

WESTFÄLISCHE
WILHELMS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Untersuchung verschiedener Normierungsreaktionen für dp -Kollisionen am ANKE-Experiment

Investigation of different normalization reactions for
 dp collisions at the ANKE experiment

Masterarbeit
im Fachbereich Physik der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
CHRISTOPHER FRITZSCH
aus Stollberg

– Mai 2014 –

Themensteller: Prof. Dr. Alfons Khoukaz

Zweitgutachter: Priv.-Doz. Dr. Christian Klein-Bösing

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kinematische Überlegungen	3
2.1.1	Lorentztransformation	4
2.1.2	Zweiteilchenkinematik	5
2.1.3	Impulsellipse	7
2.1.4	Missing Mass-Methode	8
2.1.5	Spectatorkinematik	8
2.2	Wirkungsquerschnitt	10
2.2.1	Impulsübertrag	12
2.3	Luminosität	12
3	Experimenteller Aufbau	15
3.1	COSY - COoler SYnchrotron	15
3.2	ANKE Experiment	17
3.2.1	Vorwärtsdetektorsystem	19
3.2.2	Cluster-Jet Target	23
3.3	Strahlzeitdetails	26
3.3.1	Hardwaretrigger	27
3.4	Verwendete Software	28
3.4.1	ROOT	29
3.4.2	RootSorter	29
3.4.3	Pluto	29
3.4.4	AnkeGeant4	30
3.4.5	Reconstruction	30
4	Bestimmung der Luminositäten	33
4.1	Impulsrekonstruktion	33
4.2	Akzeptanz der elastischen dp -Streuung	36
4.2.1	Akzeptanzkorrektur	38
4.3	Identifikation der elastischen dp -Streuung	39

INHALTSVERZEICHNIS

4.4	Impulskorrektur	42
4.5	Untergrundbeschreibung	48
4.6	Effizienz des Detektorsystems	50
4.7	Totzeitfaktor	51
4.8	Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung	51
4.8.1	Boschitz-Datensatz	54
4.9	Ergebnisse	56
4.9.1	Systematische Unsicherheiten	59
4.10	Relative Normierung mit $d + p \rightarrow p_{sp} + X$	63
5	Vorläufige Wirkungsquerschnitte der elastischen dp-Streuung	67
6	Alternative Normierungsreaktion $d + p \rightarrow d + \pi^0 + p_{sp}$	73
7	Zusammenfassung und Ausblick	79

1 Einleitung

Die Teilchenphysik widmet sich schon seit Hunderten von Jahren der Erforschung neuartiger Teilchen und deren subatomarer Struktur. Dabei konnten immer genauere Erkenntnisse über die Grundbausteine und Wechselwirkung der uns bekannten Materie gewonnen werden, die aus kleinsten Konstituenten, den Elementarteilchen, zusammengesetzt ist. Dieses über die Jahre hinweg gewonnene Verständnis ist im Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefasst.

Einen experimentellen Zugang erhielt man mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern. Dabei kollidieren hochenergetische Teilchen miteinander, sodass die im Zuge dessen entstehenden Reaktionsprodukte mit Hilfe von verschiedenen Detektoren registriert und somit auf ihre Eigenschaften untersucht werden können. Ein solcher Beschleunigerkomplex ist das „**COoler SYnchrotron**“ **COSY** des Forschungszentrums Jülich.

Im März 2008 wurde am Magnetspektrometer **ANKE** („**A**pparatus for Studies of **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles“) des Beschleuniger- und Speicherrings COSY eine Strahlzeit durchgeführt, dessen gewonnene Datenbasis die Grundlage dieser Arbeit darstellt. Hintergrund dieser Strahlzeit ist vor allem die Untersuchung der Endzustände $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ (neue Erkenntnisse zur Zwei-Pion-Produktion im Rahmen einer Dissertation [Mie14A]) und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ (hochpräzise Massenbestimmung des η -Mesons im Rahmen einer Diplomarbeit und Dissertation [Gos10, Gos13]).

Untersuchungen der η -Produktion waren bereits Gegenstand vorangegangener Strahlzeiten [Mer07A, Mer07B, Rau09A, Rau09B]. Bei diesen wurde nahe der Produktionschwelle ein vom Phasenraum abweichender Verlauf der Wirkungsquerschnitte festgestellt. Dies ist ein Anzeichen auf eine starke Wechselwirkung zwischen dem entstandenen η -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern, was zu einem η -mesischen Kern führen kann [Wil07].

Zur präziseren Berechnung der absoluten Höhe der Wirkungsquerschnitte der η -Produktion wird in dieser Arbeit eine genaue Luminositätsbestimmung durchgeführt. Als Normierungsreaktion dient dabei die elastische dp -Streuung $d + p \rightarrow d + p$. Des Weiteren werden im Zuge dieser Arbeit vorläufige Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung bestimmt, welche die vorhandenen Daten sowohl qualitativ als auch quantitativ erweitern. Den Abschluss bildet die Vorbereitung einer weiteren Analyse mit Hilfe einer alternativen Normierungsreaktion $d + p \rightarrow d + \pi^0 + p_{sp}$, sodass die mit der elastischen dp -Streuung bestimmten Luminositäten überprüft werden können.

2 Theoretische Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit werden Luminositäten für eine Strahlzeit am Beschleuniger- und Speicherring COSY („Cooler Synchrotron“) des Forschungszentrums Jülich bestimmt, mit deren Hilfe Wirkungsquerschnitte für die Hauptreaktionen $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ berechnet werden können. Zu diesem Zweck werden Untersuchungen der Reaktionen $d + p \rightarrow d + p$ bzw. $d + p \rightarrow p_{sp} + d + \pi^0$ durchgeführt, die eine präzise Kenntnis der Reaktionskinematik sowie geeignete Analysemethoden, wie die Missing Mass-Methode, erfordern, welche in den folgenden Kapiteln vorgestellt werden.

2.1 Kinematische Überlegungen

Bei relativistischen Stoßprozessen erreicht mindestens einer der beiden Stoßpartner eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit c . Demnach müssen bei der mathematischen Betrachtung solcher hochenergetischen Stoßprozesse relativistische Effekte mitberücksichtigt werden. Eine besonders elegante Beschreibung der Relativitätstheorie liefert der vierdimensionale Minkowski-Raum \mathbb{M}^4 , der die Verknüpfung zwischen Raum und Zeit herstellt. Im Folgenden werden, wie in der Hochenergiephysik üblich, die natürlichen Einheiten mit $c = \hbar = 1$ verwendet (Impuls und Masse haben die Einheit einer Energie).

Für konkrete Berechnungen bietet sich die Schreibweise in Vierervektoren an, mit Hilfe derer auf einfache Art und Weise die Reaktionskinematik beschrieben werden kann. Der Energie-Impuls-Vierervektor ist definiert als

$$\mathbb{P} = (E, \vec{p}) = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Ein großer Vorteil gegenüber anderen Schreibweisen ist die Invarianz des Quadrates des Vierervektors unter Lorentztransformationen:

$$\mathbb{P}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m_{inv}^2. \quad (2.2)$$

Dabei ist m_{inv} die invariante Masse, die dementsprechend unabhängig vom Bezugssystem ist. Für ein freies Teilchen gilt unter Berücksichtigung der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung, dass die invariante Masse der Ruhemasse m_0 entspricht.

2.1.1 Lorentztransformation

Die Wahl des verwendeten Bezugssystems spielt in der Physik eine wichtige Rolle. Die Kinematik eines Prozesses kann zunächst in jedem beliebigen Bezugssystem beschrieben werden. Jedoch erlaubt eine geeignete Wahl des Bezugssystems gewisse Vorteile, da sich bei einem Systemwechsel nicht die Form der Gleichungen, jedoch aber die Berechnungen vereinfachen lassen.

In der Beschleunigerphysik bietet sich der Wechsel von dem Laborsystem (kurz: LS) zum Schwerpunktsystem oder auch „center-of-mass system“ (kurz: CMS) an. Die Transformation $LS \leftrightarrow CMS$ erfolgt durch eine relativistische Lorentztransformation. Während sich bei einem „fixed target“-Experiment, also einer Kollision zwischen einem sich bewegenden Strahlteilchen und einem ruhenden Targetteilchen (siehe Abb. 2.1), der Schwerpunkt des Systems im LS bewegt, ist dieser im CMS in Ruhe.

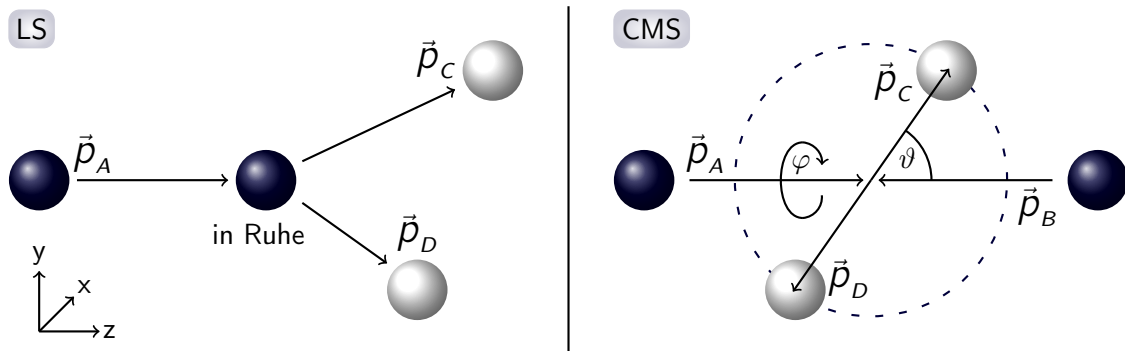


Abbildung 2.1: Visualisierung des Bezugssystemwechsels von $LS \leftrightarrow CMS$ für ein „fixed target“-Experiment mit der Reaktion $A + B \rightarrow C + D$. Auf der linken Seite ist die Kollision zwischen einem bewegten Strahlteilchen und einem ruhenden Targetteilchen im LS dargestellt, sodass der Schwerpunkt des Systems in Bewegung ist. Nach der Lorentztransformation in das CMS (rechts) bewegen sich beide Teilchen auf den sich in Ruhe befindlichen Schwerpunkt zu. Bei einer Zweiteilchenreaktion besitzen die Reaktionsejektile betragsmäßig gleich große Impulskomponenten und werden unter einem Winkel von 180° zueinander gestreut. Des Weiteren sind im rechten Bild der Azimutalwinkel φ und der Streuwinkel ϑ eingezeichnet.

