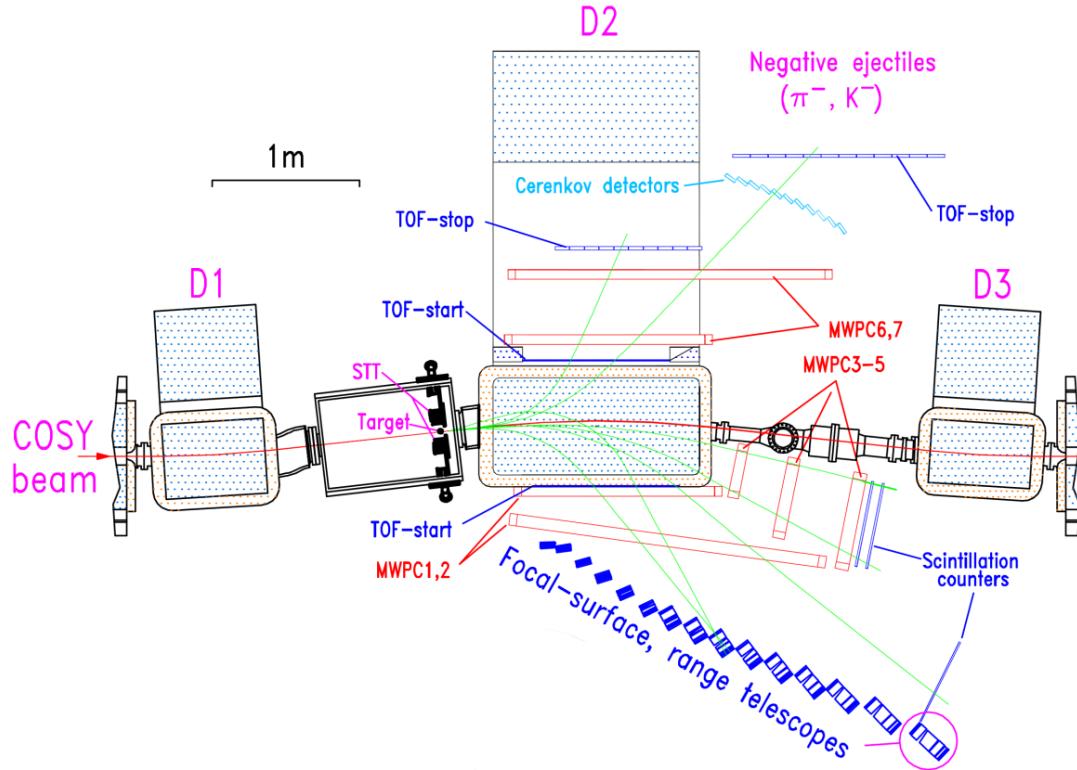


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Magnetspektrometers ANKE mit den verschiedenen Detektoren.

Luminosität gewährleisten. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Genauigkeit, mit welcher der Vertexpunkt bekannt ist, da dies für die Impulsrekonstruktion wichtig ist. Daher wird ein Target mit einer möglichst geringen Divergenz benötigt. Aufgrund dieser Faktoren bietet sich der Einsatz eines Cluster-Jet-Targets an, welches von der Universität Münster gebaut worden ist [Kho99]. Es erlaubt einen Einsatz von Wasserstoff oder Deuterium als Targetmaterial.

In Abb. 2.3 ist schematisch das Clustertarget dargestellt, wie es bei ANKE installiert ist.

Der obere Teil wird als Clusterquelle bezeichnet, während sich unterhalb der Streukammer die Auffängerstufe befindet. Bei beiden Stufen besteht die Möglichkeit, sie mittels eines Vakuumschiebers von der Streukammer zu separieren. Zunächst wird das mit einer Palladiummembran gereinigte Gas von einem Kaltkopf bis auf eine Temperatur im Bereich von circa 20-30 K abgekühlt. Dies liegt unterhalb der Dampfdruckkurve. An der Lavaldüse, wo die Clusterproduktion stattfindet (Abb. 2.4), liegt das Gas dann mit einem Druck im Bereich von ungefähr 15-20 bar an. Das unterkühlte Gas liegt in einem übersättigten Zustand vor. Durch adiabatische Expansion kondensiert es und Tröpfchen aus bis zu einigen 1000 Atomen entstehen, die namensgebenden Cluster [Que01]. Nach ihrer Entstehung treffen die

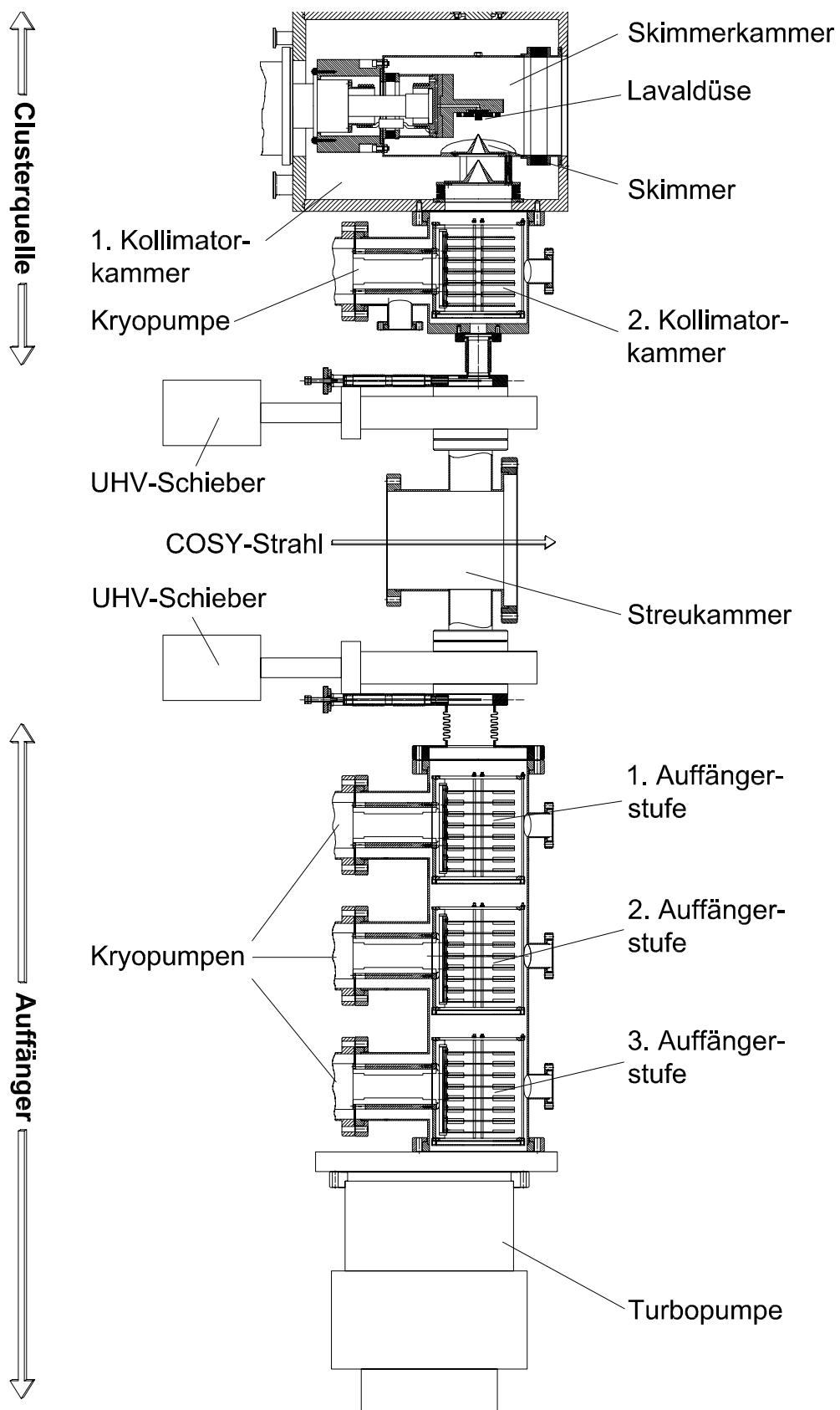


Abbildung 2.3: Aufbau des Clustertargets.

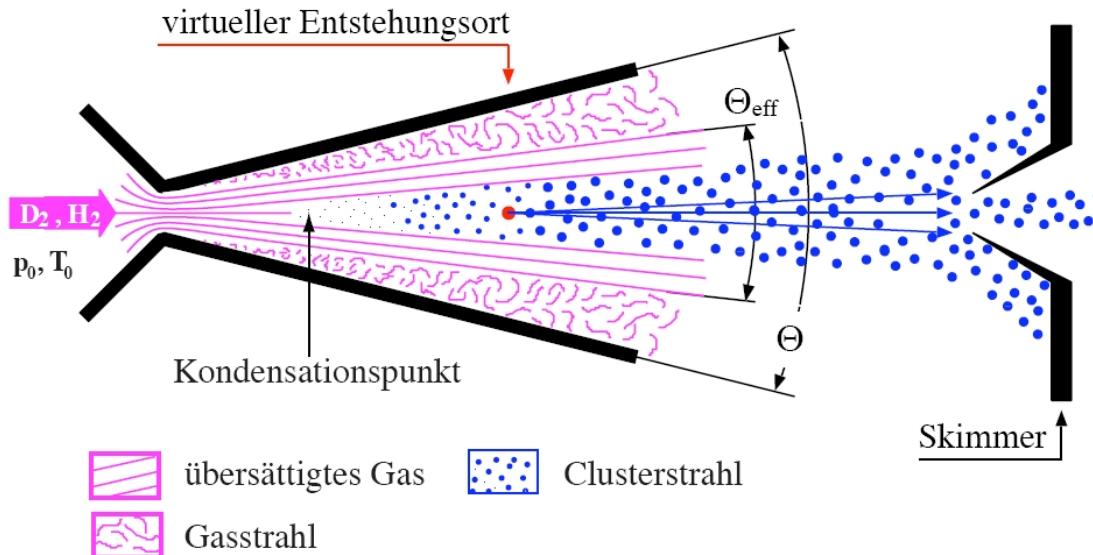


Abbildung 2.4: Clusterproduktion an einer Lavaldüse.

Cluster auf den Skimmer. Dieser trennt den Clusterstrahl vom Restgas. Der folgende Kollimator sorgt für die Form, die der Strahl in der Streukammer einnimmt, und erlaubt aufgrund der geringen Strahldivergenz eine präzise Kenntnis des Vertexpunktes.

Schlussendlich landen die Cluster in der Auffängerstufe. Hier wird mit Hilfe von drei Kryopumpen und einer Turbomolekularpumpe der Druck auf $10^{-9} - 10^{-8}$ mbar abgesenkt, damit kein Gas in die Streukammer zurückströmt.

Mit dem Cluster-Jet-Target lassen sich Flächendichten von $10^{14} - 10^{15}$ Teilchen/cm² erreichen. Dies führt zu Luminositäten im Bereich von $10^{30} - 10^{31}$ cm⁻²s⁻¹.

2.2.2 Das Vorwärtsdetektorsystem

Positiv geladene Teilchen mit hohen Impulsen können im Vorwärtsdetektorsystem (Abb. 2.5) nachgewiesen werden. Für die in dieser Arbeit vorbereitete Strahlzeit sind das die Protonen aus der pd-elastischen Streuung und Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$.

Der Detektor besteht aus einer Driftkammer, zwei Vieldrahtproportionalkammern und zwei Szintillatorhodoskopen. Ein drittes Hodoskop kann vom Positivsystem übernommen werden, um die Teilchenidentifikation zu verbessern.

Mit Hilfe der Driftkammer, die aus drei Lagen vertikal verlaufender Anoden- und Kathodendrähte besteht, werden Informationen über die xz -Position der Teilchenbahn erhalten. Jede Ebene hat insgesamt 33 Anoden- und 32 Kathodendrähte mit einem Abstand von 5 mm zueinander. Die Distanz

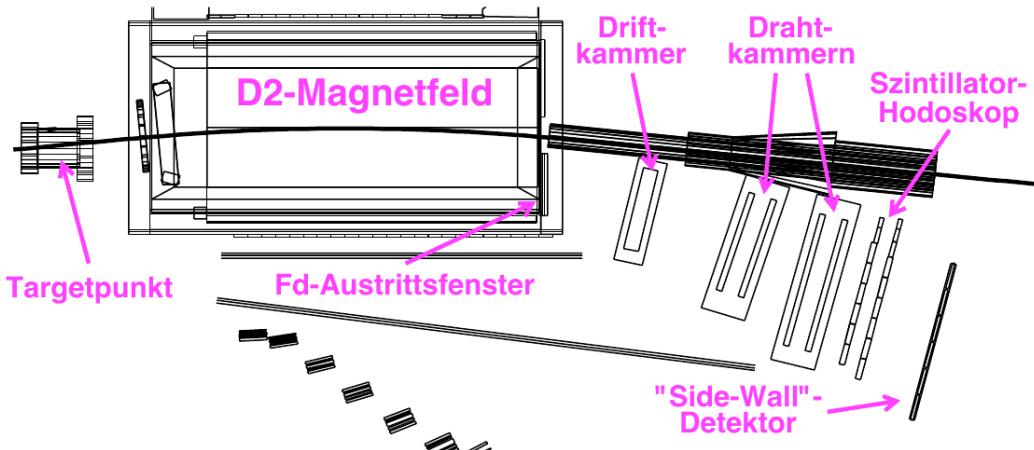


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektorsystem [Pap08].

zwischen den einzelnen Ebenen beträgt 10 mm.

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern („MWPC“ = „multi-wire proportional chamber“) setzen sich aus jeweils zwei horizontalen und zwei vertikalen Drahtebenen sowie zwei um 18° verkippten Kathodenstreifenebenen zusammen.

Wenn ein geladenes Teilchen durch eine mit Gas gefüllte Kammer fliegt, entsteht eine Ionisationsspur. Deren Ladungsträger erzeugen dann eine Ionisationslawine, die sich als Spannungspuls in den Drähten manifestiert. Durch einen Versatz der Drähte, die in einer Ebene einen Abstand von 2 mm haben, in aufeinanderfolgenden Ebenen um 1 mm zueinander, lässt sich eine Ortsauflösung der Teilchenspur von 1 mm erreichen.

Mit Hilfe der Trefferpositionen aus der Driftkammer und den MWPCs lässt sich, bei bekanntem Magnetfeld und bei Kenntnis des Vertexpunktes, aus der Krümmung der Spur auf den Impuls der Teilchen schließen.

Die drei Hodoskoplagen bestimmen den Energieverlust der Teilchen. Die erste Lage besteht hierbei aus 8 Kunststoffszintillatorlatten, auch Counter genannt, die zweite aus 9 Latten. Jeder Counter ist um eine halbe Lattenbreite gegenüber den Latten aus der ersten Lage versetzt. Die dritte Lage, die so genannte „Sidewall“, enthält 6 Counter. Fliegt nun ein ionisierendes Teilchen durch eine dieser Latten, wechselwirkt es elektromagnetisch und es entsteht ein Lichtblitz, dessen Intensität proportional zur deponierten Energie ist. Über den Energieverlust, der abhängig von Ladung und Masse des Teilchen, können mit der Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

die verschiedenen Teilchensorten identifiziert werden. Hierbei sind E die

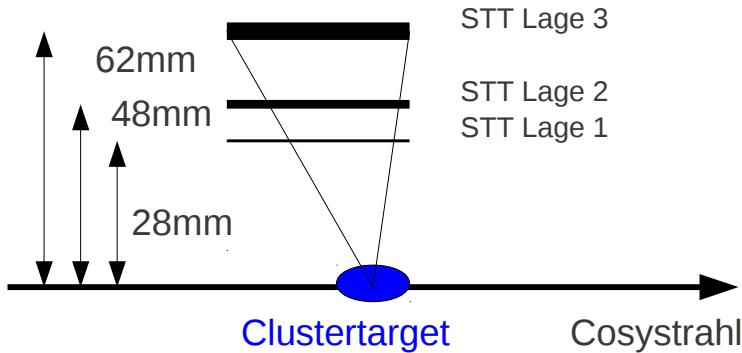


Abbildung 2.6: Die Positionen der verschiedenen Lagen eines STTs an ANKE.

Energie des Teilchens, x der im Material zurückgelegte Weg, n die Elektronendichte im Material, z die Ladungszahl des Teilchens, m_e die Masse des Elektrons, β die relativistische Geschwindigkeit, e die Elementarladung und I das mittlere Anregungspotential des Materials.

2.2.3 Der Spectatordetektor

Um die gewünschte Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ zu untersuchen, ist es essentiell, Richtung und Energie des Spectatorprotons p_{sp} mit hoher Präzision nachweisen zu können. Hierfür werden zwei Halbleiterdetektorsysteme, sogenannte Silicon Tracking Telescopes („STT“) [Leh03, Mus07], benutzt, die dicht am Vertexpunkt platziert werden (Abb. 2.6).

Jeweils ein STT wird auf der ringäußernen und auf der ringinneren Seite der Streukammer installiert und besteht aus drei Lagen, die sich im Abstand von 2,8 cm, 4,8 cm und 6,2 cm zum Target befinden.

Die erste Lage bildet der 69 μm dicke Sperrsichtdetektor. Die aktive Fläche beträgt 66 mm x 52 mm und ist zur Bestimmung der Trefferposition in 151 x 64 Segmente unterteilt. Damit ein Teilchen diese Lage durchdringen kann, ist eine minimale kinetische Energie von 2,5 MeV notwendig.

Die zweite Lage ist baugleich zur Ersten, mit dem Unterschied, dass sie eine Dicke von 300 μm hat.

Teilchen mit einer kinetischen Energie von mehr als 8 MeV, in erster Linie Deuteronen aus der elastischen Streuung, passieren die ersten beiden Lagen

und können in der letzten, 5 mm dicken Lage gestoppt werden. Diese hat eine aktive Fläche von 64 mm x 64 mm und ist in 64 x 64 Segmente unterteilt.

Jede Lage besitzt eine sogenannte positive („P-Side“) und eine negative („N-Side“) Seite. Der Name leitet sich aus der Dotierung des Siliziums ab. Die Segmente der beiden Seiten stehen senkrecht zueinander, sodass mit der N-Side die z -Komponente und mit der P-Side die y -Komponente des Treffers erhalten wird. Die x -Komponente ergibt sich aus dem Abstand des Detektors zur Targetposition.