Die Lorentztransformation wird durch den dimensionslosen Lorentzfaktor γ beschrieben, der wie folgt definiert ist:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{p_{Strahl}^{LS}}{E_{Ges}^{LS}}. \quad (2.3)$$

Dabei ist der Faktor β ein Maß für die Relativbewegung des LS in Bezug auf das CMS, p_{Strahl}^{LS} der Impuls des Strahlteilchens und E_{Ges}^{LS} die Gesamtenergie der einlaufenden Teilchen. Betrachtet man eine Reaktion, bei der sich der Schwerpunkt parallel zur z-Achse bewegt (siehe Abb. 2.1), bleiben die Impulskomponenten p_x und p_y von der Lorentztransformation unberührt, sodass sich folgende Vierervektorkomponenten im CMS ergeben:

$$\begin{aligned} p_x^{CMS} &= p_x^{LS} \\ p_y^{CMS} &= p_y^{LS} \\ p_z^{CMS} &= \gamma(p_z^{LS} - \beta E^{LS}) \\ E^{CMS} &= \gamma(E^{LS} - \beta p_z). \end{aligned} \quad (2.4)$$

2.1.2 Zweiteilchenkinematik

Die in dieser Arbeit betrachtete elastische dp -Streuung $d + p \rightarrow d + p$ repräsentiert einen Zwei-Körper-Streuprozess, bei dem sowohl zwei Teilchen im Eingangskanal (A und B) als auch im Ausgangskanal (C und D) miteinander wechselwirken und dessen Reaktionskinematik vollkommen durch die Vierervektoren beschrieben werden kann:

$$A + B \rightarrow C + D. \quad (2.5)$$

Genau wie in der klassischen Physik unterliegen die relativistischen Vierervektoren der Energie- und Impulserhaltung. Demnach ergibt sich, dass die Summe der Viererimpulse im Eingangskanal gleich der Summe der Vierervektoren im Ausgangskanal sein muss:

$$\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B = \mathbb{P}_C + \mathbb{P}_D. \quad (2.6)$$

Die invariante Masse des gesamten Systems entspricht der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , wobei die Mandelstamvariable s definiert ist als

$$s = (\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B)^2 = (\mathbb{P}_C + \mathbb{P}_D)^2. \quad (2.7)$$

Das Targetteilchen befindet sich bei „fixed target“-Experimenten in Ruhe (siehe Abb. 2.1), sodass folgende Vierervektoren der Eingangsteilchen definiert werden können:

$$\mathbb{P}_A = \begin{pmatrix} E_A \\ p_{A,x} \\ p_{A,y} \\ p_{A,z} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbb{P}_B = \begin{pmatrix} m_B \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

2 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Durch Verknüpfung von Gl. 2.8 mit Gl. 2.7 erhält man die Schwerpunktsenergie \sqrt{s}

$$\sqrt{s} = \sqrt{\begin{pmatrix} E_A + m_B \\ p_{A,x} \\ p_{A,y} \\ p_{A,z} \end{pmatrix}^2} = \sqrt{(E_A + m_B)^2 - (\vec{p}_A)^2}. \quad (2.9)$$

Des Weiteren lässt sich mit Hilfe der Schwerpunktsenergie eine weitere Größe, die Überschussenergie Q , definieren als

$$Q = \sqrt{s} - m_C - m_D. \quad (2.10)$$

Diese entspricht der Differenz zwischen der verfügbaren Schwerpunktsenergie und den Massen m_C und m_D der Reaktionsprodukte. Dementsprechend wird die Überschussenergie als kinetische Energie der Reaktionsprodukte interpretiert. Für den Fall $Q < 0$ steht im Gegensatz zu $Q > 0$ für die jeweilige Reaktion nicht genügend Energie zur Verfügung, wohingegen man sich für den Fall $Q = 0$ gerade an der Produktionsschwelle (Reaktionsprodukte im CMS in Ruhe) befindet.

Wie in Abb. 2.1 zu erkennen, sind die Impulse der Reaktionsprodukte im CMS exakt entgegengesetzt und betragsmäßig gleich groß dargestellt. Grundlage hierfür ist der Impulserhaltungssatz, der besagt, dass die Summe der Impulse vor der Reaktion gleich der Summe der Impulse nach der Reaktion sein muss. Darüber hinaus müssen diese im CMS den Nullvektor ergeben, da sich im CMS der Schwerpunkt des Systems in Ruhe befindet

$$\vec{p}_A^{CMS} + \vec{p}_B^{CMS} = \vec{p}_C^{CMS} + \vec{p}_D^{CMS} = \vec{0}. \quad (2.11)$$

Es lässt sich durch Umformen von Gl. 2.11 zeigen, dass die Impulsvektoren der Teilchen im Eingangs- bzw. Ausgangskanal betragsmäßig gleich groß und um 180° gedreht sein müssen:

$$\begin{aligned} \vec{p}_C^{CMS} &= -\vec{p}_D^{CMS} \\ |\vec{p}_C^{CMS}| &= |\vec{p}_D^{CMS}| = p_f. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dabei ist p_f der Endzustandsimpuls der Reaktion. Dieser lässt sich auch in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie ausdrücken, indem für den Fall $Q > 0$ Gl. 2.10 nach p_f umgeformt wird

$$p_f = \sqrt{\frac{(s - (m_C + m_D)^2) \cdot (s - (m_C - m_D)^2)}{4s}}. \quad (2.13)$$

2.1.3 Impulsellipse

Bei Zwei-Teilchen-Reaktionen liegen die Impulse der Reaktionsprodukte im CMS auf der Oberfläche einer Impulskugel, bei der der Radius dem konstanten Endzustandsimpuls p_f der jeweiligen Reaktion entspricht. Das zuvor dreidimensionale Konzept lässt sich mit

$$\begin{aligned} p_{\perp} &= \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}, \\ p_{||} &= p_z, \end{aligned} \quad (2.14)$$

auf zwei Dimensionen reduzieren. p_{\perp} und $p_{||}$ kennzeichnen dabei die transversale bzw. longitudinale Impulskomponente, sodass die Impulsverteilung durch einen Kreis dargestellt werden kann (siehe Abb. 2.2).

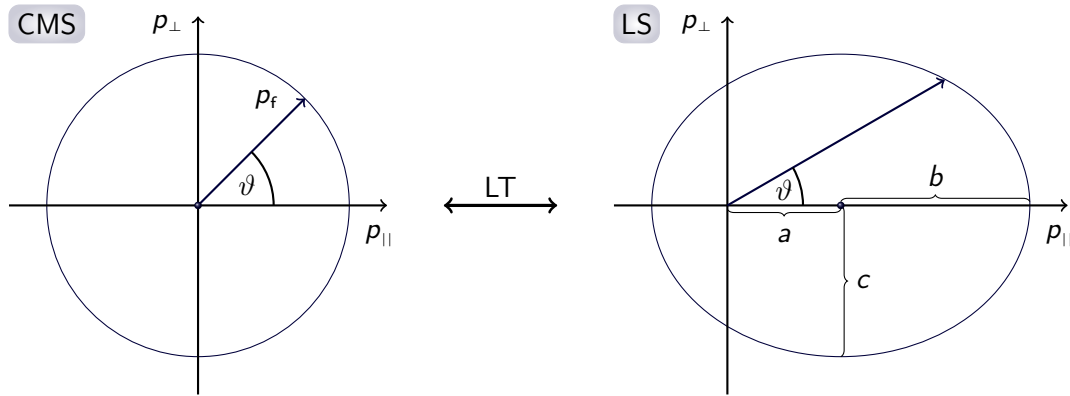


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Impulsverteilung im CMS (links) und LS (rechts).

Für die Konstruktion wurde die transversale p_{\perp} gegen die longitudinale $p_{||}$ Impulskomponente aufgetragen. Bei der Lorentztransformation (LT) vom CMS ins LS wird die zuvor um den Ursprung zentrierte, kreisförmige Impulsverteilung zu einer um a verschobenen Impulsellipse überführt.

Beim Wechsel vom CMS in das LS wird eine Lorentztransformation in z -Richtung durchgeführt. Dementsprechend verändert sich ausschließlich die z -Komponente bzw. der Longitudinalimpuls $p_{||}$, jedoch nicht der Transversalimpuls p_{\perp} . Dies hat zur Folge, dass die zuvor um 0 zentrierte, kreisförmige Impulsverteilung zu einer in z -Richtung verschobenen, ellipsenförmigen überführt wird. Für die Konstruktion einer solchen Impulsellipse im LS lassen sich mit

$$\begin{aligned} a &= \beta \gamma E_{Strahl}^{CMS}, \\ b &= \gamma p_f, \\ c &= p_f, \end{aligned} \quad (2.15)$$

die Verschiebung des Mittelpunktes a sowie die Radien der Halbachsen b bzw. c berechnen.

2.1.4 Missing Mass-Methode

Optimalerweise werden bei Beschleunigerexperimenten alle Teilchen im Ausgangskanal durch eines oder mehrere Detektorsysteme erfasst. Der Aufbau eines Detektorsystems ist jedoch nicht für jede mögliche Reaktion geeignet, sodass nicht alle Teilchen registriert und rekonstruiert werden können, da sie zum Beispiel nicht in der Akzeptanz liegen oder sehr kurze Lebenszeiten aufweisen etc. Für eine eindeutige Reaktionsidentifikation ist dies jedoch nicht notwendig. Als Beispiel soll eine Zweiteilchenreaktion dienen

$$A + B \rightarrow C + X,$$

bei der eines der beiden Teilchen (C) im Ausgangskanal durch die Detektoren registriert wird. Die Vierervektoren der Teilchen A und B sind durch das Experiment vordefiniert, wohingegen ausschließlich der Vierervektor des Teilchens C rekonstruiert werden kann. Einen Zugriff auf den Vierervektor des nicht registrierten Teilchens X liefert der Viererimpulserhaltungssatz

$$\begin{aligned}\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B &= \mathbb{P}_C + \mathbb{P}_X, \\ \mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B - \mathbb{P}_C &= \mathbb{P}_X.\end{aligned}\tag{2.16}$$

Der Betrag des Vierervektors eines freien Teilchens entspricht per Definition der Masse des Teilchens

$$|\mathbb{P}_X| = MM(\mathbb{P}_C) = |\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B - \mathbb{P}_C|.\tag{2.17}$$

Folglich erwartet man bei der Masse des nicht detektierten Teilchens X , der so genannten Missing Mass (MM), ein Signal. Mit dieser Methode lässt sich ohne die Detektion aller Teilchen im Ausgangskanal eine eindeutige Reaktionsidentifikation einer Zwei- oder N -Teilchen-Reaktion durchführen, falls es sich lediglich um ein unbekanntes Teilchen handelt.