Wenn ein Teilchen durch eine Lage fliegt, erzeugt es, abhängig von seiner Energie, Elektron-Loch-Paare im Silizium. Durch Anlegen einer Spannung werden diese Elektronen und Löcher zur negativ beziehungsweise positiv dotierten Seite beschleunigt. Diese Ladungen erzeugen ein Signal, mit dem die deponierte Energie berechnet werden kann.

Allerdings gibt der Detektor auch dann ein Signal ungleich 0 aus, wenn er von keinem Teilchen getroffen worden ist. So gibt es für jedes Segment eine konstante Verschiebung, die als Pedestal bezeichnet wird und vor der Analyse von jedem Signal abgezogen werden muss. Sie entsteht zum Beispiel durch die angelegte Spannung. Außerdem gibt es im Detektor Rauschen, das für eine Verschmierung der Pedestalposition sorgt. Ein Teil dieses Rauschens, welcher als Common Mode bezeichnet wird, ist für alle Segmente gleich und kann durch die Signale aller nicht getroffenen Segmente einer Lage korrigiert werden. Die genaue Verfahrensweise wird später erklärt.

Damit ein Teilchen eine gültige Spur hinterlässt, muss es mindestens einen Treffer in jeder der ersten beiden Lagen eines Teleskops hinterlassen. Die Bahn des Teilchens kann aus den Trefferpositionen rekonstruiert werden und zusammen mit der Energie des Teilchens, die der Summe der Energieverluste in den einzelnen Lagen entspicht, kann der Viererimpuls bestimmt werden.

Die Genauigkeit der Bestimmung des Energieverlusts beträgt $\Delta E \approx 160 \text{ keV(FWHM)}$. Die Messunsicherheit des Polarwinkels, hauptsächlich durch Kleinwinkelstreuung in der ersten Lage verursacht, liegt bei $\Delta\vartheta \approx 3,5^\circ$ [Bar11]. Insbesondere die Winkelauflösung hat einen starken Effekt auf die Genauigkeit, mit der die Überschussenergie der untersuchten Reaktion bestimmt werden kann (Kap. 3).

Die Position der STTs lässt sich innerhalb gewisser Parameter verändern. In z -Richtung lässt sich die Detektorposition in drei Schritten von je 10 mm verschieben, ausgehend von einer Position des Detektormittelpunktes von $z = -2,5 \text{ mm}$ relativ zur nominellen Targetposition. Hierdurch lässt sich bei einer Reaktion mit Spectatorkinematik der untersuchbare Bereich der Überschussenergie einstellen. Bei einer Platzierung des Detektors in Strahlrichtung hätten die nachweisbaren Spectatorprotonen einen größeren Im-

puls in z -Richtung als bei einer Verschiebung entgegen der Strahlrichtung. Dies hätte nach Gl. (1.14) einen höheren Q -Wert zur Folge.

Für die in dieser Arbeit beschriebene Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ ergeben sich beispielsweise für die verwendeten Strahlimpulse von $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$ und einer Position des Spectatordetektors von $z = -22,5 \text{ mm}$ abgedeckte Überschussenergiebereiche von $Q = 0 - 50 \text{ MeV}$ beziehungsweise $Q = 0 - 100 \text{ MeV}$ (Kap. 3).

Energieverlustbestimmung

Eine gute Energiekalibrierung der STTs ist unerlässlich, um bei Messungen mit dem Spectatordetektor den Impuls der detektierten Teilchen zu bestimmen. So dient die gesamte im Detektor deponierte Energie gemäß der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$p = \sqrt{E^2 - m^2} \quad (2.2)$$

zur Berechnung des Impulses des detektierten Teilchens. Zudem erfolgt die Teilchenidentifikation über den Vergleich des Energieverlusts in den einzelnen Lagen.

Die Kalibrierung verläuft in mehreren Schritten, die hier am Beispiel von Daten aus der ANKE-Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow K^+ \Lambda n$ von März/April 2011 [Val10a] näher vorgestellt werden sollen.

Vor einer Strahlzeit wird noch vor dem Einbau in die Streukammer im Labor eine kombinierte α - und Testpulskalibration der Ausleselektronik der STTs durchgeführt [Sch12]. Bei der Testpulskalibration wird das Signal ausgewertet, dass als Antwort auf einen Testpuls mit bekannter Ladung erhalten wird. Durch die Wiederholung mit verschiedenen Ladungen wird der Zusammenhang zwischen dem Eingangssignal und der Detektorantwort in ADC-Kanälen ch („Analog Digital Converter“) erhalten. Durch die zusätzliche Bestrahlung mit einer α -Quelle, welche monoenergetische Teilchen aussendet, erhält man einen Referenzpunkt zur absoluten Energiekalibrierung.

Es zeigt sich, dass sich die Abhängigkeit von Ladung und Energieverlust als ein Polynom vierten Grades darstellen lässt:

$$\Delta E = P_0 + P_1 \cdot ch + P_2 \cdot ch^2 + P_3 \cdot ch^3 + P_4 \cdot ch^4. \quad (2.3)$$

Hierbei gibt ch den Kanal an und P_i sind die Kalibrierungsparameter, die für jedes Segment einzeln bestimmt werden müssen.

Allerdings kann das Detektorsignal nicht direkt in Gl. (2.3) eingesetzt werden. Es existiert eine konstante Verschiebung des Signals, ein sogenanntes Pedestal, die vorher korrigiert werden muss.

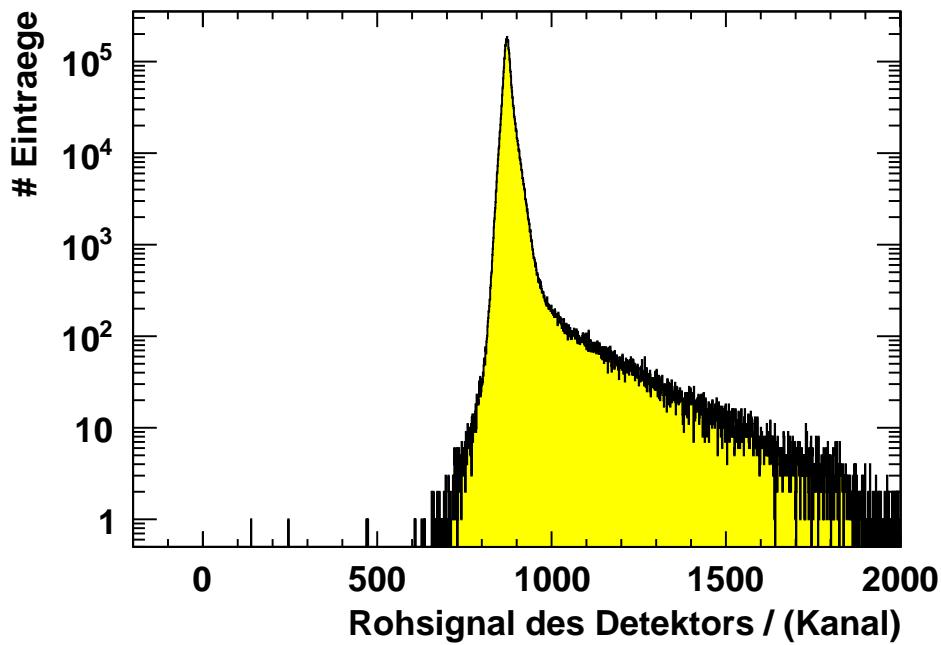


Abbildung 2.7: Rohsignale aller Events von Segment 31 der zweiten Lage von STT1.

Pedestals

Mit der zuvor beschriebenen Prozedur kann nicht direkt aus den Detektorignalen der Energieverlust berechnet werden. Es muss beachtet werden, dass das Signal selbst dann einen Wert größer als 0 hat, wenn kein Teilchen das betreffende Segment durchquert hat. Dieser Wert wird als Pedestal bezeichnet und muss von jedem Rohsignal vor der weiteren Auswertung abgezogen werden.

Um die Pedestals, die für jedes Segment unterschiedlich sind, bestimmen zu können, werden die Rohsignale von 20000 Events in ein Histogramm eingetragen, sofern das Signal eine Triggerschwelle, die dazu dient, Rauschen von echten Teilchen zu unterscheiden, nicht überschritten hat.

In Abb. 2.7 sind die Rohsignale aller Events in einem Segment dargestellt, unabhängig davon, ob sie ober- oder unterhalb der Schwelle liegen. Der linksseitige Peak sind die Signale, die als zu keinem physikalischen Teilchen gehörend interpretiert werden. Die Einträge im Ausläufer auf der rechten Seite werden als Signale aufgefasst, die zu einem physikalischen Teilchen gehören. Der Peak lässt sich mit einer Gaußfunktion beschreiben, deren Mittelwert als die Pedestalposition betrachtet wird. Durch die Breite des Peaks, hervorgerufen durch Rauschen im Detektor, wird die Genauigkeit der Energieverlustmessung beeinträchtigt. Ein Teil dieses Rauschens, wel-

cher Common Mode genannt wird, beeinflusst alle Segmente auf die gleiche Art, sodass er über die Signale der Segmente, die nicht zu einem Treffer gehören, korrigiert werden kann.

Common Mode

Aufgrund von Temperaturschwankungen oder kleinen Änderungen in der Spannungsversorgung kann die Basislinie der Ausleselektronik zeitlichen Veränderungen unterliegen, sodass die Pedestalpositionen der STTs während einer Strahlzeit nicht konstant sind. Diese Änderungen können alle Segmente einer Lage gleichzeitig betreffen, weshalb dieser Effekt, der Common Mode, teilweise über die Signale nicht vom Teilchen getroffener Segmente korrigiert werden kann.

Hierzu werden für jedes Event einzeln die Signale aller n Segmente betrachtet, in denen kein Trigger ausgelöst worden ist (ch_{roh}), und die Differenzen dieser Signale zur jeweiligen nominellen Pedestalposition ch_{ped} bestimmt. Der Mittelwert all dieser Differenzen:

$$CM = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (ch_{roh}[i] - ch_{ped}[i]) \quad (2.4)$$

wird dann von den Signalen abgezogen, die einen Energieverlust anzeigen. Hierdurch lässt sich ein Teil des Rauschens herausrechnen, was die Genauigkeit der Energieverlustbestimmung erhöht. Insgesamt berechnet sich dann der Energieverlust eines Treffers in einem Segment gemäß

$$ch_{signal} = ch_{roh} - ch_{ped} - CM. \quad (2.5)$$

ch_{signal} kann mit Gl. (2.3) in den Energieverlust in MeV umgerechnet werden.

Betrachtet man die Breite der Gaußverteilungen, mit denen die Pedestalpositionen beschrieben werden, so ist klar erkennbar, dass die Berichtigung des Common Mode zu schmaleren Peaks führt. So sinkt das σ der Verteilung von ungefähr 25 Kanälen auf etwa 15 herab (Abb. 2.9). Dies entspricht einer Abweichung des Energieverlusts von circa 50 keV. Bei einigen Segmenten weicht die Pedestalbreite stark von den Restlichen ab. So sind zum Beispiel die Segmente 25 bis 28 bei einer vorrangegangenen Strahlzeit von einem Protonenstrahl direkt getroffen worden und deshalb nicht mehr funktionstüchtig [Oel10]. Aus diesem Grund werden diese Segmente aus der weiteren Analyse ausgeschlossen.

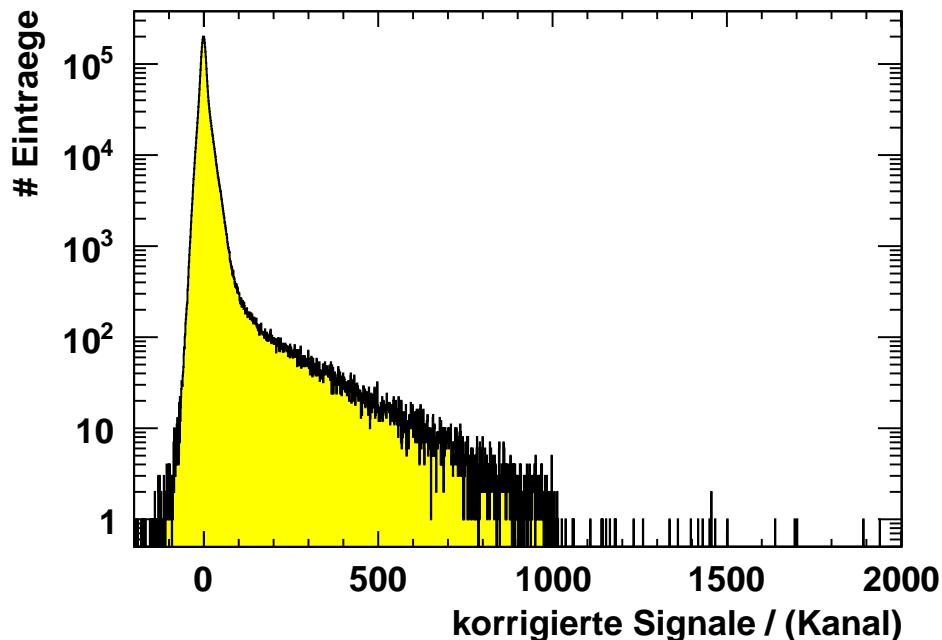


Abbildung 2.8: Signale aller Events von Segment 31 der zweiten Lage von STT1, nachdem auf das Pedestal korrigiert worden ist

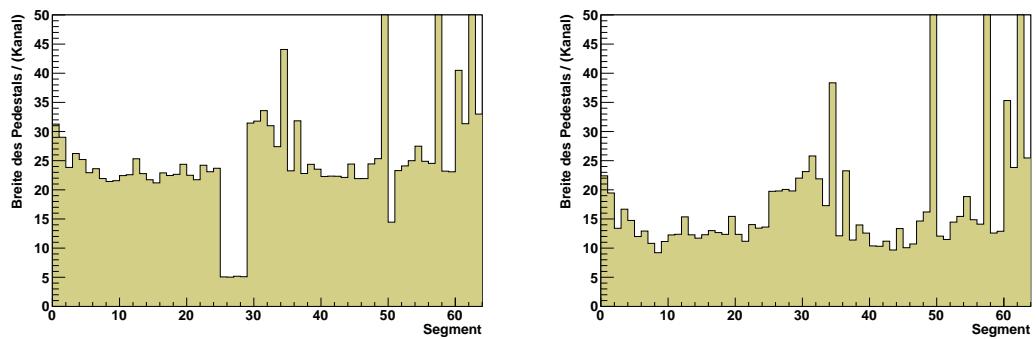


Abbildung 2.9: Breite (σ) des Pedestalpeaks vor (links) und nach (rechts) der Korrektur des Common Mode.

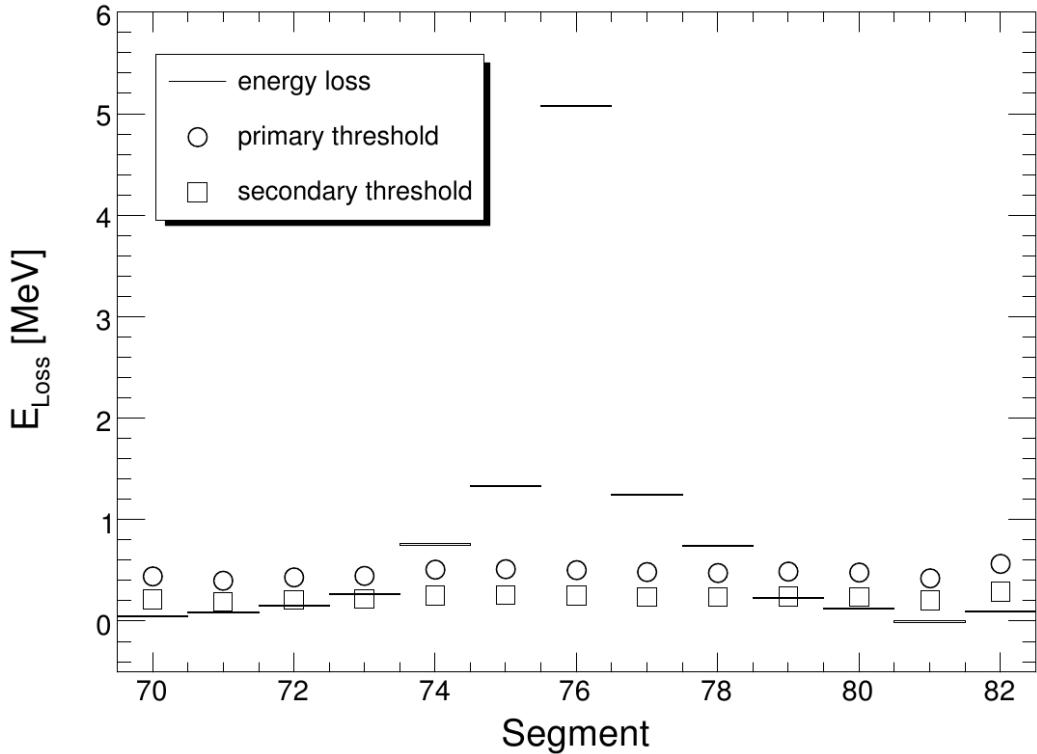


Abbildung 2.10: Energieverluste eines Treffers in einer Lage eines STTs [Mus07].

Bestimmung der Trefferposition

Da die von einem Teilchen erzeugten Elektron-Loch-Paare auch einen Transversalimpuls haben, wird bei einem Treffer nicht nur in einem einzigen Segment ein Energieverlust gemessen. Somit ist die Trefferposition eines Teilchens im STT nicht nur über ein Segment gegeben, das einen Energieverlust anzeigt. Stattdessen wird bei der Ermittlung der Trefferposition zuerst ein Segment mit einem Signal gesucht, welches oberhalb des primären Grenzwertes liegt. Dieser liegt bei einem Abstand von 5σ von der Pedestalposition, wobei σ die Breite des Pedestalpeaks angibt. Ist ein solches Signal gefunden, werden die benachbarten Segmente daraufhin untersucht, ob der in ihnen gemessene Energieverlust oberhalb des sekundären Grenzwertes, bei einem Abstand 3σ von der Pedestalposition, liegt (Abb. 2.10).

Die Summe der Energieverluste aller Segmente, für die diese Bedingung gilt, wird als gesamter Energieverlust des Teilchens betrachtet und als Trefferposition wird der mit dem Energieverlust gewichtete Mittelpunkt der Segmente bestimmt. Die Wahl der richtigen Grenzwerte ist äußerst wichtig. Wenn beispielsweise der sekundäre Grenzwert zu hoch ist, so erhält man zwar klar definierte Trefferpositionen, allerdings wird die Energieverlustmessung ungenauer, da ein großer Teil des Signals weggeschnitten wird. Gleichzeitig darf der Grenzwert auch nicht zu niedrig sein, da sonst sehr

viele Segmente zu einem Treffer gezählt werden, sodass es passieren kann, dass zwei eigentlich separate Teilchen als ein einziges behandelt werden.

Insgesamt zeigt sich, dass sich die Treffer in den ersten beiden Lagen in den meisten Fällen aus drei bis vier Segmenten zusammensetzen. In der dickeren dritten Lage können die Treffer Ausmaße von bis zu acht Segmenten annehmen.

Da mehr als ein Segment bei der Bestimmung des Energieverlusts eine Rolle spielt, ist die Berichtigung des Common Mode sehr wichtig, da sich sonst die Verschiebungen der Pedestals für die einzelnen Segmente aufaddieren und die Energieverlustmessung verfälschen würden.

Ergebnisse der Kalibrierung

Um die Energieverlustbestimmung zu überprüfen, gibt es mehrere Optionen.

Eine Testmöglichkeit ist der Vergleich der Energieverluste in der n-dotierten und der p-dotierten Seite. Diese sollten gleich sein, da ein Teilchen, das den Detektor durchquert, genauso viele Elektronen wie Löcher erzeugt. In Abb. 2.11 sind die Energieverluste der beiden Seiten gegeneinander aufgetragen. Deutlich sichtbar ist ein Band entlang der Winkelhalbierenden.

Der in Abb. 2.11 sichtbare Untergrund kann dadurch reduziert werden, dass ein maximaler Unterschied der Energieverluste in den beiden Seiten festgesetzt wird (Abb.2.12).

Ein weitere Möglichkeit um zu testen, wie gut die hier beschriebene Kalibrierung funktioniert, ist der Vergleich der berechneten Energieverluste der einzelnen Lagen untereinander. Dies ist für die ersten beiden Lagen in Abb. 2.13 dargestellt.

Beim Vergleich der ersten beiden Lagen sind das Protonenband und das darüberliegende Deuteronenband, die für die Teilchenidentifikation verwendet werden, eindeutig zu erkennen. Die Form der Bänder lässt sich über die Bethe-Bloch-Formel (Gl. (2.1)) und den Aufbau der STTs erklären. So brauchen Protonen eine Mindestenergie von 2,5 MeV, um die erste Lage zu durchqueren und zusätzlich weitere 150 keV, um den Trigger in der zweiten Lage auszulösen. Das führt dazu, dass die Protonen mit genau dieser Energie fast ihre gesamte Energie in der ersten Lage deponieren und einen kleinen Energieverlust in der zweiten haben. Mit höherer Energie nimmt der Energieverlust in der ersten Lage ab, während er in der zweiten zunimmt, was als abfallende Kurve in Abb. 2.13 sichtbar ist. Der Energieverlust in der zweiten Lage steigt solange an, bis das Teilchen nicht mehr in der zweiten Lage gestoppt wird, sondern die dritte Lage erreicht. Ab dieser Gesamtenergie von circa 8 MeV sinkt der Energieverlust in den ersten

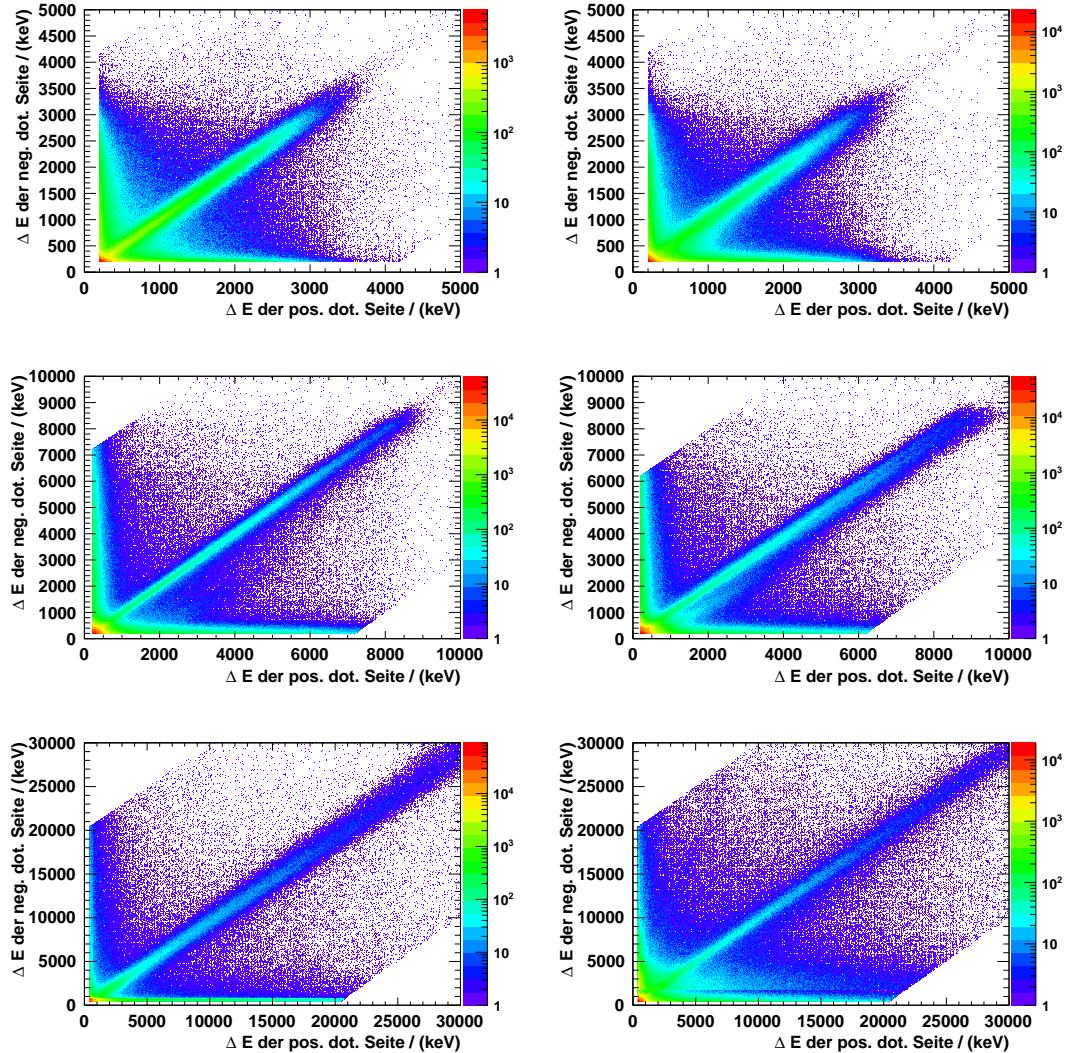


Abbildung 2.11: Energieverluste der n-dotierten Seite gegen die Energieverluste in der p-dotierten Seite für die erste, zweite und dritte Lage von STT1 (links) und STT2 (rechts).

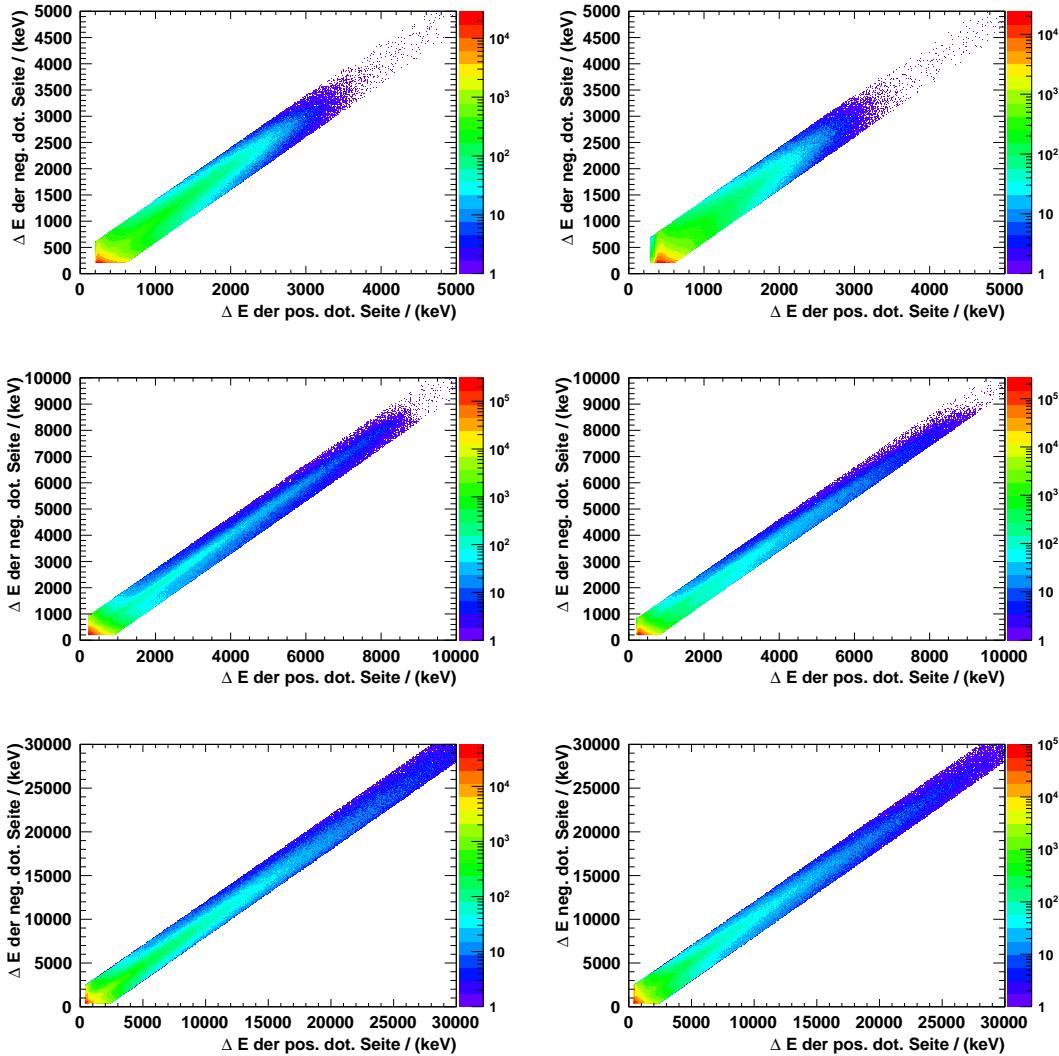


Abbildung 2.12: Energieverluste der n-dotierten Seite gegen die Energieverluste in der p-dotierten Seite für die erste, zweite und dritte Lage von STT1 (links) und STT2 (rechts) nach dem Setzen eines Maximums auf die Differenz der beiden Energieverluste.

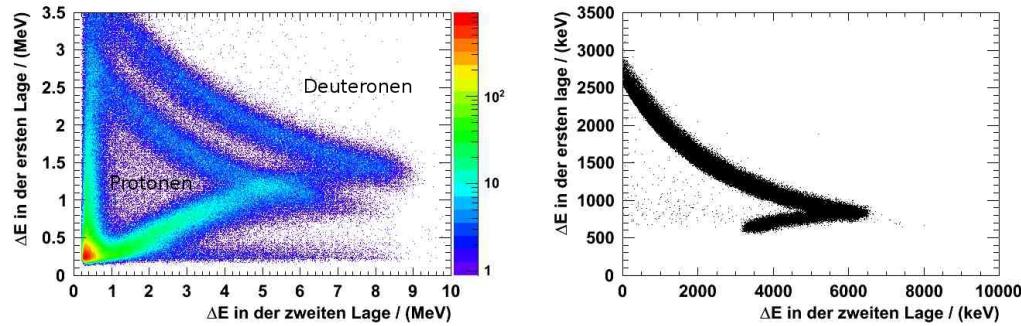


Abbildung 2.13: Energieverlust von der ersten Lage im Vergleich zur zweiten Lage für echte Daten (links) und Simulationen mit Spectatorprotonen und ohne Deuteronen (rechts).

beiden Lagen.

Der Unterschied in den Bändern lässt sich darüber erklären, dass die Deuteronen bei gleicher Ladung ein ungefähr doppelt so hohe Masse wie die Protonen haben haben. Dies führt laut der Bethe-Bloch-Formel zu einem höheren Energieverlust, was eine sehr gute Identifikation der verschiedenen Teilchen zulässt.

Ein Vergleich mit simulierten Daten (rechter Teil von Abb. 2.13) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Energieverlustbänder der Protonen.

2.3 Software

2.3.1 ROOT

Die Grundlage der verwendeten Programme stellt das am CERN entwickelte Programmpaket ROOT [Bru97] dar. Es liefert viele Funktionen und Klassen, die für Beschleunigerexperimente verwendet werden können, um zum Beispiel die Kinematik der Teilchen zu beschreiben.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die graphische Oberfläche, mit der sich Histogramme betrachten und bearbeiten lassen. Außerdem gibt es ein eigenes ROOT-Dateiformat, welches die Ablage der Daten in einer Baumstruktur erlaubt. Dieses Dateiformat wird von allen in dieser Arbeit verwendeten Programmen benutzt.

2.3.2 RootSorter

Um mit ANKE Daten analysieren zu können, wurde in Jülich der RootSorter [Hej02] entwickelt. Er erlaubt beispielsweise die aus den Detektorsy-

stemen erhaltenen Informationen zur Spurrekonstruktion zu benutzen oder zum Beispiel über die Energieverluste in den Detektoren auf eine bestimmte Reaktion zu schneiden.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Möglichkeit, einen auf ihm aufbauenden OnlineSorter zu entwickeln. Dieser wird während einer Strahlzeit verwendet, um die Datenaufnahme zu überwachen.

2.3.3 PLUTO

Um Reaktionen zu simulieren liefert der Ereignisgenerator PLUTO [Kag00] mit Hilfe von Monte-Carlo-Algorithmen die Impulse der Teilchen einer vorgegebenen Reaktion. Als Eingabe benötigt PLUTO die Teilchen im Ein- sowie die Teilchen im Ausgangskanal. Zudem muss definiert werden, mit welchem Impuls das Strahlteilchen auf das Targetteilchen trifft. Die berechneten Ereignisse sind gleichverteilt im Phasenraum, das heißt beispielsweise, dass der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Überschussenergie und dem Streuwinkel ist.

Von besonderer Bedeutung für die Simulation der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ ist die Beschreibung der Fermibewegung von Proton und Neutron im Targetdeuteron. Würde einfach nur die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ mit einem stationären Neutron simuliert werden, so hätten alle Ereignisse die gleiche Überschussenergie und würden nicht einen Überschussenergiebereich abdecken. Außerdem muss zwischen der Reaktion mit Spectatorkinematik $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ und der direkten Streuung des Protons am Deuteron $pd \rightarrow pd\eta$ unterschieden werden. PLUTO gewährleistet dies und verwendet zur Modellierung des Fermiimpulses von Proton und Neutron das Paris-Potential [Lac81].

2.3.4 ANKEGeant4

Die in PLUTO generierten Ereignisse können mit dem Programm ANKE-Geant4 [Mus04] weiterverwendet werden, um die Spur der produzierten Teilchen durch den ANKE-Detektor zu simulieren.

Die produzierten Teilchen starten vom Vertexpunkt aus, welcher als Punkt- oder auch als ausgedehntes Target simuliert werden kann, und die Bahn der geladenen Teilchen wird dem Magnetfeld des D2-Magneten entsprechend verändert.

Als Endergebnis erhält man eine ROOT-Datei, in der die Art und der Impuls der Teilchen sowie Informationen aus den Detektoren, wie Energieverluste und Trefferpositionen, gespeichert sind.

2.3.5 Reconstruction

Die Daten, die man aus der Vorsortierung mit dem RootSorter erhält oder die Simulationen, die man mit ANKEGeant4 produziert, werden mit einem auf der Reconstruction [Pap10] aufbauendem Programm weiterverarbeitet. Die Reconstruction wurde in Münster entwickelt und stellt grundlegende Methoden zur Verfügung, um physikalische Größen aus experimentellen Daten und Simulationen zu extrahieren.

3 Die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$

Um die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ an ANKE zu untersuchen, gibt es zwei Möglichkeiten: mit einem Protonenstrahl und einem Deuterontarget oder umgekehrt. Wenn ein Protonentarget benutzt wird, so läge die Schwelle der Reaktion $np \rightarrow d\eta$ bei $p_n \approx 1975 \text{ MeV}/c$. Da bei COSY ein Deuteronenstrahl verwendet werden würde, läge die Produktionsschwelle der Reaktion $dp \rightarrow d\eta p_{sp}$ wegen der ungefähr gleichen Masse von Proton und Neutron bei $p_d \approx 2 \cdot p_n \approx 3950 \text{ MeV}/c$. Dies liegt oberhalb des maximal möglichen Strahlimpulses von COSY von $3700 \text{ MeV}/c$. Durch die Fermibewegung ist es zwar möglich, dass die Schwerpunktsenergie groß genug wird, damit diese Reaktion stattfinden kann. Allerdings wäre die Zählrate sehr niedrig und es wären nur Ereignisse sehr nahe an der Schwelle möglich [Chi10].

Im Vergleich dazu liegt der benötigte Impuls eines Protonenstrahls mit einem Deuterontarget, unter Vernachlässigung der Fermibewegung im Deuteron, bei $p_p \approx 1975 \text{ MeV}/c$, was innerhalb der technischen Möglichkeiten des COSY-Beschleunigers liegt. Deshalb soll die Strahlzeit mit einem Protonenstrahl und einem Deuterontarget durchgeführt werden.

Bei der geplanten Messung sollen zwei verschiedene Strahlenergien zur Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ benutzt werden, da dies mehrere Vorteile hat.