2.1.5 Spectatorkinematik

Die vorangegangenen Überlegungen wurden unter der Annahme getätigt, dass das gesamte Strahlteilchen an dem Target direkt streut. Falls jedoch eines der Teilchen im Eingangskanal aus mehreren Nukleonen besteht, kann es darüber hinaus zu einer Spectator-Reaktion kommen, bei der zwar drei Teilchen im Endzustand vorhanden sind, jedoch Zweiteilchenkinematik gilt. Das Prinzip einer solchen Reaktion ist in Abb. 4.26 dargestellt.

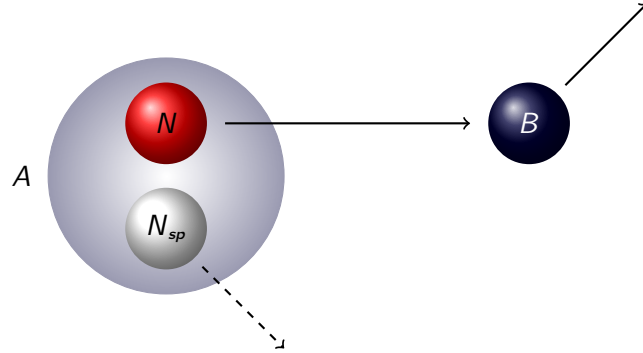


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Spectatorreaktion, bei der ein Konstituent N eines Nukleon-Nukleon Systems A an einem anderen Teilchen B streut. Das an der Streuung unbeteiligte Nukleon N_{sp} wird als Beobachter der Reaktion angesehen.

Dabei wechselwirkt ein Nukleon N eines Projektils A direkt mit dem zweiten Projektil B und es kommt zum Aufbruch des Projektils A . Das an dem Streuprozess unbeteiligte Nukleon N_{sp} kann als Beobachter (engl.: spectator) der Reaktion angesehen werden. Falls das Strahlteilchen aus mehreren Nukleonen zusammengesetzt ist, bewegt sich N_{sp} zusätzlich zu dem halben Strahlimpuls mit den zum Zeitpunkt des Stoßes vorhandenen Fermiimpuls weiter, der sich für ein Nukleon-Nukleon System zum Beispiel aus dem Paris-Potential [Lac81] berechnen lässt (siehe Abb. 2.4).

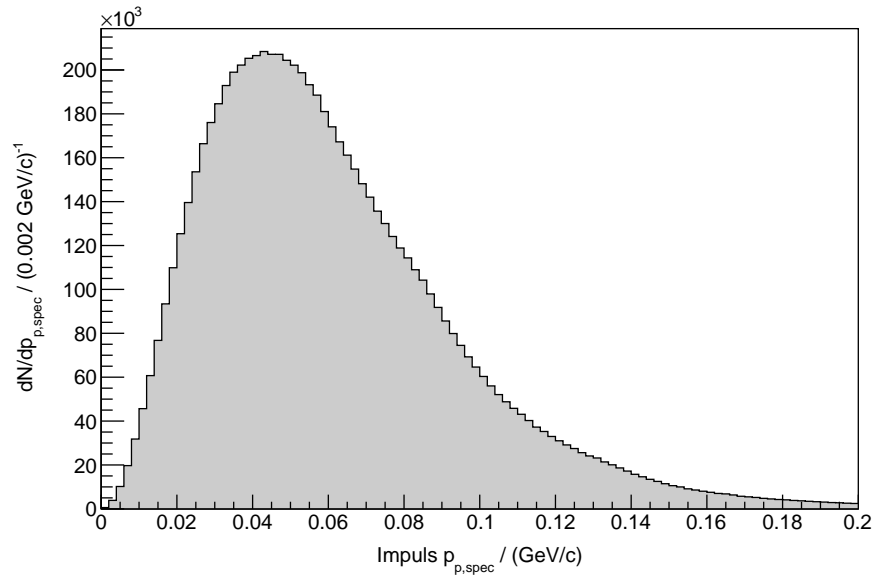


Abbildung 2.4: Berechnete Impulsverteilung eines Nukleon-Nukleon System mit Hilfe des Paris-Potentials. Dargestellt ist der theoretisch angenommene Bereich in dem das Spectatormodell gültig ist.

Die Impulsverteilung zeigt ein deutliches Maximum bei ca. $40 \text{ MeV}/c$, ehe im Anschluss zu höheren Impulsen ein Ausläufer entsteht. Die Grenze des Spectatormodells liegt bei etwa $200 \text{ MeV}/c$, sodass ein Teilchen mit höheren Impulsen nicht mehr eindeutig als Spectatorteilchen identifiziert werden kann. Bei der elastischen dp -Streuung besteht das Strahlteilchen aus zwei Nukleonen, sodass das Spectatorteilchen N_{sp} zusätzlich zum Fermiimpuls die Hälfte des Strahlimpulses beibehält.

2.2 Wirkungsquerschnitt

Die „Wahrscheinlichkeit“ der Streuung eines Projektils an einem Targetteilchen bzw. das eine bestimmte Reaktion stattfindet, wird als Wirkungsquerschnitt σ definiert. Dieser besitzt die für eine Wahrscheinlichkeit unübliche Dimension einer Fläche und wird in der Einheit barn angegeben

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Anschaulich lässt sich der Wirkungsquerschnitt als effektive Streufläche interpretieren, welche allerdings nicht mit der Größe des Targetteilchens übereinstimmt. Die Fläche σ wird dabei so gewählt, dass die Anzahl der stattgefundenen Reaktionen N_{Reaktion} gerade durch die Anzahl der Projektile N_{Strahl} , welche die effektive Streufläche treffen, definiert ist (siehe Abb. 2.5).

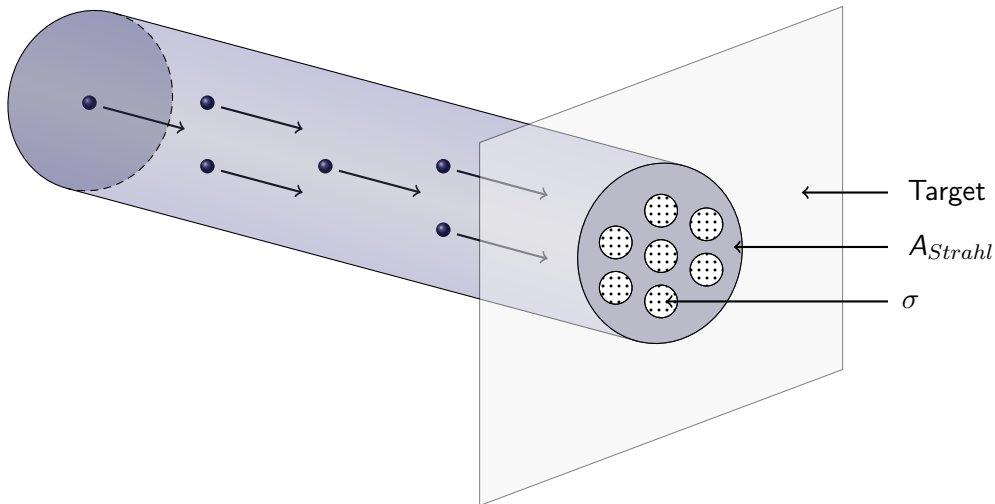


Abbildung 2.5: Visualisierung des Wirkungsquerschnitts als effektive Streufläche σ . Dabei stellen die kleinen, blauen Kugeln die Strahlteilchen N_{Strahl} und A_{Strahl} die Querschnittsfläche des Beschleunigerstrahls dar.

Bei gleichmäßiger Bestrahlung des Targets durch den Beschleunigerstrahl, lässt sich eine Wahrscheinlichkeit W für die Wechselwirkung zwischen Strahl und Target

$$W = \sigma \cdot \frac{N_{Target}}{A_{Strahl}} \quad (2.18)$$

berechnen, wobei N_{Target} die Anzahl der in der bestrahlten Targetfläche enthaltenen Teilchen und A_{Strahl} die Querschnittsfläche des Beschleunigerstrahls ist. Die Gesamtanzahl der stattgefundenen Reaktionen $N_{Reaktion}$ lässt sich unter der Annahme, dass insgesamt N Teilchen des Beschleunigerstrahls mit einer Wahrscheinlichkeit W eine Reaktion durchführen, bestimmen

$$N_{Reaktion} = W \cdot N. \quad (2.19)$$

Nach Verknüpfung der Gl. 2.19 mit Gl. 2.18 erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt einer Reaktion

$$\sigma = \frac{N_{Reaktion} \cdot A_{Strahl}}{N_{Strahl} \cdot N_{Target}}. \quad (2.20)$$

Differentielle Wirkungsquerschnitte hingegen beschreiben oftmals die Wahrscheinlichkeit, dass in ein bestimmtes Raumwinkelelement $d\Omega$ (siehe Abb. 2.6) gestreut wird.

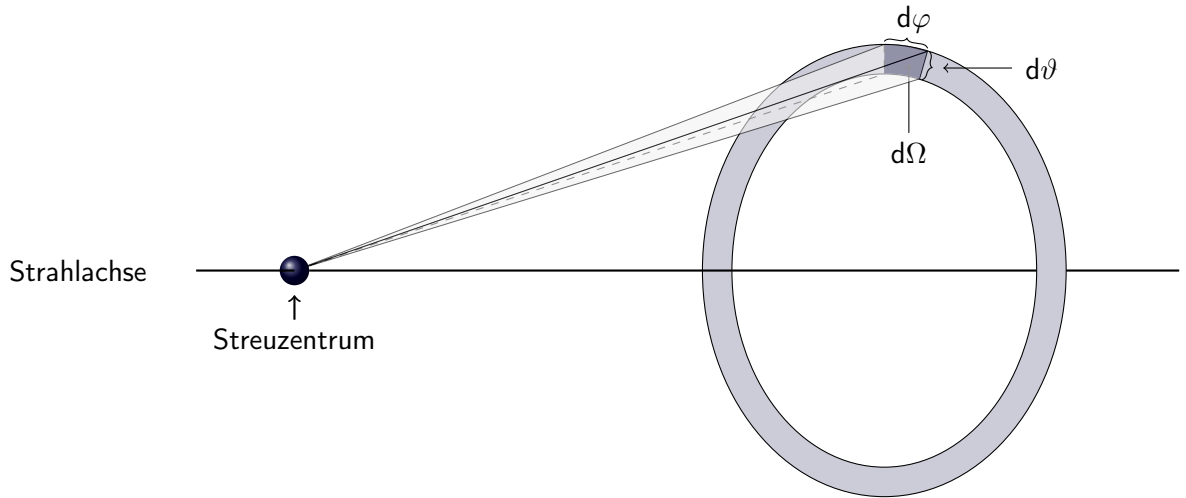


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Streuung in ein bestimmtes Winkelelement $d\Omega$, das durch Polar- und Azimutalwinkelbereiche $d\theta$ bzw. $d\phi$ aufgespannt wird.