Der wichtigste Grund für einen zweiten Strahlimpuls ist die Untergrundbeschreibung. Diese Herangehensweise ist schon mehrfach erfolgreich an ANKE verwendet worden und soll am Beispiel der Reaktion $pn \rightarrow d\omega$ [Bar10] näher erläutert werden. In oberen Teil von Abb. 3.1 sind in schwarz die Missing-Mass-Spektren der beiden STTs für einen Strahlimpuls von $p_{strahl} = 2,915 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Der Peak bei der Masse des ω -Mesons $m_\omega \approx 782,65 \text{ MeV}$ befindet sich nahe am kinematischen Limit. Dies hat zur Folge, dass sich der Untergrund für den linken Teil des Spektrums vom ω -Peak unterscheiden lässt und gut beschrieben werden kann. Im rechten Abschnitt des Missing-Mass-Spektrums fällt der Untergrund zusammen mit dem ω -Peak ab, sodass die Form des Untergrunds nicht eindeutig aus einem Spektrum bestimmen werden kann. Deshalb werden Daten bei einem zweiten Strahlimpuls, in diesem Fall bei $p_{strahl} = 3,015 \text{ GeV}/c$ verwendet, indem die Schwerpunktsimpulse der Teilchen bei dieser Energie in das

Laborsystem der ersten Energie transformiert werden. Die hieraus resultierende Verteilung ist als rote Kurve in Abb. 3.1 dargestellt. Die kinematischen Limits der Missing-Mass-Verteilungen liegen direkt übereinander und die Positionen der ω -Peaks sind zueinander verschoben. Die beiden Spektren lassen sich, nachdem sie entsprechend ihrer relativen Luminozitäten skaliert worden sind, voneinander abziehen. Dadurch entsteht ein Spektrum mit zwei Peaks, einer mit einer positiven und einer mit einer negativen Ereignisanzahl. Diese Peaks werden als die ω -Peaks für die beiden Energien interpretiert, was im unteren Teil von Abb. 3.1 zu sehen ist. Aus diesem Grund müssen die verwendeten Strahlimpulse einerseits weit genug auseinander liegen, damit die Peaks voneinander getrennt werden können. Andererseits darf der Unterschied nicht zu groß sein, da sich sonst der Untergrund in den Spektren zu stark unterscheidet. Eine detaillierte Beschreibung dieser Art der Untergrundbeschreibung findet sich zum Beispiel in [Mos06].

Ein weiterer Grund für zwei Strahlenergien ist die Erweiterung des beschriebenen Überschussenergiebereichs auf höhere Werte von Q . Dies erlaubt eine Untersuchung des Einflusses der $N^*(1535)$ -Resonanz (Kap. 1.4.3), der ab einer Überschussenergie von ungefähr $Q \approx 60$ MeV sichtbar werden sollte. Außerdem erlaubt eine Überlagerung der beiden Bereiche eine Überprüfung der Behandlung der Spektatorkinematik und der Akzeptanzkorrektur, da der Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit Q für beide Strahlimpulse gleich sein sollte.

Als Strahlimpulse sollen $p_1 = 2,09$ GeV/c (kinetische Energie $T=1,35$ GeV) und $p_2 = 2,25$ GeV/c ($T=1,5$ GeV) verwendet werden. Dies erlaubt eine Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für Überschussenergien von $Q = 0$ MeV bis zu 50 MeV beziehungsweise 110 MeV. Die für diese Strahlimpulse zu erwartenden Ergebnisse sollen nun anhand von Simulationen beschrieben werden.

3.1 Auflösung der Überschussenergie

Um die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Überschussenergie Q bestimmen zu können, muss die Genauigkeit bekannt sein, mit der Q berechnet werden kann. Gemäß Gl. (1.14) kommt die Unsicherheit durch zwei Faktoren zustande: die Unsicherheit des Strahlimpulses und des Impulses vom Spectatorproton.

Um den Einfluss des absoluten Strahlimpulses auf den Q -Wert zu abschätzen, wurden mit PLUTO Ereignisse generiert, bei denen der Strahlimpuls der Protonen um einen Faktor 10^{-3} des gewünschten Strahlimpulses (Kap. 2.1) heraufgehoben beziehungsweise herabgesenkt worden ist. Dann wurde der Q -Wert dieser Ereignisse so berechnet, als ob sie bei dem er-

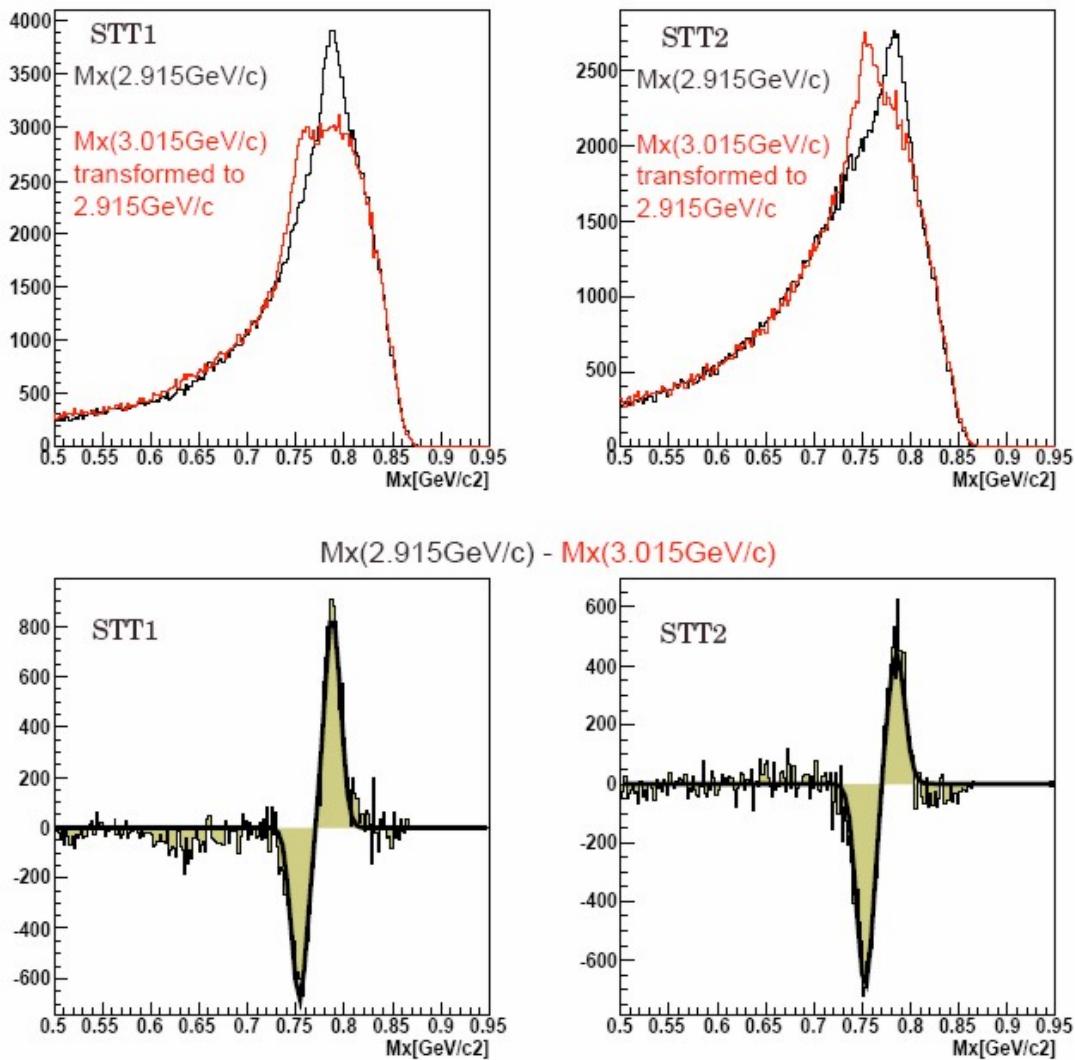


Abbildung 3.1: MissingMass-Spekturen der Reaktion $pn \rightarrow d\omega$ [Bar10]. Die schwarze Linie stellt die Daten bei $p = 2,915 \text{ GeV}/c$ dar. Die rote Linie repräsentiert die Verteilung bei einem Strahlimpuls von $p = 3,015 \text{ GeV}/c$, die mit der Prozedur aus [Mos06] verschoben worden ist. In den unteren Spektren ist die Differenz der beiden Verteilungen zu sehen. Die Peaks werden als Ereignisse aus der Reaktion $pn \rightarrow d\omega$ interpretiert.

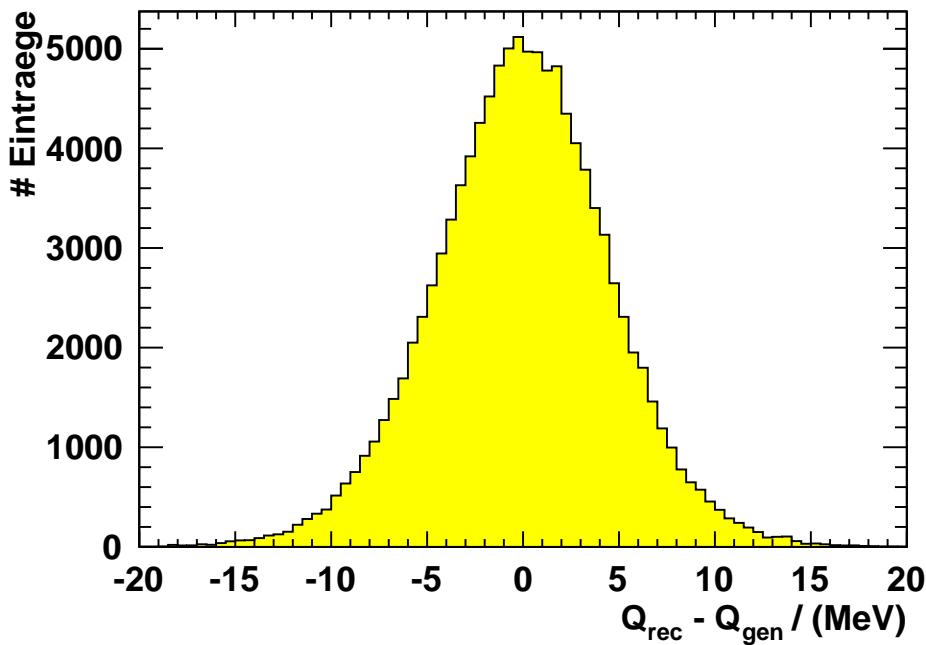


Abbildung 3.2: Differenz zwischen den generierten und den rekonstruierten Überschussenergien.

wünschten Impuls stattgefunden hätten. Die Differenz zu den realen Q -Werten liegt bei unter 1 MeV. Da diese Verschiebung in guter Näherung für alle Ereignisse gleich ist, wurde sie bei den folgenden Simulationen vernachlässigt.

Die Auswirkung der Unsicherheit bei der Rekonstruktion des Spectatorprotons wurde bestimmt, indem in der Analyse der Simulationen der rekonstruierte Viererimpuls entsprechend der erwarteten Messunsicherheit verändert wurde. Zum Einen wurde bei der Bestimmung des Polarwinkels ϑ eine Genauigkeit von $\Delta\vartheta = 3,5^\circ$ angenommen. Außerdem wurde von einer Genauigkeit für die Bestimmung der kinetischen Energie des Teilchens von $\Delta E = 160 \text{ keV}$ ausgegangen (Kap. 2.2.3). Wenn die Differenz des generierten und des rekonstruierten Q -Wertes in ein Histogramm eingetragen (Abb. 3.2) und die Verteilung durch eine Gaußverteilung beschrieben wird, so wird als Breite der Verteilung $\sigma = 4,5 \text{ MeV}$ erhalten.

Diese Unsicherheit beeinflusst die Genauigkeit, mit der die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden können, und wurde deshalb in den folgenden Simulationen berücksichtigt.

3.2 Simulationen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ für den Strahlimpuls $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$

Um den idealen Strahlimpuls zur Untersuchung der schwellennahen Produktion von η -Mesonen zu bestimmen, wurden Simulationen mit verschiedenen Strahlimpulsen und D2-Auslenkwinkeln durchgeführt. Anhand der Zählraten, die, insbesondere in Schwellennähe, erhalten wurden, wurde für das hier beschriebene Experiment ein Strahlimpuls von $p_p = 2,09 \text{ GeV}/c$ und ein D2-Auslenkwinkel von 8.9° als optimaler Wert bestimmt, was bei einem ruhenden Neutron einer Überschussenergie von $Q \approx 40 \text{ MeV}$ entspricht. Bei diesen Werten sind die Zählraten für die Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ nahe der Schwelle am größten.

Aufgrund der endlichen Größe der Detektoren können nicht alle Ereignisse nachgewiesen werden, die tatsächlich stattgefunden haben. Aus diesem Grund muss die Akzeptanz A , die von der Überschussenergie abhängt, bestimmt werden. Sie lässt sich mittels Simulationen für jedes Q-Bin einzeln als der Quotient aus akzeptierten und generierten Ereignissen, N_{akz} und N_{gen} , berechnen:

$$A = \frac{N_{akz}}{N_{gen}}. \quad (3.1)$$

Als akzeptiert gelten Ereignisse, bei denen ein Deuteron im Vorwärtsdetektor und ein Proton im Spectatordetektor nachgewiesen werden konnten. Bei den Spectatorprotonen ist hinzuzufügen, dass es eine untere und eine obere Grenze für die kinetische Energie gibt. Der untere Wert von $2,5 \text{ MeV}$ ($p_{sp} = 70 \text{ MeV}/c$) kommt durch die Dicke der ersten Lage des Spectatordetektors zustande (Kap. 2.2.3). Die obere Grenze wurde auf 9 MeV ($p_{sp} = 130 \text{ MeV}/c$) gesetzt [Leh03], da die Modelle, die zur Beschreibung der Fermibewegung im Deuteron verwendet werden, ungefähr ab diesem Impuls Unterschiede zeigen. Der Akzeptanzbereich der Spectatorprotonen ist in Abb. 3.3 dargestellt. Da das Maximum der Verteilung bei $p_{sp} \approx 40 \text{ MeV}/c$ liegt und danach abfällt, ist der Verlust an Ereignissen, der durch die Begrenzung auf einen maximalen Spectatorimpuls entsteht, sehr gering.

Um die Akzeptanz des ANKE-Detektors zu bestimmen, wurden 20 Millionen Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ phasenraumverteilt bei einem Strahlimpuls von $2,09 \text{ GeV}/c$ und einem Auslenkwinkel von $8,9^\circ$ simuliert und die Akzeptanz gemäß Gl. (3.1) für verschiedene Bereiche der Überschussenergie kalkuliert (Abb. 3.4). Die hohe Anzahl an simulierten Ereignissen ist notwendig, um genügend akzeptierte Ereignisse zu erhalten, damit eine geringe relative Unsicherheit der Akzeptanz gegeben ist.

Nahe der Schwelle, in einem Bereich von 0 MeV bis 10 MeV , ist die Akzep-

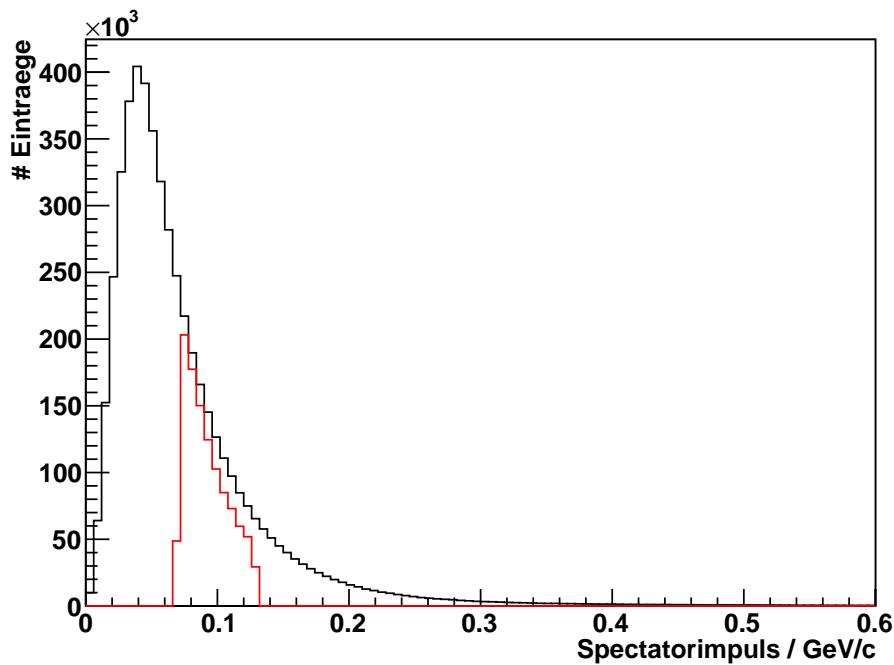


Abbildung 3.3: In schwarz ist der generierte Impuls der Spectatorprotonen aufgetragen. In rot ist die, zur besseren Sichtbarkeit, um einen Faktor 30 hochskalierte Verteilung der akzeptierten Spectatorprotonen dargestellt.

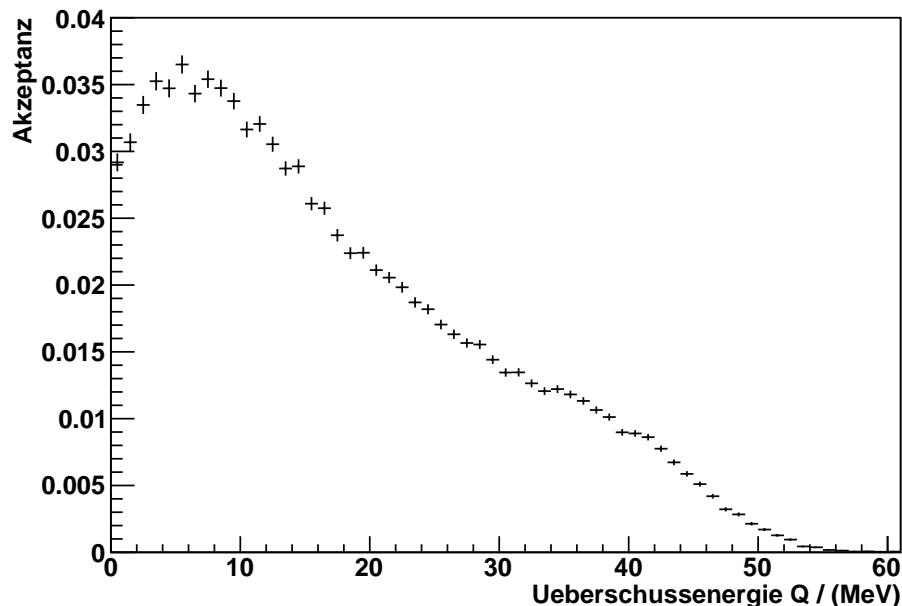


Abbildung 3.4: Akzeptanz des ANKE-Detektors in Abhängigkeit des Q -Wertes für einen Strahlimpuls von $p=2,09 \text{ GeV}/c$.

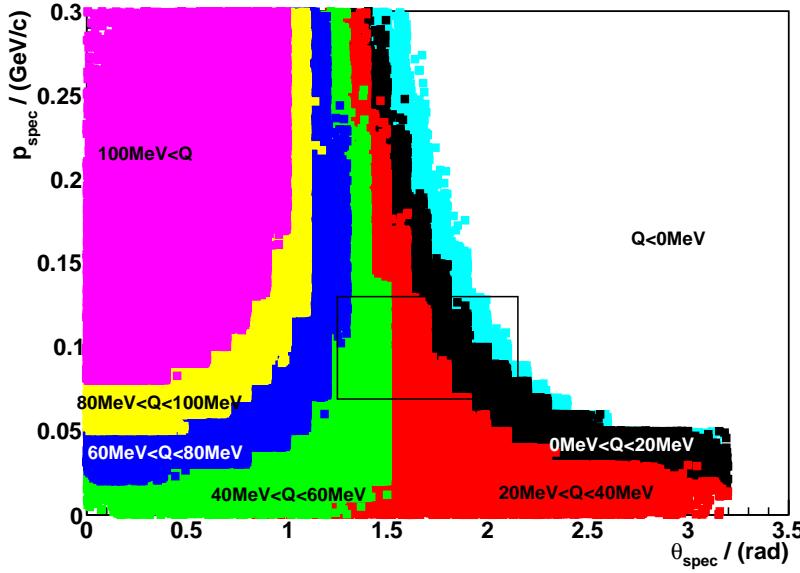


Abbildung 3.5: Zusammenhang zwischen Q -Wert und Spectatorimpuls und -winkel. Die farbigen Bereiche stehen für verschiedene Q -Wert-Bereiche und das schwarze Rechteck ist die Akzeptanz der STTs.

tanz mit über 3% am größten und nimmt dann mit Q ab. Bei 40 MeV liegt sie immer noch bei 1%. Um die in einem Experiment gemessen Daten zu korrigieren, muss eigentlich die winkelabhängige Akzeptanz bestimmt werden, da die echte Akzeptanz von einer mit phasenraumverteilten Spektren bestimmten Akzeptanz abweichen kann. Da keine Informationen über die differentiellen Wirkungsquerschnitte bekannt sind, wurde für die Simulationen die in Abb. 3.4 gezeigten Akzeptanzen zur Korrektur genutzt, indem die Verteilung der akzeptierten Ereignisse durch diesen Akzeptanzverlauf geteilt worden ist.

Betrachtet man den Zusammenhang zwischen Q -Wert, Spectatorimpuls und Winkel des Spectatorprotons, so erhält man Abb. 3.5. Hieraus lässt sich sehr gut ablesen, wie die Überschussenergie vom Winkel des Spectatorprotons im Bereich der Akzeptanz des Spectatordetektors abhängt und wie sich der abgedeckte Überschussenergiebereich mit der Position des Spectatordetektors variieren lässt. So könnten Spectatorprotonen mit kleineren Polarwinkeln detektiert werden, wenn die STTs in positiver z -Richtung verschoben würden. Dies würde die Akzeptanz des Detektors, in Abb. 3.5 durch das schwarze Rechteck dargestellt, in den Bereich höherer Überschusenergien verschieben.

Um nun zu bestimmen, welche Messzeit benötigt wird, um den Betrag der Streulänge a mit einer Genauigkeit von 5% bestimmen zu können, wurde,

ausgehend von den mit WASA/PROMICE [Cal97, Cal98] bestimmten Wirkungsquerschnitten, die erwartete Zählrate berechnet. Um die Luminosität zu berechnen, wurde von einer Targetdichte von $1,4 \cdot 10^{13}$ Teilchen/cm², einer Umlauffrequenz des COSY-Strahls von 1,4 MHz und einer Anzahl von Strahlprotonen von $1,5 \cdot 10^{11}$ Teilchen ausgegangen. Somit erhält man mit Gl. (1.45) eine Luminosität von $L \approx 3 \cdot 10^{30}$ cm⁻²s⁻¹. Außerdem wurden die Totzeit (60%), Effizienzen der Detektoren (10%) und Verluste durch die Teilchenidentifikation miteinbezogen. Zudem kann es während einer Strahlzeit zu Phasen kommen, in denen nicht gemessen werden kann. Beispielsweise müssen die Kryopumpen im Auffänger des Clustertargets regelmäßig regeneriert werden, was eine Messung während dieser Zeit unmöglich macht. Um eine Abschätzung der erwarteten Zählrate zu erhalten, wurde von der pessimistischen Annahme ausgegangen, dass insgesamt nur 10% der theoretisch nachweisbaren Ereignisse auch tatsächlich identifiziert werden können. Als Ergebnis werden Zählraten von 9400 Ereignissen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ pro Tag ($0,1\text{ s}^{-1}$) erhalten, was zu insgesamt circa 56000 Ereignissen im Überschussenergiebereich von 0 MeV bis 50 MeV in 6 Tagen führt. Wie nun gezeigt werden soll, erlaubt dies eine Bestimmung der Streulänge mit der gewünschten Präzision.

Zur Ermittlung der Genauigkeit bei der Rekonstruktion der Streulängen werden die Ereignisse mit Gl. (1.39) gewichtet. Hierbei wurden drei verschiedene Streulängen angenommen, die unterschiedlich starke Endzustandswechselwirkungen darstellen:

- $a_1 = (0, 73 + i0, 56)$ fm, $|a| = 0, 92$ fm : schwache FSI
- $a_2 = (1, 64 + i2, 99)$ fm, $|a| = 3, 41$ fm : mittlere FSI
- $a_3 = (4, 69 + i1, 59)$ fm, $|a| = 4, 95$ fm : starke FSI.

Alle drei Streulängen sind mögliche Varianten aus [She98], die einen großen Bereich der Werte abdecken, die sich aus möglichen Werten der ηN -Streulängen berechnen lassen.

In Abb. 3.6 sind die erwarteten Ereigniszahlen für a_2 dargestellt. Die Einträge bei negativen Q-Werten, die physikalisch nicht möglich sind, kommen durch die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Überschussenergie zu stande.

Um die Messgenauigkeit zu ermitteln, mit der die Streulänge bestimmt werden kann, wurden 1000 voneinander unabhängige Messungen simuliert. Dies wurde dadurch erreicht, dass die Inhalte der einzelnen Q-Bins der Verteilung aus Abb. 3.6 in ihrer Höhe verändert wurden, indem zu jedem Bin eine Zufallszahl, entsprechend der Unsicherheit des Bins, hinzugeaddiert wird. Dies wird 1000 Mal durchgeführt und die Spektren werden jedes Mal auf die gleiche Art analysiert, um für jede Messung eine Streulänge zu

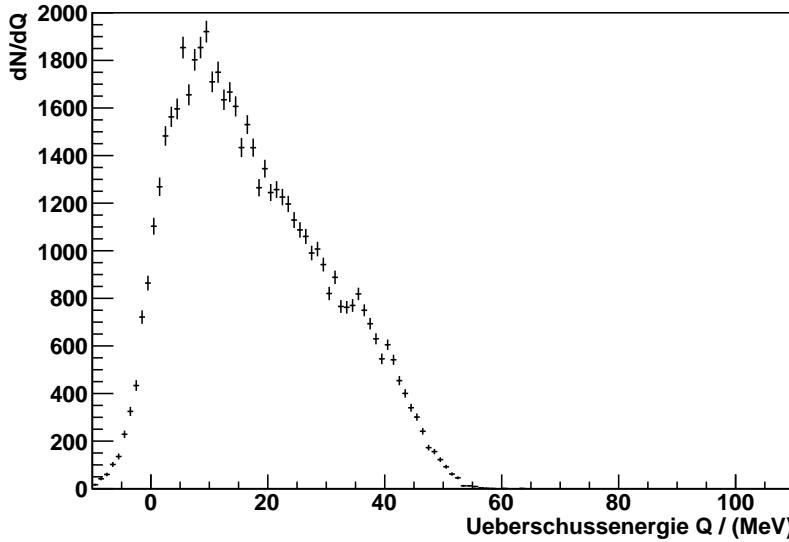


Abbildung 3.6: Erwartete Verteilung der detektierten Ereignisse der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie bei einer Messzeit von 6 Tagen.

rekonstruieren. Aus der Verteilung der Streulängen lässt sich die Messunsicherheit abschätzen.

Die auf diese Art erhaltenen Verteilungen werden auf die Akzeptanz korrigiert, das heißt sie werden Q -Bin für Q -Bin durch die Akzeptanzen aus Abb. 3.4 dividiert (Abb. 3.7).

Im Falle einer Reaktion mit Spectatorkinematik ist die Zählrate in einem bestimmten Überschussenergiebereich nicht nur von der Akzeptanz und dem Wirkungsquerschnitt abhängig, sondern wird auch durch die Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron beeinflusst. In Abb. 3.8 ist die Verteilung der Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ dargestellt, bei der weder auf Treffer im Detektor geschnitten worden ist und die nicht mit einem Q -Wert-abhängigen Wirkungsquerschnitt gewichtet worden ist. Die Zählrate steigt mit der Überschussenergie Q bis zu einem Maximum bei ungefähr 35 MeV an und fällt dann ab, was zu unterschiedlichen effektiven Luminozitäten für jedes Q -Bin in den gemessenen Verteilungen führt. Aus diesem Grund wird das akzeptanzkorrigierte Spektrum (Abb. 3.7) durch die Verteilung aus Abb. 3.8 dividiert.

Die so erhaltenen Spektren enthalten den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q (Abb. 3.9).

Wenn die Verteilungen aus Abb. 3.9 mit einer Funktion gemäß Gl. (1.39) beschrieben werden, um den Verlauf des Wirkungsquerschnitts und damit auch die Streulänge zu rekonstruieren, so hat diese Funktion drei Parameter: die Produktionsamplitude, den Imaginär- und den Realteil der

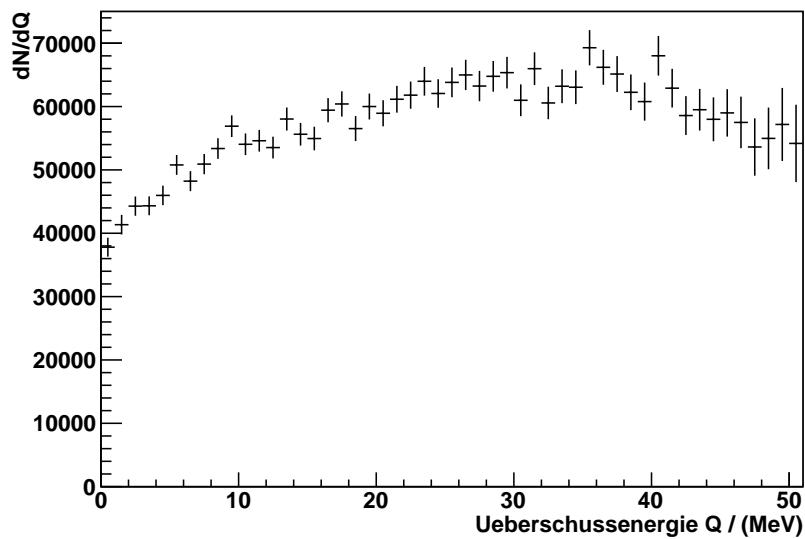


Abbildung 3.7: Akzeptanzkorrigierte Verteilung der gemessenen Ereignisse für $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ und einer angenommenen Streulänge von $a_2 = (1,64 + i2,99) \text{ fm}$.

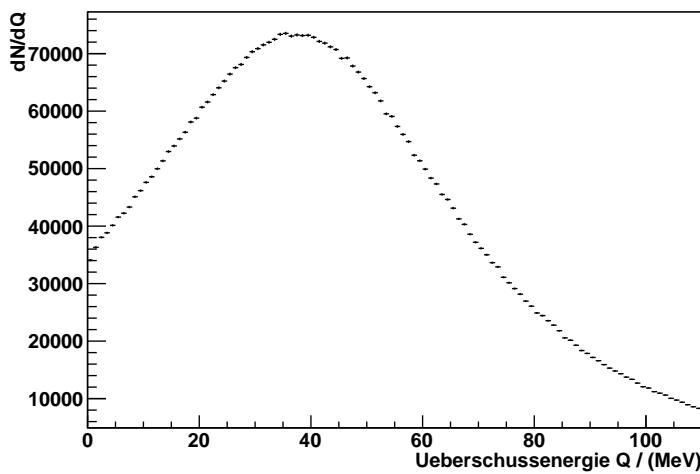


Abbildung 3.8: Ungeschnittene und ungewichtete Verteilung der Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$.

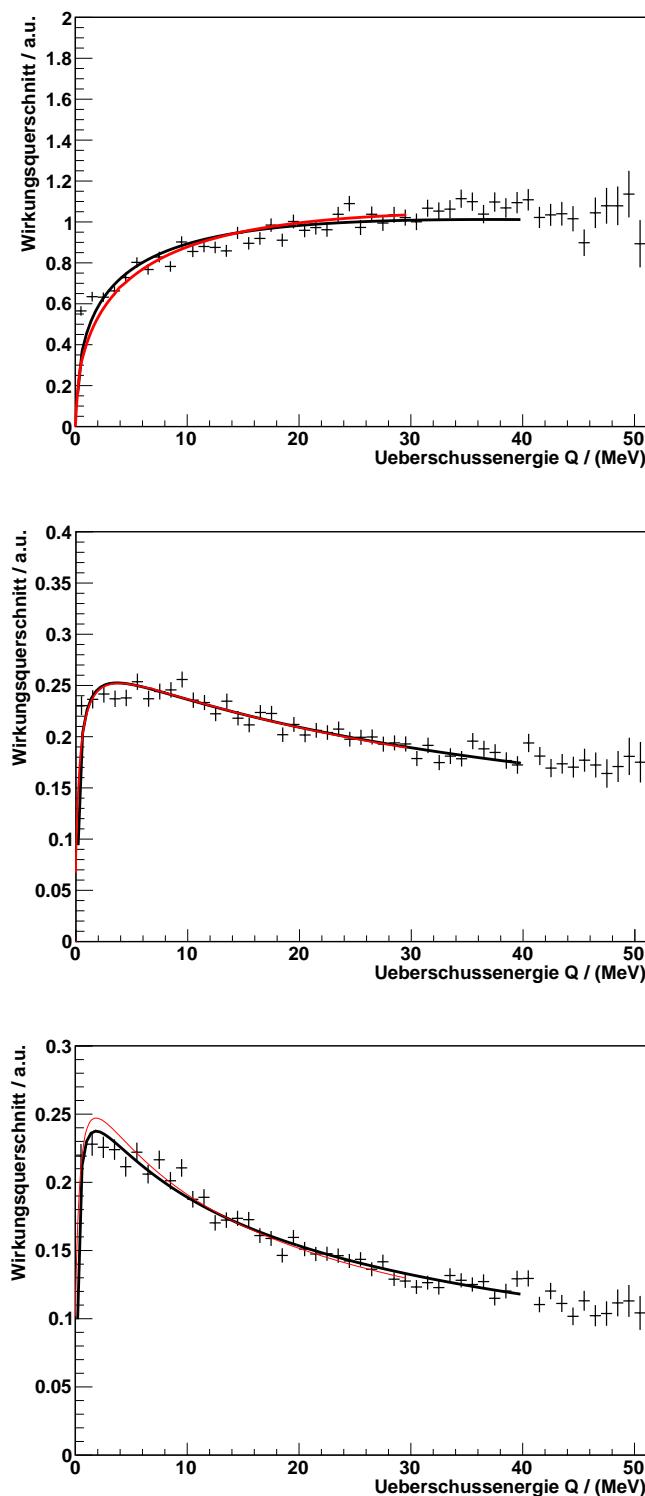


Abbildung 3.9: Rekonstruierte Wirkungsquerschnitte für verschiedene Streulängen a_1 (oben), a_2 (mittig) und a_3 (unten). Die schwarze Kurve zeigt den rekonstruierten Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die rekonstruierte Streulänge, während die rote Kurve die eingesetzte Verteilung darstellt.

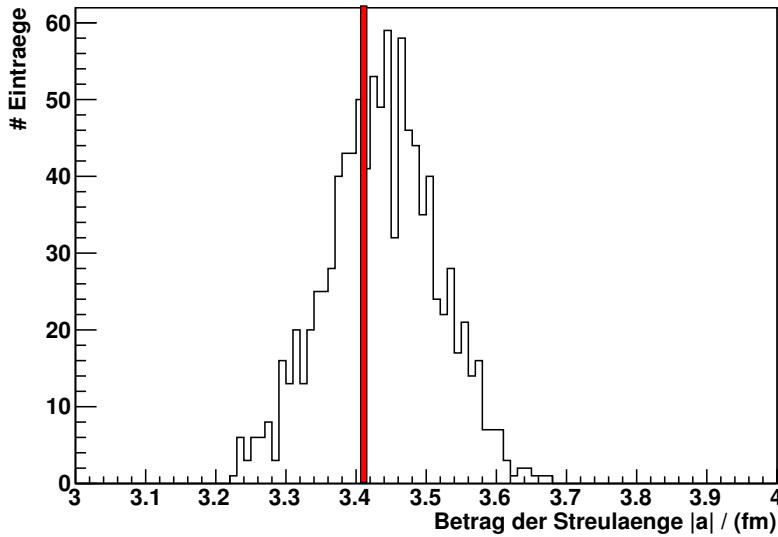


Abbildung 3.10: Rekonstruierter Betrag der Streulänge $a_2 = (1,64 + i2,99) \text{ fm}$ für 1000 simulierte Messungen. Die rote Linie stellt den Betrag der eingesetzten Streulänge von $|a_2| = 3,41 \text{ fm}$ dar.