Diese werden auch als Winkelverteilung der jeweiligen Reaktion interpretiert. Eine Integration über den kompletten Winkelbereich ergibt wiederum den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.21)$$

Berechnet man jedoch Wirkungsquerschnitte mit Daten, welche bei unterschiedliche Strahlenergien entstanden sind, muss der differentielle Wirkungsquerschnitt mit einer zusätzlichen Energieabhängigkeit $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$ betrachtet werden.

2.2.1 Impulsübertrag

Für Analysen der elastischen dp -Streuung bietet es sich an einen weiteren kinematischen Parameter einzuführen, der den Impulsübertrag t des Strahlteilchens auf das Targetteilchen beschreibt. Unter Berücksichtigung der Impulserhaltung gilt für die Mandelstamvariable

$$t = (\mathbb{P}_A - \mathbb{P}_C)^2 = (\mathbb{P}_B - \mathbb{P}_D)^2. \quad (2.22)$$

Für die Luminositätsbestimmung ist die genaue Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Referenzreaktion elementar (siehe Kap. 4). Im Fall der dp -elastischen Streuung liegt jedoch nur ein sehr kleiner Streuwinkelbereich $\Delta\vartheta$ in der Akzeptanz des ANKE-Vorwärtsdetektorsystems (siehe Kap. 4.2), sodass anstatt der totalen die differentiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden müssen. Üblicherweise werden diese in Abhängigkeit des Streuwinkels

$$\vartheta = \arccos\left(\frac{p_z}{|\vec{p}|}\right) \quad \text{bzw.} \quad \cos\vartheta = \frac{p_z}{|\vec{p}|} \quad (2.23)$$

angegeben. Nach [BK94] lässt sich eine Verknüpfung zwischen dem Streuwinkel und dem Impulsübertrag im CMS herstellen

$$-t = 2 \cdot |p_f|^2 \cdot (1 - \cos(\vartheta^{CMS})). \quad (2.24)$$

Durch die Parametrisierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsübertrags $d\sigma/dt$, lässt sich somit die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts umgehen, da der Impulsübertrag eine energieunabhängige Größe darstellt.

2.3 Luminosität

Die Luminosität L ist eine Kenngröße in der Beschleunigerphysik, die ein Maß für die Effizienz eines Stoßexperimentes darstellt, also wie viele Kollisionen zwischen Strahl- und Targetteilchen stattfinden. Diese besitzt die Dimension $1/(\text{Fläche} \times \text{Zeit})$ und dementsprechend dieselbe Einheit wie eine Teilchenstromdichte

$$[L] = \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}.$$

Falls jedes Strahlteilchen genau einen Stoß durchführen würde, wäre die Luminosität mit der Teilchenstromdichte gleichzusetzen.

Einen Zugriff auf die Luminosität einer Strahlzeit kann auf verschiedene Arten erhalten werden. Für „fixed target“-Experimente gilt im Allgemeinen

$$L = \Phi_{\text{Strahl}} \cdot N_{\text{Target}}. \quad (2.25)$$

Dabei ist N_{Target} die Anzahl der an der Reaktion beteiligten Targetteilchen und Φ_{Strahl} die Teilchenstromdichte des Beschleunigerstrahls. Mit

$$\begin{aligned}\Phi_{Strahl} &= \frac{N_{Strahl} \cdot f}{A_{Strahl}}, \\ N_{Target} &= n_{Target} \cdot A_{Strahl}\end{aligned}\tag{2.26}$$

lässt sich Gl. 2.25 wie folgt vereinfachen:

$$L = \frac{N_{Strahl} \cdot f}{A_{Strahl}} \cdot n_{Target} \cdot A_{Strahl} = N_{Strahl} \cdot f \cdot n_{Target}.\tag{2.27}$$

Dementsprechend lässt sich mit den messbaren Größen Teilchenanzahl im Strahl N_{Strahl} , dessen Umlauffrequenz f und der Flächendichte des Targets n_{Target} die Luminosität berechnen. Ein zweiter Ansatz ist die Luminositätsbestimmung mit einer Referenzreaktion. Sind deren Wirkungsquerschnitte bekannt, erfolgt die Berechnung der Luminosität mit

$$L = \frac{dN_{Reaktion}}{dt}(d\Omega) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega},\tag{2.28}$$

wobei $\frac{dN_{Reaktion}}{dt}(d\Omega)$ die Reaktionsrate im Raumwinkelement $d\Omega$ und $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der differentielle Wirkungsquerschnitt ist. Einzige Unbekannte ist lediglich die Reaktionsrate im jeweiligen Winkelement, die sich jedoch bei der Analyse aus den aufgenommenen Daten extrahieren lässt.

Bei bekannter Luminosität lassen sich somit differentielle Wirkungsquerschnitte für weitere Reaktionen einer Strahlzeit berechnen. Eine Integration über die Messzeit t liefert die integrierte Luminosität L_{int} , die ein Maß für die Gesamtanzahl der Kollisionen über die komplette Strahlzeit ist

$$L_{int} = \int_{Messzeit} L(t) dt.\tag{2.29}$$

3 Experimenteller Aufbau

Die für die Analyse bereitgestellten Daten wurden während einer Strahlzeit des ANKE Experimentes am Beschleuniger- und Speicherring COSY des Forschungszentrums Jülich aufgenommen. In diesem Kapitel wird zunächst ein technischer Überblick des Beschleunigerkomplexes sowie eine genaue Beschreibung von Funktionsweise und Aufbau des ANKE Experiments gegeben. Im Anschluss folgen Details der Strahlzeit, die im März 2008 durchgeführt wurde, und eine Vorstellung der verwendeten Software.

3.1 COSY - COoler SYnchrotron

Die Namensgebung des Beschleuniger- und Speicherrings „**COSY**“ (**CO**oler **SY**nchrotron) greift die Tatsache der speziellen Kühlmöglichkeiten des Beschleunigers auf. Dieser kann mit einem Elektronenkühler oder einer stochastischen Kühlung betrieben werden, welche die transversale Ausdehnung des Beschleunigerstrahls reduzieren, sodass COSY einen Beschleunigerstrahl mit exzellenter Qualität in Bezug auf Impulsschärfe zur Verfügung stellen kann.

Die an COSY installierte Ionenquelle stellt durch Streuung von Wasserstoff bzw. Deuterium an Cäsium negativ geladene Ionen (H^- bzw. D^-) bereit. Diese werden anschließend in das Zyklotron „JULIC“ (siehe Abb. 3.1) injiziert, wo der Beschleunigungsprozess beginnt und Protonen auf eine Energie von 45 MeV und Deuteronen auf 90 MeV vorbeschleunigt werden. Über ein Injektionsstrahlrohr werden die Projektile anschließend Richtung Speicherring geleitet. Kurz bevor sie diesen erreichen, müssen sie eine Kohlenstoffolie durchdringen, an der sie ihre Elektronen abstreifen. Anschließend werden die nun positiv geladenen Projektile im 184 m langen Beschleunigerring auf ihre endgültigen Impulse von bis zu $3,7 \text{ GeV}/c$ beschleunigt. Die Beschleunigung erfolgt dabei durch eine Radiofrequenz-Kavität, die auf einer der 40 m langen Geraden installiert ist. Insgesamt 24 Dipole zwingen den Beschleunigerstrahl auf die beiden jeweils 52 m langen Kurven. Mit jedem Umlauf nimmt die Geschwindigkeit der Beschleunigerteilchen zu. Dementsprechend wird nach der Relativitätstheorie die Masse der Teilchen größer, sodass mit jedem Umlauf eine Veränderung des Verhältnisses zwischen Geschwindigkeit/Ladung bzw. Masse/Ladung einsetzt, auf das die Magnetfelder instantan angepasst werden müssen.