Streulänge. Wenn diese Analyse für jede der 1000 simulierten Messungen durchgeführt und die erhaltenen Real- und Imaginärteile der Streulängen in ein Histogramm gefüllt werden, so kann aus der Position und der Breite die Genauigkeit der Streulängenrekonstruktion ermittelt werden. In diesem Fall zeigt sich, dass der Betrag der Streulänge mit einer Unsicherheit von besser als 5% bestimmt werden kann (Abb. 3.10). Der Real- und der Imaginärteil lassen sich nicht eindeutig rekonstruieren. Hier trifft man auf die gleichen Herausforderungen wie auch andere Experimente, zum Beispiel SPESII bei der Messung von ${}^3\text{He}\eta$ [Wil93]. So sind nämlich Real- und Imaginärteil stark miteinander korreliert, was keine eindeutige Extraktion von ihnen erlaubt.

In Abb. 3.11 werden die rekonstruierten Beträge der drei verwendeten Streulängen miteinander verglichen. Es wird sofort deutlich, dass sich die Peaks der drei Streulängen sehr gut voneinander trennen lassen. Somit lässt sich der Bereich möglicher $d\eta$ -Streulängen und damit auch die Region der potentiellen ηN -Streulängen aus [She98] und [Arn05] mit der geplanten Messung stark eingrenzen.

Der Bereich, indem der Wirkungsquerschnitt durch den s-Wellen-FSI-Ansatz beschrieben werden kann, wurde für die hier vorgestellte Analyse auf 0 MeV bis 30 MeV festgelegt (Kap. 1.3.1), da bisher noch keine differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ publiziert worden sind, aus denen sich ablesen lässt, ab wann höhere Partialwellen eine Rolle spielen. Allerdings schränkt dies den erlaubten Bereich im realen Experiment ein.

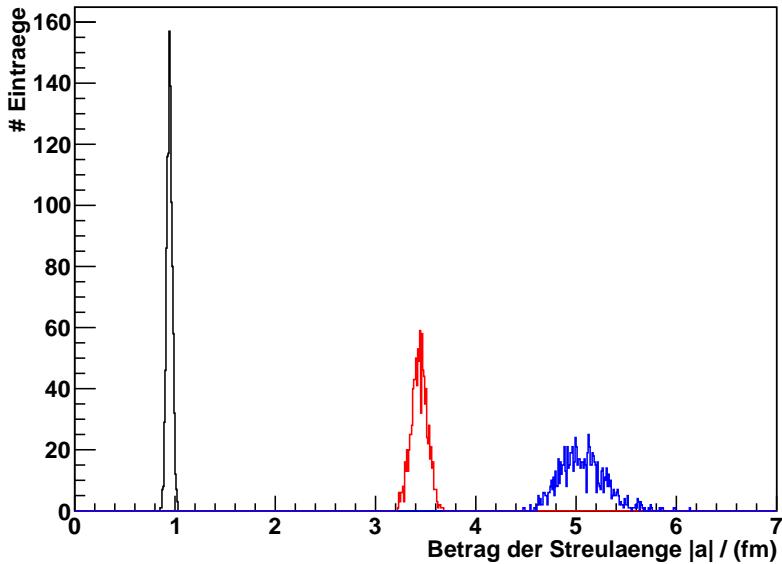


Abbildung 3.11: Rekonstruierte Beträge der Streulängen $a_1 = (0,73 + i0,56) \text{ fm}$ (schwarz), $a_2 = (1,64 + i2,99) \text{ fm}$ (rot) und $a_3 = (4,69 + i1,59) \text{ fm}$ (blau).

Aus diesem Grund sollen zusätzlich in der geplanten Strahlzeit die differentiellen Wirkungsquerschnitte gemessen werden.

Prinzipiell funktioniert die Ermittlung der Messgenauigkeit der winkelabhängigen Wirkungsquerschnitte wie zuvor dargestellt. So wird zuerst die Akzeptanz bestimmt. Diese Akzeptanz verändert sich mit Q , weshalb die winkelabhängige Akzeptanz für verschiedene Q -Wert-Bereiche bestimmt werden muss. Aufgrund der Auflösung in Q und der begrenzten Statistik wurde die Akzeptanz für Intervalle von 5 MeV bestimmt. Dies erlaubt einerseits das Bestimmen der Änderung der Winkelverteilungen mit Q und gleichzeitig erhält man genügend Ereignisse pro Bin, um eine möglichst kleine relative Unsicherheit zu erhalten. Die Akzeptanzen für den Q -Bereich von 0 MeV bis 40 MeV sind in Abb. 3.12 aufgetragen.

Es ist sofort ein sehr positiver Aspekt der Messung bei ANKE erkennbar: es ist eine von 0 verschiedene Akzeptanz für den kompletten $\cos\vartheta$ -Bereich vorhanden und die Verteilung zeigt keine großen Sprünge.

Da PLUTO die Ereignisse mit isotroper Winkelverteilung erzeugt, muss diese nachträglich eingefügt werden. Als Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Wirkungsquerschnitt wurde eine \cos^2 -Abhängigkeit angenommen (Kap. 1.3.1).

Dies geschieht, indem die generierten Ereignisse mit Gl. (1.40) gewichtet werden. Um die absolute Höhe der Verteilungen, was für die Bestimmung der Unsicherheit der Bins wichtig ist, zu erhalten, wurde als Streulänge eine mittlere FSI mit a_2 angenommen (Abb. 3.13).

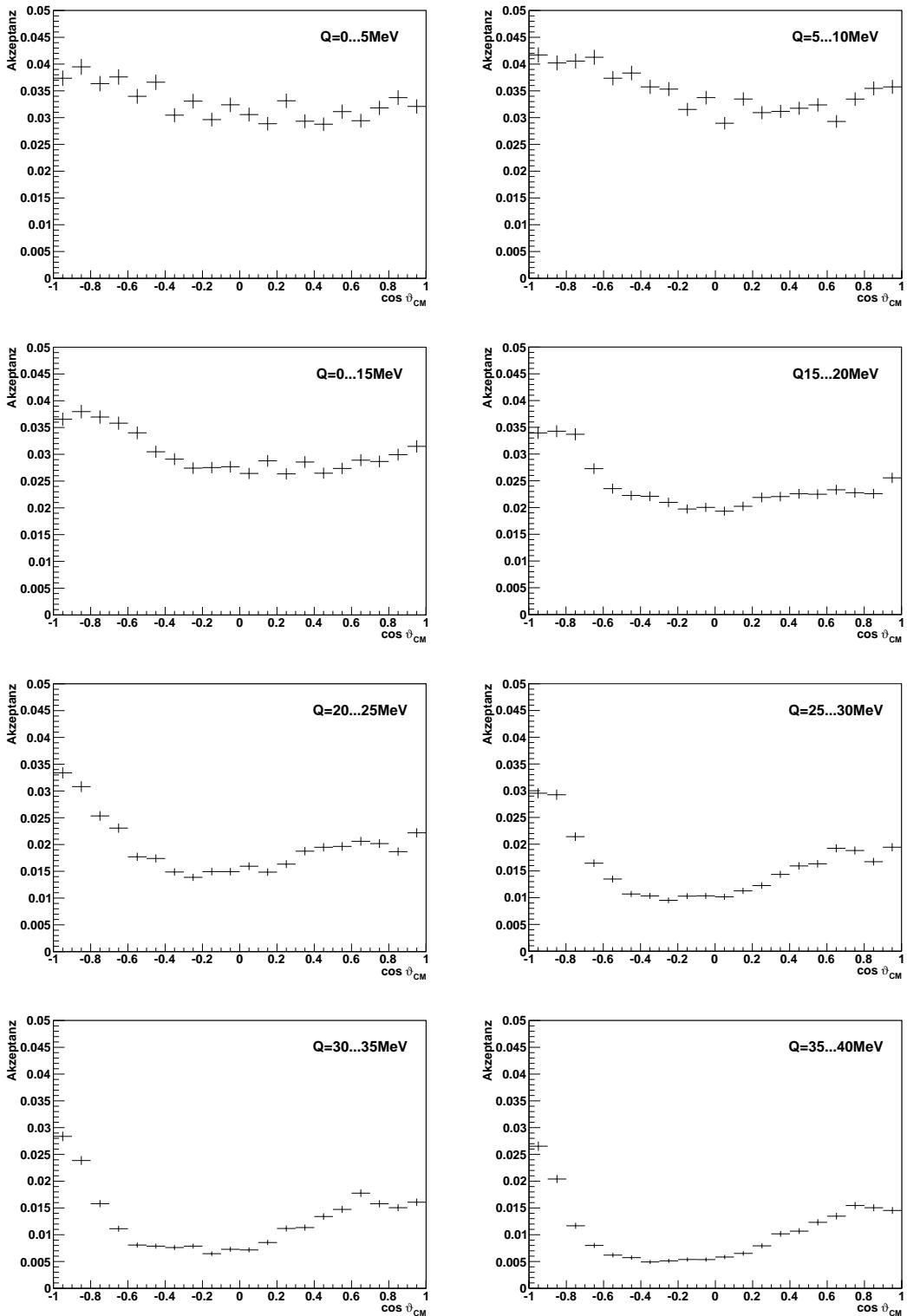


Abbildung 3.12: Winkelabhängige Akzeptanzen für verschiedene Überschussenergiebereiche und einen Strahlimpuls von $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$.

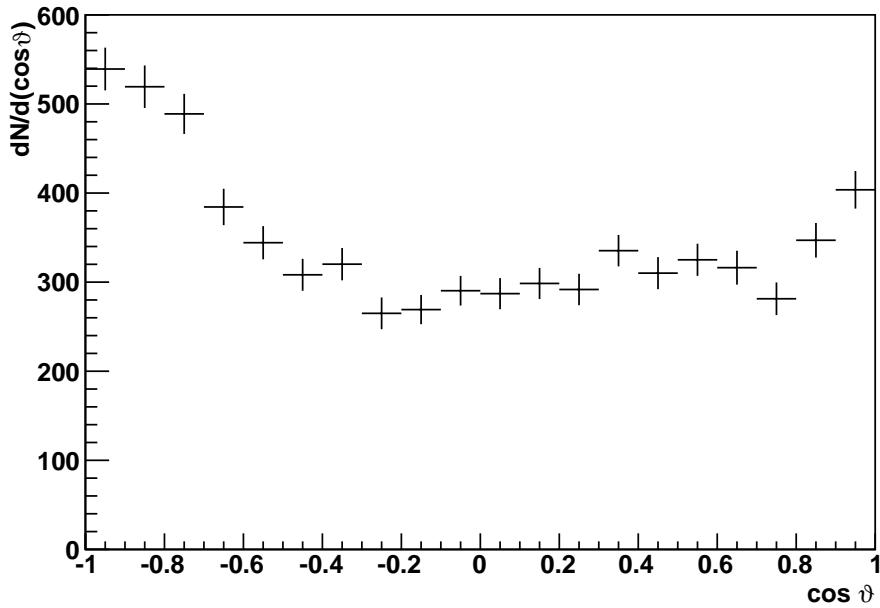


Abbildung 3.13: Erwartete Verteilung der detektierten Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel für einen Überschussenergiebereich von 15 bis 20 MeV und einen Anisotropiefaktor $b = 0, 1$.

Wie zuvor werden die Verteilungen gemäß der Unsicherheit 1000 mal Bin für Bin verändert und die so erhaltenen Spektren durch die Akzeptanz geteilt. Diese Verteilungen (Abb. 3.14) wurden mit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c \cdot (1 + b \cdot \cos^2 \vartheta) \quad (3.2)$$

beschrieben. Mit dem Faktor c wird die Kurve an die absolute Höhe angepasst, während für jede simulierte Messung b in ein Histogramm eingetragen wird. Als möglicher Anisotropiefaktor wurde $b = 0, 1$ gewählt. Diese Winkelabhängigkeit ließ sich mit einer Genauigkeit von besser als $\Delta b \approx 0, 06$ rekonstruieren (Abb. 3.15). Dies erlaubt das Einsetzen höherer Partialwellen, auch wenn deren Anteil nur 10% beträgt, und somit die Grenze für den s-Wellen-FSI-Ansatz gut zu bestimmen.

3.3 Simulationen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ für den Strahlimpuls $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$

Während der Strahlzeit soll die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ noch bei einer zweiten, höheren Strahlenergie gemessen werden. Als Strahlimpuls wurde $p_{Strahl} =$

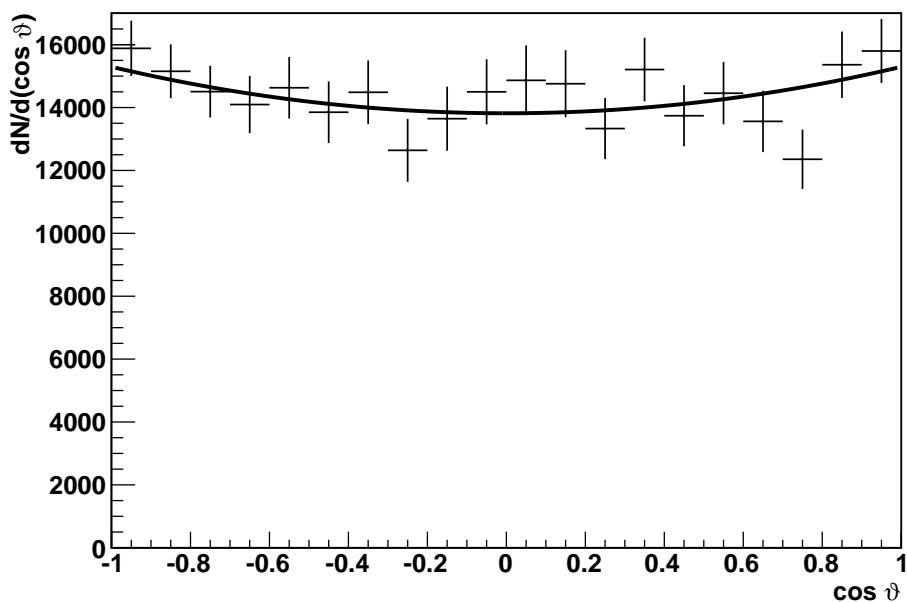


Abbildung 3.14: Akzeptanzkorrigierte Verteilung für einen Überschussenergiebereich von 15 bis 20 MeV. Die schwarze Kurve zeigt den rekonstruierten Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

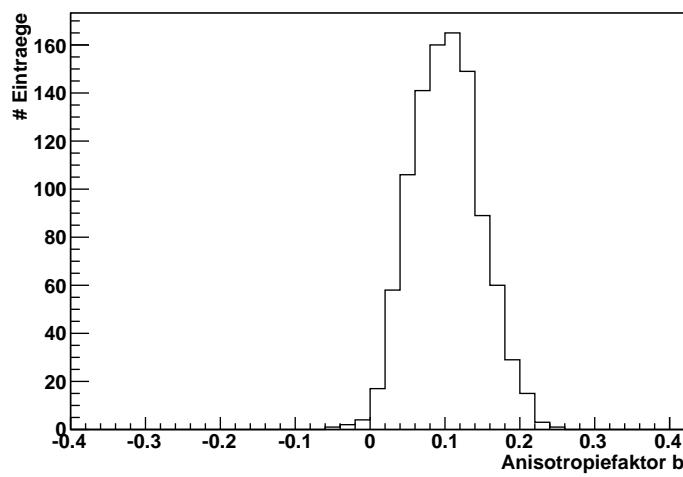


Abbildung 3.15: Rekonstruierte Anisotropiefaktoren b für einen Q -Wert-Bereich von 15 MeV bis 20 MeV. Eingesetzt worden ist $b = 0, 1$.

2, 25 GeV/c gewählt, was bei einem ruhenden Neutron einer Überschussenergie von 95 MeV entspricht. Der experimentelle Aufbau, wie Auslenkwinkel und Position der STTs beispielsweise, bleibt im Vergleich zum ersten Strahlimpuls unverändert.

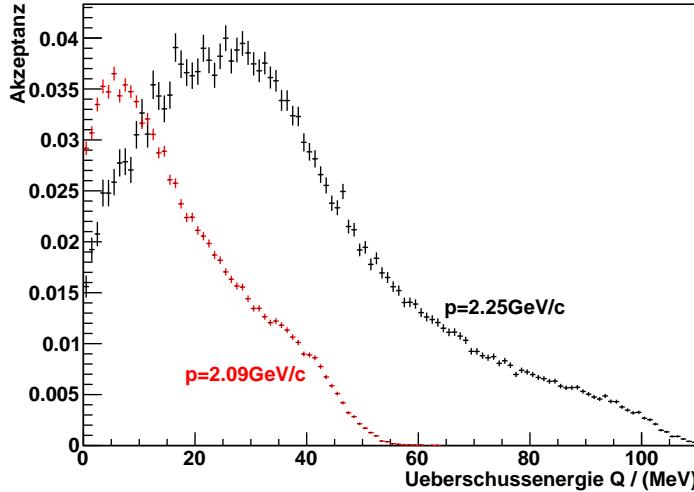


Abbildung 3.16: Akzeptanz in Abhängigkeit der Überschussenergie. In rot ist die Akzeptanz für $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$ und in schwarz für $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$ dargestellt.

Der Unterschied der beiden Strahlenenergien ist einerseits groß genug, dass sich die Verteilungen der η -Mesonen in den Missing-Mass-Spektren gut unterscheiden lassen, sodass sich die Untergrundbeschreibung aus [Mos06] anwenden lässt. Gleichzeitig überschneiden sich die Akzeptanzen (Abb. 3.16), was einen Test der Akzeptanzbeschreibung und der Spectatorkinematik erlaubt. Außerdem wird der Bereich der akzeptierten Überschussenergien auf ungefähr 110 MeV ausgeweitet. In diesem Bereich wird erwartet, dass der Einfluss der $N^*(1535)$ -Resonanz auf den Wirkungsquerschnitt sichtbar wird. Insgesamt erwartet man Zählraten von ungefähr 12800 Ereignissen der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ pro Tag ($0,15 \text{ s}^{-1}$), was bei einer Messzeit von 5 Tagen zu etwa 64000 Ereignissen führt (Abb. 3.17).

Mit Hilfe dieser Daten lässt sich die Winkelabhängigkeit mit der gleichen Prozedur, wie sie in Kap. 4.2 beschrieben worden ist, extrahieren. In Abb. 3.18 und Abb. 3.19 sind die Akzeptanzen für verschiedene Q -Wert-Bereiche dargestellt. Hiermit lässt sich der Bereich, in dem die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bestimmt werden kann, auf einen

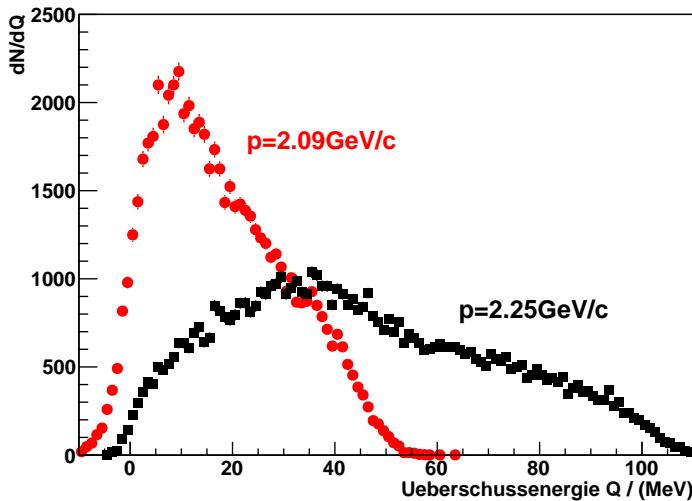


Abbildung 3.17: Anzahl der detektierten Ereignisse für $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$ (rot) und $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$ (schwarz) für eine Messzeit von 2 Wochen und einer angenommenen Streulänge a_2 .

Wert der Überschussenergie von 80 MeV erweitern. Die Genauigkeit, mit der der Anisotropiefaktor b rekonstruiert werden kann, ist besser als $\Delta b \approx 0,06$ und somit in der gleichen Größenordnung wie für den niedrigen Strahlimpuls. Somit lässt sich für beide Strahlenergien der Anistropiefaktor gut bestimmen, sodass das Einsetzen höherer Partialwellen für beide Impulse separat bestimmt werden kann.

3.4 Datennormierung

Eine Reaktion, die neben der gewünschten Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ auftritt, ist die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$. Einerseits ist dies wünschenswert, da sie sich aufgrund des wohlbekannten Wirkungsquerschnitts gut als Normierungsreaktion eignet. Andererseits sorgt sie für viele Treffer in den Detektoren, was im Extremfall insbesondere die STTs beschädigen kann.

Deshalb ist es essentiell, den experimentellen Aufbau so zu optimieren, dass die Akzeptanz für die elastische Streuung hoch genug ist, um die Lumino- sität bestimmen zu können. Gleichzeitig sollte sie auch nicht zu hoch sein, da sonst eine störungsfreie Funktion des Spectatordetektors wegen der hohen Trefferraten nicht mehr gegeben ist. Den größten Einfluss hat hierbei die Position des Spectatordetektors. In ihm werden die Deuteronen aus der elastischen Streuung in Koinzidenz mit einem Proton im Vorwärtsdetektor gemessen. Aus diesem Grund soll nun erläutert werden, wie die optimale

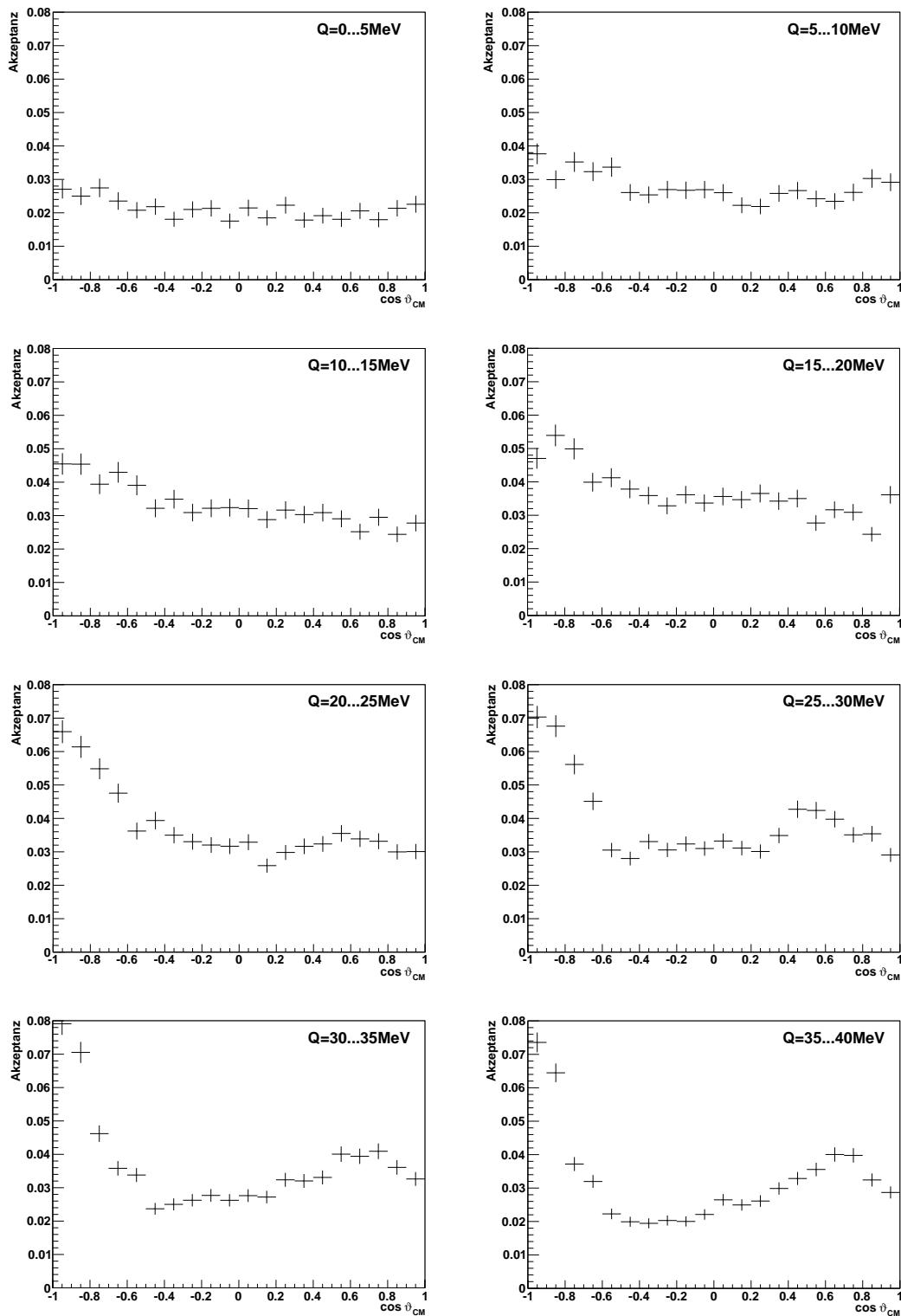


Abbildung 3.18: Winkelabhängige Akzeptanzen für Überschussenergiebereiche von 0 MeV bis 40 MeV bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$.

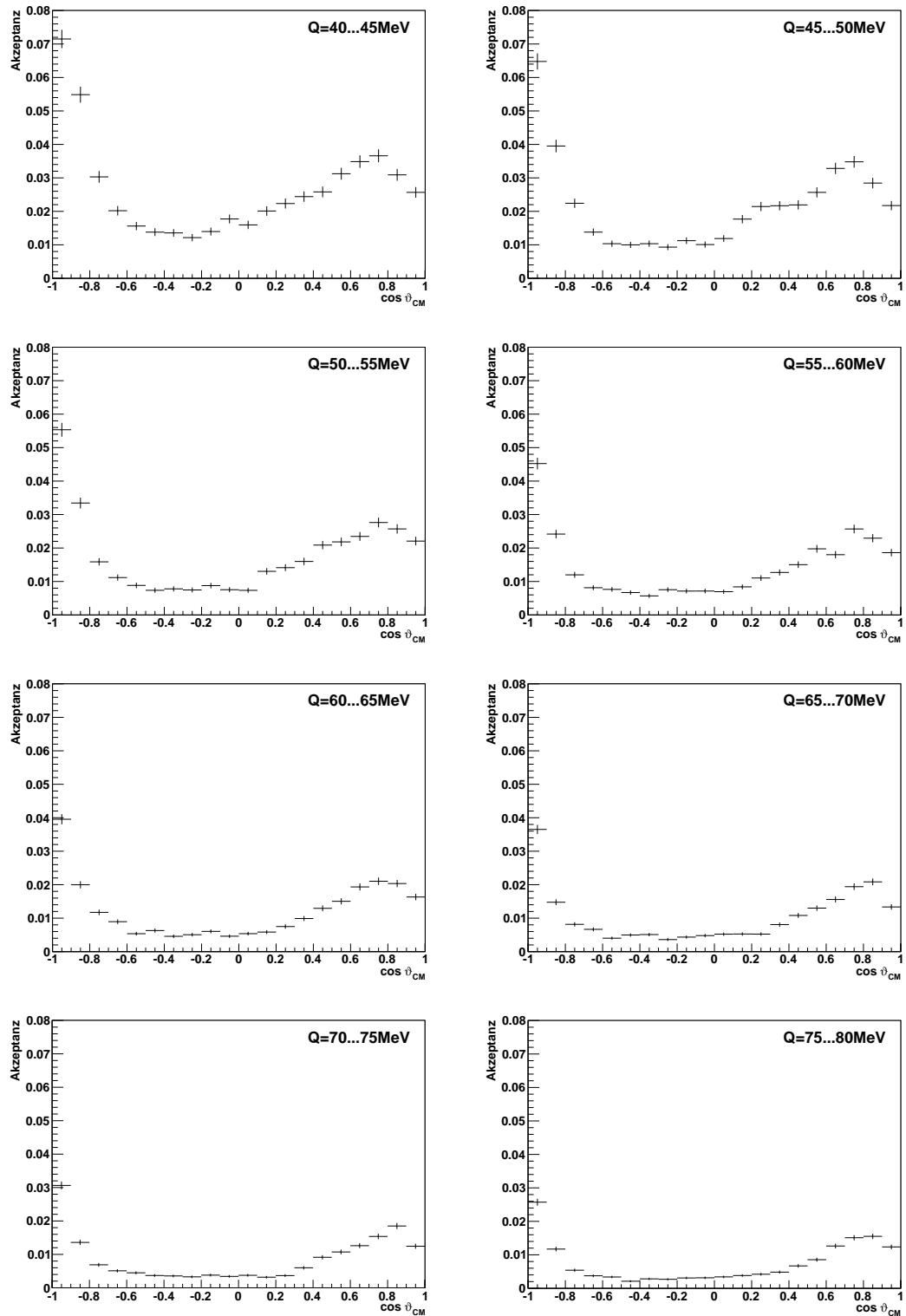


Abbildung 3.19: Winkelabhängige Akzeptanzen für Überschussenergiebereiche von 40 MeV bis 80 MeV bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$.

Position der STTs bestimmt worden ist.

Um die ideale Position des Spectatordetektors zu bestimmen, wurde die elastische Streuung für verschiedene Stellungen der beiden STTs simuliert. So wurde die Mitte des Detektors um 12,5 mm, 22,5 mm und 32,5 mm entgegen der Strahlrichtung verglichen mit der nominellen Targetposition verschoben. Diese Schritte sind durch die Art und Weise des Einbaus des Detektors in die Streukammer vorgegeben. Eine Verschiebung in Strahlrichtung ist nicht sinnvoll, weil vorangegangene Strahlzeiten gezeigt haben, dass in diesem Fall die Ereignisrate der elastischen Streuung so hoch ist, dass eine störungsfreie Nutzung der STTs nicht mehr gewährleistet ist [Val10b].

Die Bedingung, die die Ereignisse aus der elastischen Streuung im Experiment erfüllen müssen, ist ein Proton im Vorwärtsdetektor und ein Deuteron im Spectatordetektor. Durch die gleichzeitige Rekonstruktion der Impulse von beiden beteiligten Teilchen ist die Reaktion kinematisch überbestimmt. Dies erlaubt einen Test der Impulsrekonstruktion, da die beiden Teilchen sich im Schwerpunktsystem mit exakt entgegengesetzten Impulsen bewegen müssen.

Bei allen folgenden Simulationen wurde der Wirkungsquerschnitt aus Abb. 1.8 verwendet. Als Strahlimpuls wurde der im Experiment geplante Impuls von $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ genutzt.

In Abb. 3.20 sind die Beträge der Impulsüberträge der simulierten Ereignisse bei Forderung von einem Teilchen im Vorwärtssystem und einem weiteren in einem der beiden STTs dargestellt. Für die Verschiebungen um -12,5 mm und -22,5 mm ist in den Spektren ein Peak bei kleinen Impulsüberträgen erkennbar. Dieser stammt von einem Deuteron im Spectatordetektor und einem Proton im Vorwärtsdetektor. Im Falle einer Verschiebung um -32,5 mm treffen keine Deuteronen auf den Spectatordetektor. Der Grund hierfür ist, dass die STTs vollkommen im negativen z -Bereich liegen. Deshalb muss in diesem Fall ein Teilchen, welches den Spectatordetektor erreicht, einen negativen z -Impuls haben. Dies ist im Gegensatz zu Protonen für Deuteronen aus der elastischen Streuung kinematisch nicht möglich. Daher kann die maximale Verschiebung in negativer z -Richtung als mögliche Position der Detektoren ausgeschlossen werden.

Um zu bestimmen, welche der beiden übrigen Positionen die optimale ist, wurde die Trefferrate in den STTs, unabhängig von einem Treffer im Vorwärtsdetektor in Abb. 3.21 dargestellt. Auch hier ist ein Peak bei kleinen Impulsüberträgen zu sehen. Im Falle der Verschiebung um -12,5 mm sind circa 10% mehr Teilchen als bei -22,5 mm detektiert worden. Somit wären die Trefferraten in den STTs größer. Da bei einer Verschiebung um -22,5 mm

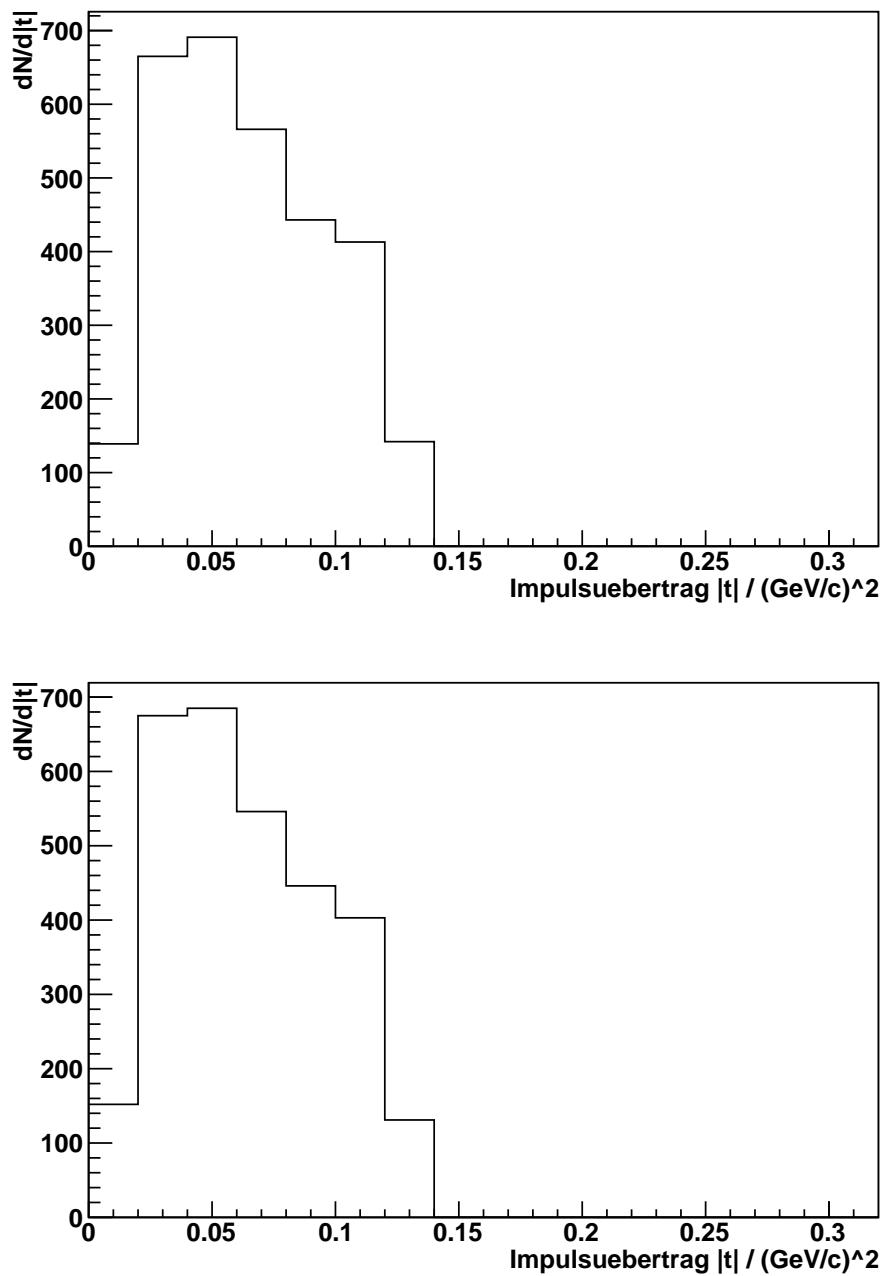


Abbildung 3.20: Simulierte Impulsüberträge bei Forderung eines Teilchens im Vorwärtsdetektor und eines im Spectatordetektor für verschiedene Positionen der STTs: -12,5mm (oben) und -22,5mm (unten).