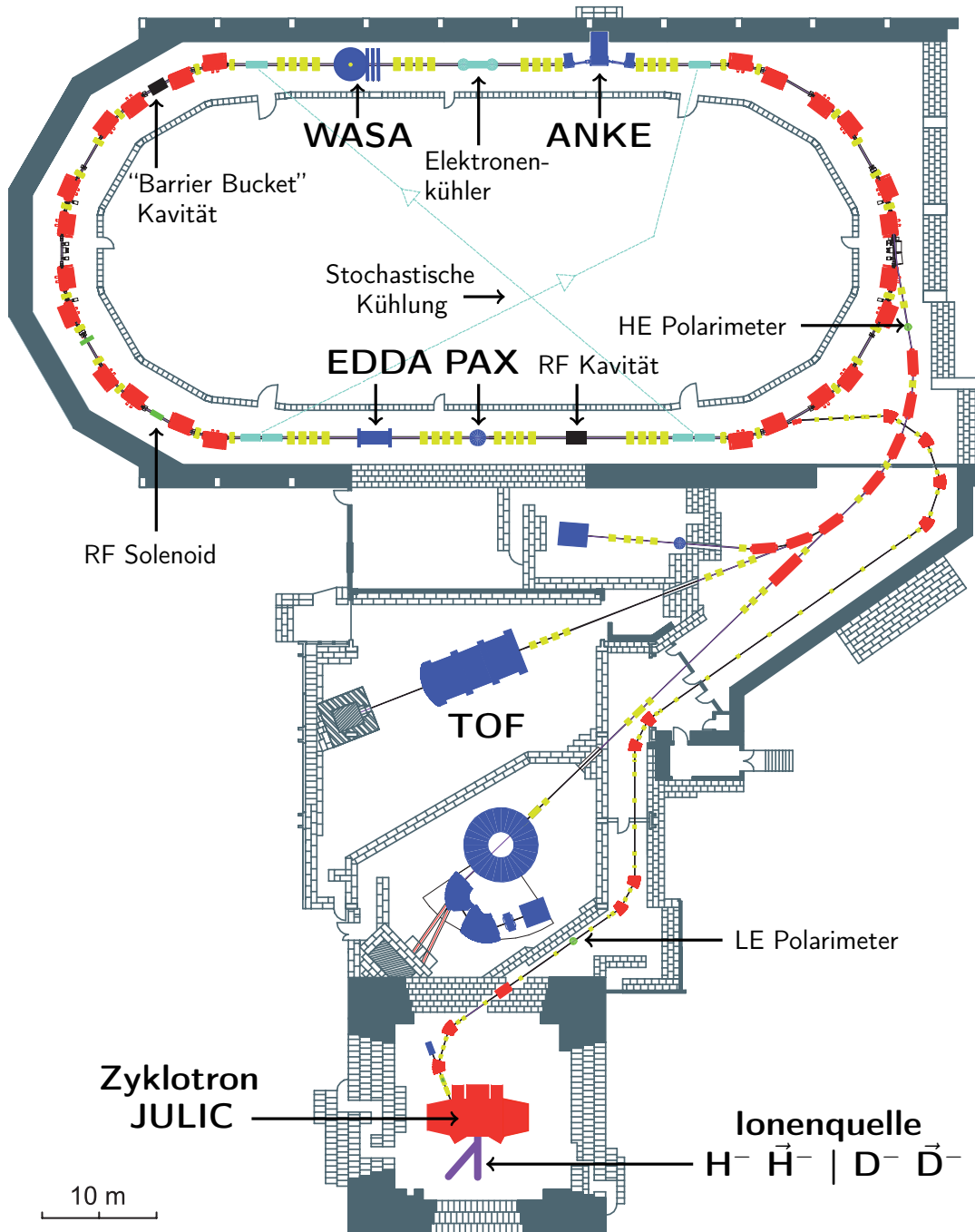


Abbildung 3.1: Aufsicht des Beschleunigerkomplexes COSY des Forschungszentrums Jülich. Gekennzeichnet sind die wichtigsten Komponenten, wie die Ionenquelle (polarisiert/unpolarisiert), der Vorbeschleuniger JULIC, die drei internen Experimentierplätze (ANKE, WASA, PAX), das externe Experiment TOF sowie das Polarimeter EDDA. Des Weiteren wurde im Jahr 2013 ein Elektronenkühler installiert, der es erlaubt, Elektronen auf eine maximale kinetische Energie von 2 MeV zu beschleunigen.

Des Weiteren sorgen 56 Quadrupolmagnete für die notwendige Strahlfokussierung. Dieser Aufbau gewährleistet einen Proton- bzw. Deutronstrahl aus bis zu 10^{11} Teilchen. Unerwünschte Wechselwirkungen der Projektile untereinander sowie die Aufweitung des Strahls durch die Wechselwirkung mit dem verwendeten Target können zwar nicht vermieden, jedoch durch geeignete Kühlmechanismen eingedämmt werden. An COSY stehen dafür zwei verschiedene Strahlkühlungen zur Verfügung. Bis zu Impulsen von $600 \text{ MeV}/c$ kann auf einen Elektronenkühler zurückgegriffen werden. Dabei wird ein Elektronenstrahl auf eine Geschwindigkeit beschleunigt, welche der mittleren Geschwindigkeit des Beschleunigerstrahls entspricht. Anschließend wird dieser Elektronenstrahl auf wenigen Metern in den Beschleunigerstrahl eingekoppelt, sodass Projektile, die eine Abweichung vom Nominalimpuls aufweisen, mit dem Elektronenstrahl wechselwirken können.

Ab Strahlimpulsen von etwa $1,5 \text{ GeV}/c$ kann die stochastische Kühlung (siehe Abb. 3.1) verwendet werden. An einer Stelle des Speicherrings misst eine Pick-Up-Elektrode die transversale Ausdehnung des Beschleunigerstrahls und leitet diese Information an eine im Speicherring gegenüberliegend angebrachte Kicker-Elektrode. Diese hat die Aufgabe, durch kurzes Einschalten eines elektrischen Feldes, die Projektile auf die ursprüngliche Bahn zu stoßen. Bei eingeschalteter Kühlung können an COSY Impulsaufösungen von bis zu $\Delta p/p = 10^{-4}$ realisiert werden.

Insgesamt sind 3 Experimente (ANKE, WASA, PAX) im eigentlichen Speicherring integriert, wohingegen ein weiteres externes (TOF) über ein zusätzliches Strahlrohr zugänglich ist. Im Folgenden soll das Experiment ANKE vorgestellt werden, an dem die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgenommen wurden.

3.2 ANKE Experiment

Das Magnetspektrometer **ANKE** (“**A**pparatus for Studies of **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles”), dessen Aufbau in Abb. 3.2 schematisch dargestellt ist, befindet sich an einem der drei internen Experimentierplätze an COSY.

Zunächst wird der ankommende Beschleunigerstrahl durch einen ersten Dipolmagneten D1 um den variablen Auslenkwinkel α aus seiner Sollbahn in Richtung der Streukammer abgelenkt, sodass dieser mit dem internen Target wechselwirken kann. Dabei stehen an ANKE drei verschiedene Targets zur Verfügung:

- Ein polarisiertes Speicherzellentarget (Wasserstoffgas)
- Ein unpolarisiertes Fadentarget (feste Stoffe)
- Ein unpolarisiertes Cluster-Jet Target (Wasserstoff oder Deuterium)

3 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden mit dem an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster entwickelten Cluster-Jet Target aufgenommen, welches in Kapitel 3.2.2 näher beschrieben wird.

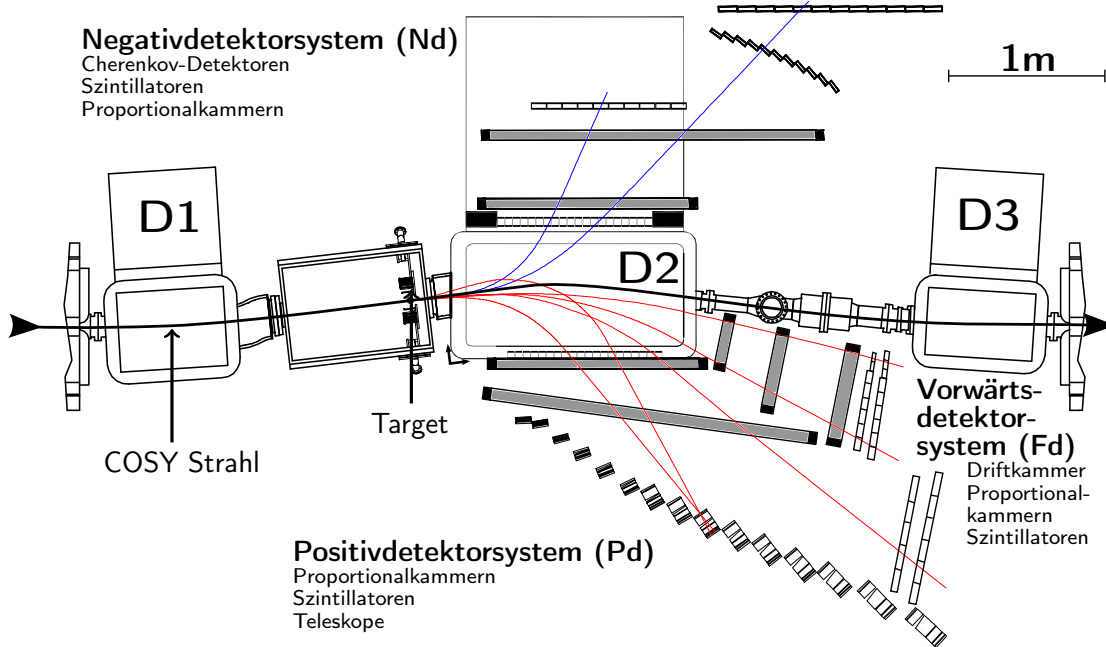


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des ANKE-Detektorsystems und dessen Hauptkomponenten: drei Dipolmagnete D1 – D3, internes Target, Detektorsysteme (Pd, Fd, Nd). Des Weiteren sind beispielhafte Spuren von negativ (blaue Linien) und positiv (rote Linien) geladenen Reaktionsejektilen dargestellt.

Im Anschluss daran können die jeweiligen geladenen Reaktionsprodukte durch einen zweiten Dipolmagneten D2 in drei verschiedene Detektorsysteme abgelenkt werden. Negativ geladene Ejektile, gekennzeichnet durch eine blaue Spur, gelangen in das Negativdetektorsystem (Nd), positiv geladene Ejektile (rote Spur) in das Positiv- oder Vorwärtsdetektorsystem (Pd oder Fd). Der Beschleunigerstrahlanteil, der nicht mit dem Target interagiert, wird durch den D2 Magneten um den Winkel -2α abgelenkt, ehe er im weiteren Verlauf durch einen dritten Dipolmagneten D3 auf die eigentliche Sollbahn des Beschleunigers gezwungen wird. Eine besondere Eigenschaft ist die bewegliche Plattform, auf der der D2 Magnet installiert ist. Diese lässt sich senkrecht zur Strahlrichtung bewegen, sodass sich durch eine optimale Abstimmung zwischen dem Auslenkwinkel α , dem Magnetfeld des D2 Magneten und dem Strahlimpuls die geometrische Akzeptanz der zu untersuchenden Reaktionen optimieren lässt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen liegen ausschließlich in der Akzeptanz des Vorwärtsdetektorsystems, dessen Komponenten im nachfolgenden Kapitel näher vorgestellt werden.

3.2.1 Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtsdetektorsystem (Fd-System) ist für positiv geladene Reaktionsejektile konzipiert, die besonders schwer, wie z. B. Protonen, Deuteronen oder ^3He , und besonders schnell sind, also einen hohen Longitudinalimpuls aufweisen. Dementsprechend werden diese Ejektile nur sehr wenig durch den D2 Magneten abgelenkt, sodass ein Detektorsystem nahe dem Strahlrohr installiert werden muss. Der schematische Aufbau des Fd-Systems ist in Abb. 3.3 dargestellt.