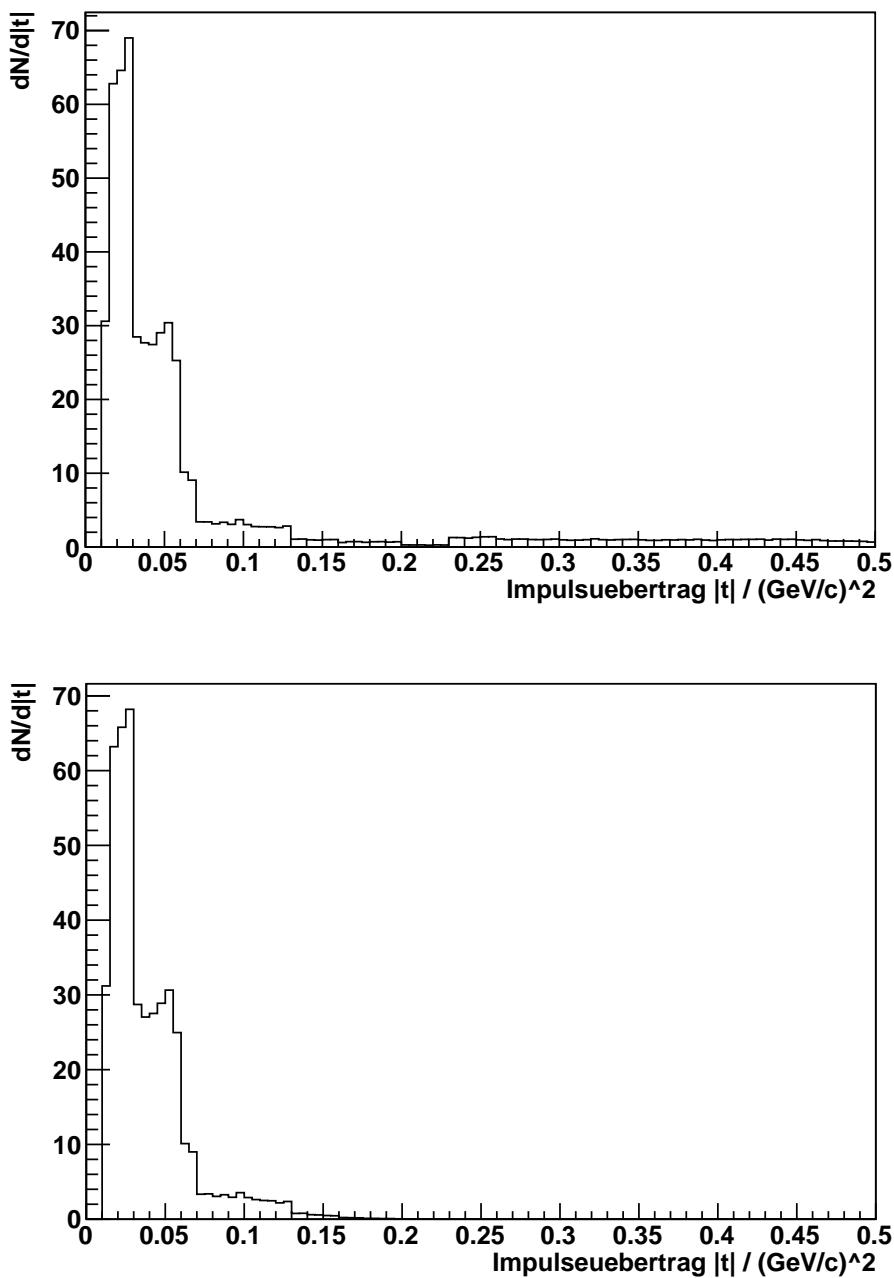


Abbildung 3.21: Simulierte Impulsüberträge bei Forderung eines Teilchens im Spectatordetektor für verschiedene Positionen der STTs: -12,5mm (oben) und -22,5mm (unten).

genügend Ereignisse der elastischen Streuung nachgewiesen werden können, soll diese Position bei der geplanten Messzeit verwendet werden.

Der Vergleich des Akzeptanzbereichs mit den Wirkungsquerschnitten der elastischen Streuung (Abb. 1.8) zeigt, dass in diesem Bereich der Wirkungsquerschnitt sehr groß ist. Ausgehend von einer Luminosität von $L \approx 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ führt dies bei einer Messzeit von 6 Tagen (5 Tagen) für einen Strahlimpuls von $p_1 = 2,09 \text{ GeV/c}$ ($p_2 = 2,25 \text{ GeV/c}$) zu insgesamt $4,7 \cdot 10^8$ ($3,9 \cdot 10^8$) gemessenen Ereignissen der elastischen Streuung. Diese Art der Luminositätsbestimmung wurde schon mehrfach an ANKE durchgeführt und führte, zum Beispiel bei der Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow d\omega$ [Bar04], zu einer Genauigkeit von 20%. Da diese Unsicherheit nur die absolute Höhe der Zählraten in allen Q -Bins gleichermaßen beeinflusst, nicht aber den Verlauf, wurde diese Unsicherheit bei den Simulationen von $pn \rightarrow d\eta$ nicht berücksichtigt.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Arbeiten am Proposal „Measurement of the quasi-free $pn \rightarrow d\eta$ cross section at ANKE“ vorgestellt und anhand von Daten aus der Strahlzeit vom März/April 2011 die Prozedur beschrieben, mit der die Energiekalibrierung des Spectatordetektors durchgeführt wird.

Es wurde erläutert, wie sich das optimale Setup, insbesondere im Hinblick auf die Position des Spectatordetektors, bestimmen lässt. Außerdem wurde ermittelt, wie die erwarteten Zählraten aussehen werden und mit welcher Genauigkeit der Verlauf des Wirkungsquerschnitts bestimmt werden kann. So wurde gezeigt, dass sich die Überschussenergie der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ wegen der Unsicherheit des Winkels des Spectatorprotons von $\Delta\vartheta \approx 3,5^\circ$ und aufgrund einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 160$ keV mit einer Genauigkeit von $\Delta Q \approx 4,5$ MeV rekonstruieren lässt.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen konnte dargelegt werden, dass sich die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion über einen Überschussenergiebereich von 0 MeV bis 110 MeV an ANKE sehr genau bestimmen lassen. Aus dem Verlauf dieser Wirkungsquerschnitte mit der Überschussenergie lassen sich wichtige Informationen über die Endzustandswechselwirkung ablesen, indem sie über die Streulänge beschrieben wird. Der Betrag der Streulänge lässt sich mit einer Unsicherheit von besser als 5% bestimmen. Dies gestattet eine sehr starke Einschränkung möglicher η N-Streulängen.

Somit gewährt diese Messung zusammen mit den bisher durchgeführten Messungen an schwereren Kernen, wie zum Beispiel ^3He oder ^4He , einen guten Einblick in das Verhalten der Endzustandswechselwirkung von Kernen und η -Mesonen in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl. Hieraus lassen sich neue Erkenntnisse über die Frage der Existenz η -mesischer Kerne und ihrer Eigenschaften gewinnen, wie beispielsweise die Frage, wie stark die Bindung ist.

Außerdem lassen sich mit ANKE zum ersten Mal die differentiellen Wirkungsquerschnitte über den kompletten Streuwinkelbereich messen. Aus den so erhaltenen Winkelverteilungen lässt sich ablesen, ab welcher Überschussenergie höhere Partialwellen als solche mit Bahndrehimpuls $l = 0$

auftreten. Diese Information grenzt den Bereich ein, in dem eine Beschreibung der Endzustandswechselwirkung im ηd -System mit dem in dieser Arbeit verwendeten s-Wellen-FSI-Ansatz möglich ist.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Möglichkeit, die Luminosität zu bestimmen, um mit dieser die Wirkungsquerschnitte zu normieren. Hierzu kann die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$ verwendet werden, da sie während der Strahlzeit parallel gemessen werden kann und einen wohlbekannten Wirkungsquerschnitt hat. Aus diesem Grund sind nur bestimmte Positionen des Spectatordetektors sinnvoll und es konnte gezeigt werden, auf welche Art diese mit Simulationen ermittelt werden können.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden im Rahmen eines Strahlzeitantrags bei der 40. Sitzung des PAC in Jülich am 14./15. Mai vorgestellt und das Komitee teilte die Auffassung, dass die in dieser Arbeit beschriebene Messung wichtige Daten über die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ und den Zusammenhang zwischen Endzustandswechselwirkung und atomarer Massenzahl liefern wird. Aus diesem Grund wurde die gewünschte Strahlzeit von zwei Wochen zur Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{sp}$ gewährt, bei der mit den zwei Strahlimpulsen $p_1 = 2,09 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,25 \text{ GeV}/c$ der Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Überschussenergiebereich von 0 MeV bis zu 110 MeV und die differentiellen Wirkungsquerschnitte im Bereich von $Q = 0 \text{ MeV}$ bis 80 MeV bestimmt werden sollen. Die Strahlzeit wird voraussichtlich im Februar/März 2013 durchgeführt.

Die aus dieser Messung erhaltenen Daten sollen danach im Rahmen einer Doktorarbeit analysiert werden.

Literaturverzeichnis

- [Arn05] R.A. Arndt, Physical Review C 72, 045202 (2005).
- [Bar01] S. Barsov et al., Nucl. Instr. Metr. A 462, 364 (2001).
- [Bar04] S. Barsov et al., Eur. Phys. J. A 21, (2004).
- [Bar10] S. Barsov et al., Identification of the $pn \rightarrow d\omega$ reaction at ANKE, http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/en/Annual_Report_10.shtml, (2010).
- [Bar11] S. Barsov, Private Kommunikation, (2011).
- [Bha85] R.S. Bhalerao and L.C. Liu, Phys. Rev. Lett. 54, 865 (1985).
- [Bos72] E. T. Boschitz. Physical Review C, 6(457), 1972.
- [Bru97] R. Brun et al., ROOT - An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 389(1):81, 1997.
- [Bet49] H. A. Bethe, Phys. Ref. 76, 38 (1949).
- [Bud09] A. Budzanowski et al., Nucl. Phys. A 821, 193 (2009)
- [Bud10] A. Budzanowski et al., Phys. Rev. C 82, 041001(R) (2010).
- [Cal97] H. Calen et al., Physical Review Letters 79, 2642 (1997).
- [Cal98] H. Calen et al., Physical Review Letters 80, 2069 (1998).
- [Chi10] D. Chiladze & S. Dymov, $dp \rightarrow dp\eta$ process at ANKE at 3.7 GeV/c, 2010.
- [D+68] Dalhagav et al. YF, 8(342), 1968.
- [Fel02] Th. Feldmann & P. Kroll, Mixing of Pseudoscalar Mesons, Phys. Scripta T99, 13-22 (2002).
- [Fra94] R. Frascaria, Physical Review C 50, R537 (1994).
- [Fro07] I. Fröhlich et al., arXiv:0708.2382v2 [nucl-ex].
- [G+91] E. Gülmmez et al. Physical Review C, 43(2067), 1991.
- [Gel64] M. Gell-Mann. Physics Letters B, 8:214 (1998).

- [Gos09] P. Goslawski, Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE, Diplomarbeit, Universität Münster, 2009.
- [Gri99] V. Yu. Grishina et al., η - and η' -meson production in the reaction $pn \rightarrow dM$ near threshold, Phys. Lett. B 475, 9-16 (2000).
- [Hai86] Q. Haider und L. C. Liu, Phys. Lett. B172, 2 257-260 (1986).
- [Hej02] V. Hejni et al., RootSorter: a new analysis framework for ANKE (2002).
- [I+83] Irom et al. Physical Review C, 28(2380), 1983.
- [Kag00] M. A. Kagarlis. Pluto++ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics. GSI Report, 2000.
- [Kho99] A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. D 5, 275 (1999).
- [Kho12] A. Khoukaz et al., Measurement of the quasi-free $pn \rightarrow d\eta$ cross section at ANKE, 2012 ,
<http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/en/proposals.shtml> .
- [Kru10] B. Krusche et al., Acta Physica Polonica 41 , 2249 (2010).
- [Lac81] M. Lacombe et al., Physics Letters 101B, 139 (1981).
- [Lan04] N. Lang, Schwellennahe Produktion von η -Mesonen im Proton-Neutron-Stoß am Magnetspektrometer ANKE, Dissertation, Universität Münster, 2004.
- [Lan44] L. Landau, J. Smorodinsky, J.Phys (U.S.S.R.) 8, 154 (1944).
- [Leh03] I. Lehmann, ω Meson Production in the $pn \rightarrow d\omega$ at ANKE, Dissertation, Universität Köln, 2003.
- [Mai97] R. Maier et al., Nucl. Phys. A 626, 395c (1997).
- [Mer07a] T. Mersmann et al., Physical Review Letters 98, 242301 (2007).
- [Mer07b] T. Mersmann, Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und ^3He -Kernen am Experimentaufbau ANKE, Dissertation, Universität Münster, 2007.
- [Mie07] M. Mielke, Untersuchung des ABC-Effekts in der Reaktion $dp \rightarrow ^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ am Magnetspektrometer ANKE, Diplomarbeit, Universität Münster (2007).
- [Mos06] P. Moskal et al., Journal of Physics G, 32, 629 (2006).

- [Mus04] A. Mussgiller, A New Geant4 based Simulation Framework for ANKE,
http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/en/Annual_Report_04.shtml,
(2004).
- [Mus07] A. Mussgiller, Identification and Tracking of Low Energie Spectator Protons, Dissertation, Universität Köln, 2007.
- [Nak10] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2010).
- [Nol06] W. Nolting. Grundkurs Theoretische Physik 5/2. Springer-Verlag, 6. Auflage, 2006.
- [Oel10] D. Öllers, Polarizing a Stored Proton Beam by Spin-Flip?, Dissertation, Universität Köln, 2010.
- [Pap08] M. Papenbrock, Luminositätsbestimmung und Untersuchung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktionskanals bei d-p-Streuexperimenten am Experimentaufbau ANKE, Diplomarbeit, Universität Münster, 2008.
- [Pap10] M. Papenbrock, Private Kommunikation, 2010.
- [Pen85] J. C. Peng, in Hadronic Probes and Nuclear Interactions-1985, edited by Joseph R. Comfort, William R. Gibbs, and Barry G. Ritchie, AIP Conference Proceedings No. 133 (American Institute of Physics, New York, 1985), p. 255.
- [PDG] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov>.
- [Phe12] F. Pheron et al., Phys. Lett. B 709, 21 (2012).
- [Plo90] F. Plouin et al., Phys. Rev. Lett. 65, 690 (1990).
- [Que01] C. Quentmeier. Untersuchungen der Reaktion $p + p \rightarrow ppK^+K^-$ nahe der Produktionsschwelle. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [Rau09] T. Rausmann, Untersuchung der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ im Bereich zwischen 20 und 60 MeV Überschussenergie am Experimentaufbau ANKE, Dissertation, Universität Münster, 2009.
- [Sch12] R. Schleichert, Private Kommunikation, 2012.
- [Sco93] E. Scomparin et al., J. Phys. G 19, L51 (1993).
- [She98] N. Shevchenko, Physical Review C 58, R3055 (1998).
- [Ste08] H.J. Stein, Phys. Rev. Special Topics - Acc. and Beams 11, 052801 (2008).

- [Val10a] Y. Valdau, COSY Proposal Study of the energy dependence of the $pn \rightarrow K^+ \Lambda n$ reaction closet hreshold at ANKE, <http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/en/proposals.shtml>.
- [V+88] G. N. Velichko et al. YF, 47(1185), 1988.
- [Val10b] Y. Valdau & A. Dzyuba, Beam energy and STT position optimization for experiment #203, 2010.
- [W+88] G. N. Velichko et al. YF, 47(1185), 1988.
- [Wat52] K.M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952).
- [Wil93] C. Wilkin, Phys. Rev. C 47, R938 (1993).
- [Wil97] N. Willis et al., Phys. Lett. B 406, 14 (1997).
- [Wro05] A. Wronska et al., Eur. Phys. J. A 26, 421 (2005).

Danksagung

Damit eine Diplomarbeit entstehen kann, bedarf es der Hilfe und Unterstützung vieler verschiedener Leute, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Besonderer Dank gebührt Herrn PROF. DR. A. KHOUKAZ für die Möglichkeit, ein sehr interessantes Thema in dieser Diplomarbeit behandeln zu dürfen, und für die Hilfestellungen, die er mir während dieser Zeit gegeben hat. Außerdem hat er immer für eine freundliche und lockere Atmosphäre gesorgt.

Des Weiteren möchte Herrn DR. CHRISTIAN KLEIN-BÖSING für die Übernahme des Korreferats danken.

Außerdem möchte ich mich bei der gesamten Arbeitgruppe bedanken, die mich so freundlich aufgenommen hat und für ein tolles Arbeitsklima gesorgt hat. Namentlich sind dies DIPL.-PHYS. F. BERGMANN, E. CEBALLOS-ROMERO, K. DEMMICH, M. „Evil Mike“ EVELT, A.-K. HERGEMÖLLER, DIPL.-PHYS. E. KÖHLER, M. NEUMANN, M. PEREZ-MAYO, DIPL.-PHYS. A. TÄSCHNER, A. ZANOTTI und die ehemaligen Mitglieder DIPL.-PHYS. I. BURMEISTER, DIPL.-PHYS. C. HUSMANN, DIPL.-PHYS. A. NUSTEDDE und DR. A. WINNEMÖLLER.

Bei drei weiteren Mitgliedern möchte ich mich noch gesondert bedanken. So möchte ich mich bei Herrn DIPL.-PHYS. P. GOSLAWSKI für die sehr gute Betreuung und die Hilfe während dieser Zeit bedanken.

Weiterer Dank gilt Herrn DIPL.-PHYS. M. MIELKE und Herrn DIPL.-PHYS. M. PAPENBROCK, die mir bei Problemen, insbesondere mit der Software, immer zur Seite standen. Außerdem danke ich euch für die Zeit, die wir zusammen am Forschungszentrum Jülich verbracht haben und in der ihr mir ANKE in seinem „natürlichen Lebensraum“ gezeigt habt.

Darüber hinaus danke ich Herrn DR. R. BARSOV vom Forschungszentrum Jülich, der mir sehr geduldig erklärt hat, wie Daten mit dem Spectatorde-

tektor analysiert werden.

Auch möchte ich mich bei meiner Familie und allen Weiteren bedanken, die mich durch diese Phase begleitet haben und die mich unterstützt haben.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, den 02.08.2012

Daniel Schröer