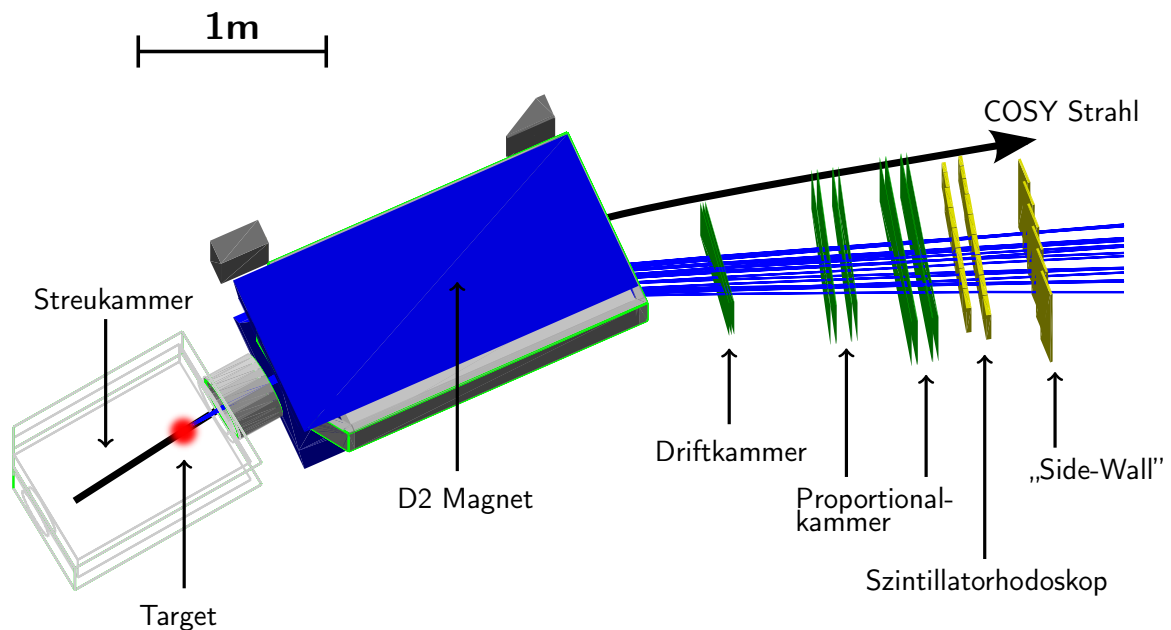


Abbildung 3.3: Darstellung des Vorwärtssystems mit seinen Hauptkomponenten. Der ankommende Beschleunigerstrahl wechselwirkt mit dem internen Target. Positiv geladene Reaktionsprodukte, die sehr schwer sind und einen hohen Impuls in Richtung der Strahlrohrachse aufweisen, werden durch den D2 Magneten in das Fd-System abgelenkt, wo sie anschließend auf eine Drift-, zwei Proportionalkammern (grün) und die sich anschließenden Szintillatorlagen (gelb) treffen. (erstellt von Paul Goslawski [Gos14])

Reaktionsejektile, die nur leicht durch den D2 Magneten abgelenkt werden, müssen zunächst ein ($240\text{ mm} \times 224\text{ mm}$) großes Austrittsfenster, bestehend aus $500\text{ }\mu\text{m}$ dicken Aluminium, durchdringen. Infolgedessen ist die Größe des Austrittsfensters ein begrenzender Faktor der geometrischen Akzeptanz des Detektorsystems. Mögliche Spuren von Ejektilen, die in das Fd-System gelangen (nicht gesamter Akzeptanzbereich wird widerspiegelt), sind in Abb. 3.3 als blaue Linien dargestellt. Das Fd-System besteht hauptsächlich aus einer Driftkammer, zwei Proportionalkammern sowie einem Szintillatorrhodoskop bestehend aus zwei Lagen.

3 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Optional kann eine „Side-Wall“, die aus einer weiteren Szintillatorlage besteht, oder ein Cherenkovdetektor installiert werden.

Drift-/Proportionalkammern

Da an ANKE die Position des Targets sowie das Magnetfeld des D2 Magneten sehr genau bekannt ist, erfolgt die Teilchenspur- und somit auch die Impulsrekonstruktion mit Hilfe der Trefferpositionen in den Drift- bzw. Proportionalkammern des Detektorsystems. Ejektile, die in das Fd-System gelangen, weisen einen dominanten Longitudinalimpuls auf, sodass besonderen Wert auf eine gute horizontale Auflösung der Trefferpositionen gelegt wird. In Abb. 3.4 ist der schematische Aufbau der Driftkammer, die kurz hinter dem Austrittsfenster installiert ist, dargestellt.

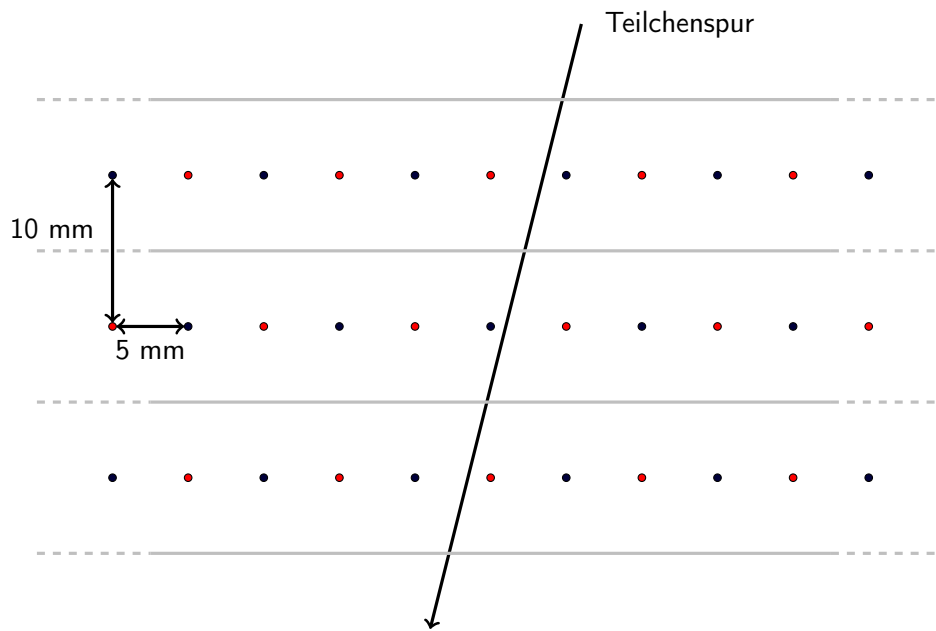


Abbildung 3.4: Aufsicht auf das erste Modul der Driftkammer im Fd-System, bestehend aus drei Drahtebenen, deren vertikal angeordnete Anoden- bzw. Kathodendrähte als rote und blaue Punkte dargestellt sind.

Diese besteht aus zwei Modulen, bei der das erste Modul aus drei und das zweite Modul aus vier, um 30° verkippten, Drahtebenen zusammengesetzt ist, deren Abstände zueinander jeweils 10 mm betragen. Jede Drahtebene ist aus 33 bzw. 32 vertikal angeordneten Anoden- bzw. Kathodendrähten zusammengesetzt, sodass zwischen zwei benachbarten Drähten eine Lücke von 5 mm vorhanden ist. Diese Anordnung erlaubt eine besonders gute Impulsauflösung

in x-Richtung. Mit Hilfe der Driftzeiten aus den Szintillatorrhodoskopen können die Trefferpositionen innerhalb der Kammer mit einer Genauigkeit von $200\text{ }\mu\text{m}$ rekonstruiert werden. Im Anschluss daran sind zwei Proportionalkammern installiert, die wie die Driftkammer aus jeweils zwei Modulen (siehe Abb. 3.5) bestehen.

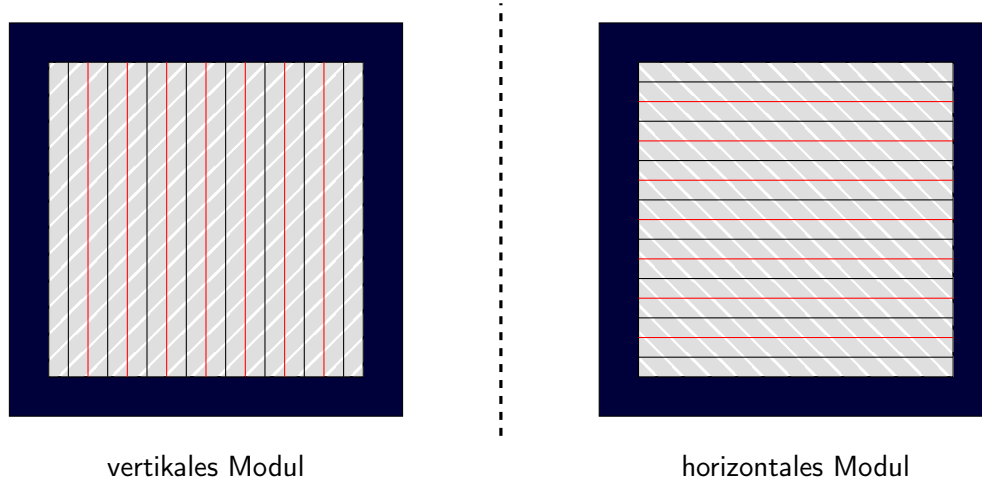


Abbildung 3.5: Frontalansicht auf beide Module einer Proportionalkammer. Abgesehen von der Größe und der räumlichen Ausrichtung sind diese Module exakt baugleich. Sie bestehen jeweils aus zwei Drahtebenen (rote u. schwarze Linien) und einer zur Drahtebene um 18° gedrehten Kathodenstreifenebene (grau).

Das erste Modul setzt sich dabei aus insgesamt zwei vertikal ausgerichteten Drahtebenen und einer um 18° zur Drahtebene gekippten Kathodenebene zusammen, die in Streifen angeordnet ist. Der Abstand zwischen zwei Drähten einer Ebene beträgt 2 mm . Des Weiteren sind die Drähte in der zweiten Ebene gegenüber den Drähten in der ersten Ebene um 1 mm horizontal versetzt, sodass eine Ortsauflösung von 1 mm erreicht werden kann. Das zweite Modul ist ein um 90° gedrehtes Abbild des ersten Moduls, sodass mit den Informationen aus beiden Modulen eine genaue Bestimmung der Trefferpositionen sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung gewährleistet ist. Abgesehen von der Größe und der vertauschten Anordnung der Module ist die zweite Proportionalkammer exakt baugleich zur Ersten.

Für Protonen bzw. Deuteronen lässt sich mit dieser Kombination aus Drift- und Proportionalkammern eine Impulsauflösung von etwa 1% (σ) realisieren.

Szintillatorhodoskope

Das Vorwärtsdetektorsystem bietet jedoch nicht nur die Möglichkeit Spuren einzelner Ejektile und deren Impulse sehr genau zu bestimmen, sondern auch z. B. Energieverlust- oder Time-of-Flight-Analysen durchzuführen. Von elementarer Bedeutung ist dabei das im Anschluss an die Drift- und Proportionalkammern angebrachte Szintillatorhodoskope, welches aus zwei sehr nah hintereinanderliegende Szintillatorlagen besteht. Optional kann das Fd-System mit einer weiteren Szintillatorlage erweitert werden, welche aus einem Hodoskop des Positivsystems stammt. Jede Lage besteht dabei aus vertikal angeordneten Szintillatorlatten, deren Signale mit Sekundärelektronenvervielfachern detektiert werden, die jeweils am oberen und unteren Ende der Latten angebracht sind. In Abb. 3.6 sind die Anordnungen der Szintillatorlatten der ersten beiden Lagen dargestellt.

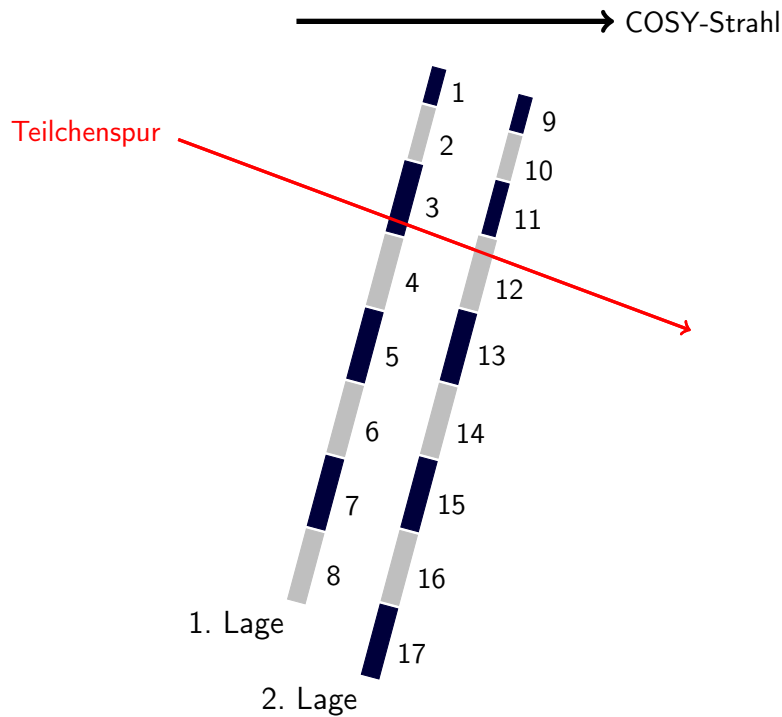


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Anordnung der ersten beiden Szintillatorlagen aus der Ansicht von oben.

Das erste Hodoskop besteht aus 8 und das zweite Hodoskop aus 9 Latten, zwischen denen jeweils eine Lücke von 1 mm liegt. Des Weiteren sind diese etwas versetzt angeordnet, sodass Akzeptanzlücken vermieden werden. Die Side-Wall hingegen besteht aus 6 Szintillatorlatten, die sich, wie in Abb. 3.3 zu erkennen, während der in dieser Arbeit untersuchten Strahlzeit

räumlich überlappen und somit ein Akzeptanzlücke in diesem Bereich vermieden wird. Die Dimensionen der einzelnen Latten sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Da die Zählrate der Teilchen mit höheren Impulsen, also nahe dem Strahlrohr, stark zunimmt, fallen die in dieser Region installierten Szintillatorlatten etwas dünner und schmaler aus.

Lattennummer	Dicke in mm	Breite in mm	Höhe in mm
1	15	40	360
2	15	60	360
3 – 8	20	80	360
9	15	40	360
10	15	50	360
11	15	60	360
12 – 17	20	80	360
Side-Wall	10	100	1000

Tabelle 3.1: Ausmaße der Szintillatorlatten im Vorwärtsdetektorsystem

3.2.2 Cluster-Jet Target

Bei internen Speicherringexperimenten werden ganz besondere Bedingungen an die Dichte und Ausdehnung des verwendeten Targets gestellt. Jede noch so kleine Änderung der Parameter spiegelt sich dabei auch in der Luminosität wieder und kann somit über eine erfolgreiche Strahlzeit entscheiden, sodass eine gute Balance zwischen den Parametern gefunden werden muss.

Auf der einen Seite beeinflusst eine zu hohe Dichte des Targetstrahls den Beschleunigerstrahl zu stark, sodass es aufgrund hoher Energieverluste im Target zu einer verkürzten Lebensdauer des Beschleunigerstrahls kommt. Eine zu große Flächendichte des Targetstrahls kann zudem zu Mehrfachstreuungen innerhalb des Targetvolumens führen, wodurch eine vollständige Rekonstruktion der Reaktionsprodukte durch die Detektorsysteme unmöglich ist. Auf der anderen Seite muss jedoch für die Gewährleistung einer hinreichend hohen Statistik der zu untersuchenden Reaktion eine ausreichend hohe Dichte erreicht werden.

Des Weiteren darf das integrierte Target das Hochvakuum des Speicherrings von etwa 10^{-7} mbar nicht beeinflussen. Zusätzliche Gasteilchen innerhalb der Streukammer würden zu weiteren Streuprozessen führen, die dementsprechend den Untergrund der Messungen deutlich erhöhen. Das bei ANKE eingesetzte Cluster-Jet Target berücksichtigt diese Anforderungen in der Abstimmung der einzelnen Komponenten. Dessen schematischer Aufbau ist in Abb. 3.7 dargestellt. Auf die einzelnen Teilbereiche und deren Funktionsweisen wird im Folgenden näher eingegangen.

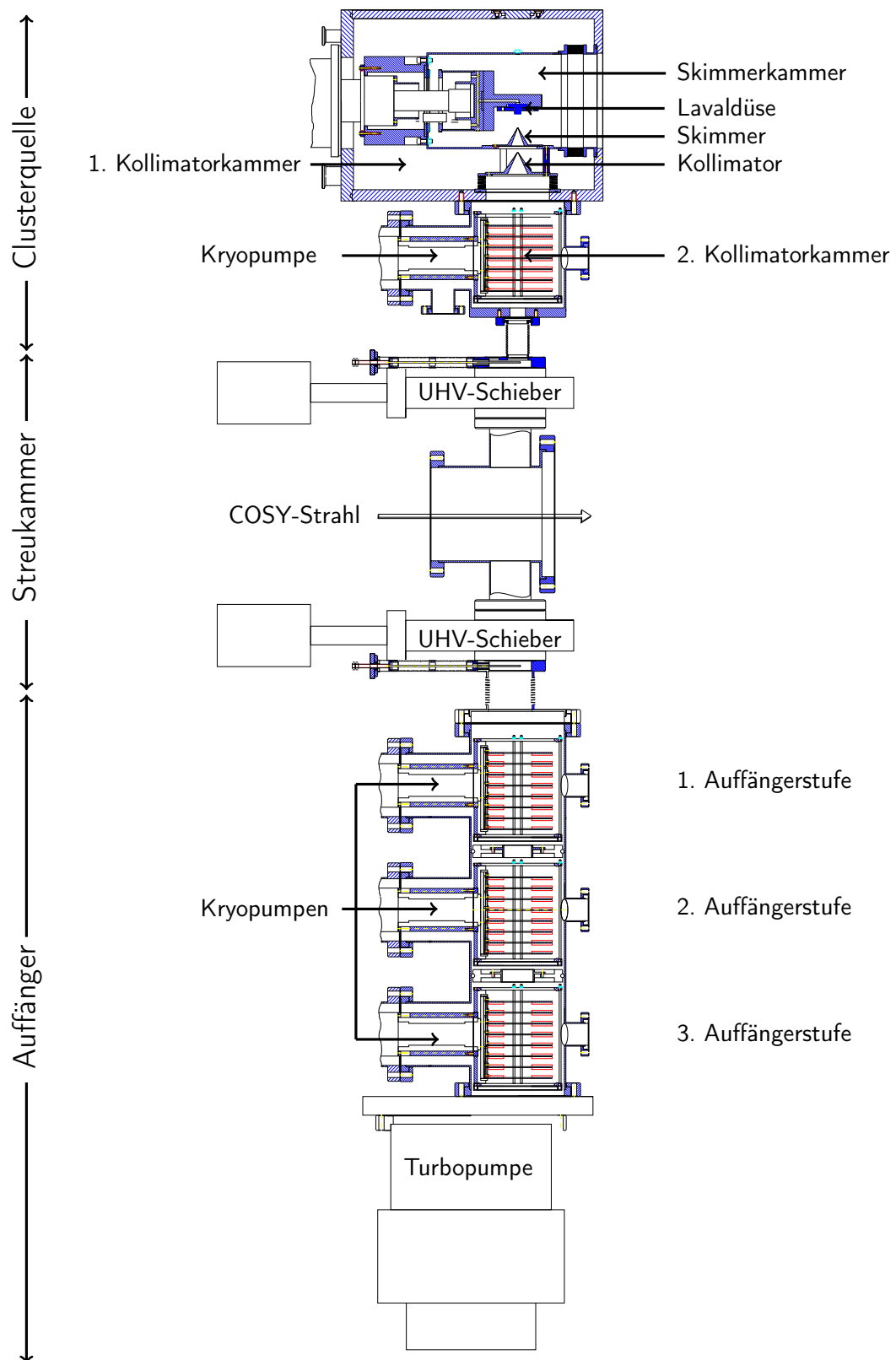


Abbildung 3.7: Querschnitt des an ANKE installierten Münster Cluster-Jet Targets.

Das Target kann in drei Hauptbereiche eingeteilt werden, die Clusterquelle, die Streukammer und den Auffänger, die alle durch Ultrahochvakuumstiefen voneinander getrennt sind. Im Bereich der Clusterquelle findet der Herstellungsprozess des Clusterstrahls statt. Zu Beginn wird Wasserstoff- oder Deuteriumgas durch einen Wasserstoffreiniger mit geheizter Palladiummembran geleitet. Dadurch wird sichergestellt, dass das Gas in hochreiner Form vorliegt und ein Zufrieren der feinen Lavalldüse verhindert wird. Anschließend wird das Gas mit Hilfe eines Kaltkopfes auf bis zu 20 K abgekühlt. Das gekühlte Gas wird unter einem Druck von bis zu 18 bar durch eine Lavalldüse mit einem Durchmesser von 20 μm in die Skimmerkammer geleitet (siehe Abb. 3.8).

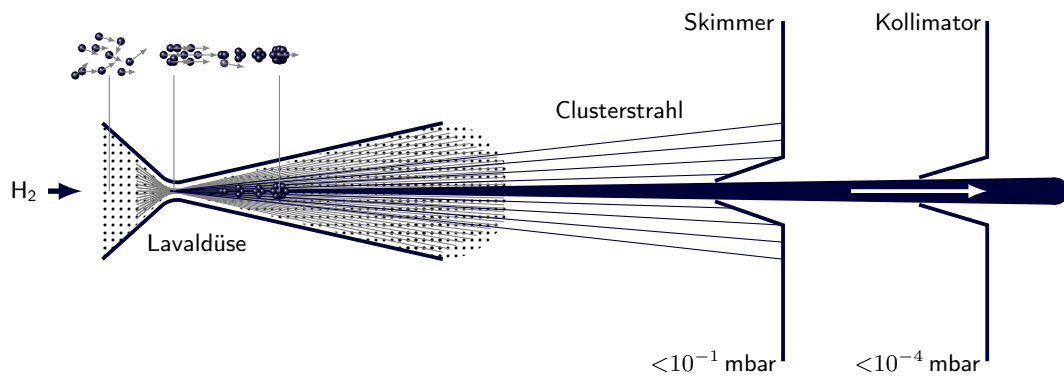


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Clusterbildungsprozess durch eine Lavalldüse. Anschließend wird der Clusterstrahl durch einen Skimmer vom Restgas getrennt, ehe als letzter Schritt die Form des Clusterstrahls durch einen Kollimator definiert wird (erstellt von E. D. Köhler [Köh14]).

Innerhalb der Skimmerkammer erfährt das gekühlte Gas durch adiabatische Expansion eine weitere Temperaturerniedrigung, sodass es in einem übersättigten Zustand vorliegt und zu Clustern, winzige Tröpfchen bestehend aus bis zu 10^6 Atomen, kondensieren kann. In einem nächsten Schritt wird der entstandene Clusterstrahl mit Hilfe des Skimmers, einer kegelförmigen Blende, vom Restgas getrennt. Dies ist notwendig, da sich nur etwa 1% des ursprünglichen Gases zu Clustern ausbildet und diese folglich extrahiert werden sollen. Anschließend wird durch eine zweite Blende, dem Kollimator, die Form des Clusterstrahls bestimmt. Ein differentiell Pumpsystem mit unterschiedlichen Vakuumpumpen (Roots-, Turbomolekular- und Kryopumpen) sorgt dabei für eine Anpassung des Druckes an das im Speicherring befindliche Hochvakuum. Innerhalb der Streukammer wechselwirkt schließlich ein Teil des Clusterstrahls mit dem Beschleunigerstrahl, während der andere Teil auf den Auffänger trifft. Durch differentiell Pumpen wird dabei gewährleistet, dass aufgebrochene Cluster nicht in die Streukammer zurückströmen, sondern am Ende des Auffängers durch eine Turbopumpe abgepumpt werden.

Mit dem Münster Cluster-Jet Target sind Luminositäten von bis zu $10^{31} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ bei einer Targetdichte von etwa $10^{14} - 10^{15} \text{ Atome/cm}^2$ möglich. Nähere Erläuterungen zu dem Aufbau, der Funktionsweise sowie technischen Daten des Cluster-Jet Targets können aus [Dom97, Kho99] entnommen werden.

3.3 Strahlzeitdetails

Im März 2008 wurde eine Strahlzeit durchgeführt, deren Hauptziel es war, die Ruhemasse des η -Mesons mit Hilfe der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ hochpräzise zu bestimmen [Gos13]. Des Weiteren sollen genaue Untersuchungen der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ neue Erkenntnisse zur Zwei-Pionen-Produktion liefern [Mie14A].

An COSY stehen dafür zwei verschiedene Messmethoden zur Verfügung. Zum einen kann der Strahlimpuls über eine Rampe kontinuierlich erhöht werden und zum anderen kann die Messung über sogenannte Superzyklen erfolgen. Letztere Messmethode erlaubt die Einstellung fester Strahlimpulse, wobei ein Superzyklus aus maximal 7 festen Strahlimpulsen, auch Flattops genannt, besteht. Da für die hochpräzise Bestimmung der η -Masse der Strahlimpuls sehr genau bekannt sein muss, wurde der Superzyklusmodus gewählt.

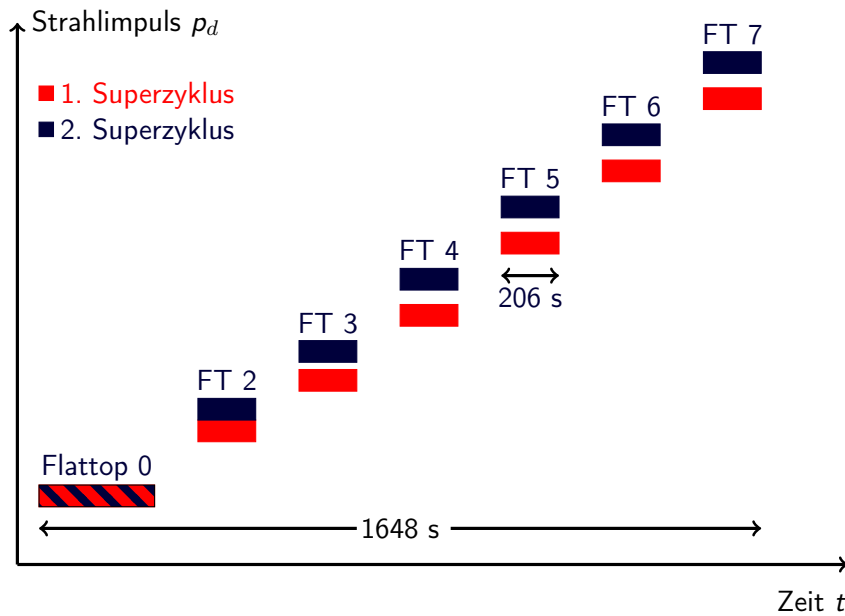


Abbildung 3.9: Zeitlicher Verlauf der ersten beiden Superzyklen der März Strahlzeit 2008.

In Abb. 3.9 ist der zeitliche Verlauf der ersten beiden Superzyklen, die jeweils aus 7 Einzelzyklen bestehen, dargestellt. Der Ablauf ist für jeden Zyklus gleich. Zunächst wird ein Strahl in COSY injiziert, der anschließend auf einen der Strahlimpulse hochbeschleunigt wird. Da der Beschleunigerstrahl während der Datenaufnahme an Energie verliert und somit eine Verschlechterung der Strahlqualität einsetzt, muss dieser je nach Dicke des Targets nach einiger Zeit entsorgt werden, sodass während dieser Strahlzeit die Messzeit pro Flattop etwa 3 Minuten betrug. Ausnahme waren die unterschwelligen ($Q < 0$ bezüglich der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$) Flattops 0 der ersten beiden Superzyklen, deren Messzeit für eine gute Untergrundbeschreibung etwa doppelt so lang war. Nach der Entsorgung wird wiederum ein Strahl injiziert und auf einen anderen Strahlimpuls hochbeschleunigt. Dementsprechend ist ein Superzyklus in ca. 20 Minuten beendet und es kann mit dem nächsten Durchlauf begonnen werden. Aufgrund des reibungslosen Ablaufes während der Strahlzeit konnte nach den ersten beiden Wochen ein dritter Superzyklus aufgenommen werden, der aus 5 weiteren Flattops besteht und dessen Messzeit etwa 3 Tage betrug.

Eine exakte Bestimmung der Strahlimpulse (siehe Tab. 3.2) sowie die hochpräzise Bestimmung der η -Masse wurde bereits durch Paul Goslawski im Rahmen einer Diplom- und Doktorarbeit durchgeführt [Gos10, Gos13].

Flattop	1. Superzyklus p_d in MeV/c	2. Superzyklus p_d in MeV/c	3. Superzyklus p_d in MeV/c
0	3120,17(17)	3120.00(22)	3125*
2	3146,41(17)	3147,35(17)	3146*
3	3148,45(17)	3150.42(17)	-
4	3152,45(17)	3154,49(17)	3157,48(22)
5	3158,71(17)	3162,78(17)	3160,62(22)
6	3168,05(17)	3172,15(17)	-
7	3177,51(17)	3184,87(17)	3204,16(23)

Tabelle 3.2: Strahlimpulse p_d und deren systematischen Unsicherheiten bestimmt mit der Spin-Resonanz Methode im Rahmen der Diplomarbeit von Paul Goslawski [Gos10]. Strahlimpulse die mit * markiert sind, wurden nicht genauer bestimmt, sodass hier der Nominalstrahlimpuls verwendet wurde.

3.3.1 Hardwaretrigger

Während einer Strahlzeit entsteht aufgrund der sehr hohen Ereignisraten von bis zu 10^6 Hz eine enorme Menge an Daten, die für die Datenaufnahmesysteme nicht zu stemmen ist. Etwa die Hälfte der Daten gehen dabei verloren, sodass unerwünschte Reaktionen herausgefiltert werden müssen. Für diese Art der Vorselektierung sorgen Hardwaretrigger, die während

des laufenden Strahlbetriebs hauptsächlich Ereignisse speichern, welche der Signatur der zu untersuchenden Reaktion entsprechen.

Getriggert wird mit Hilfe der Signale der Plastiksintillatorlatten. Durchdringt ein geladenes Teilchen eine der Szintillatorlatten, so deponiert dieses Energie innerhalb des Materials, welche proportional zu den dabei emittierten Photonen ist. Diese werden anschließend mit einem Lichtleiter zu den Photomultipliern geleitet, die sich jeweils am oberen und unteren Ende einer Szintillatorlatte befinden.

An ANKE stehen verschiedene Trigger zur Verfügung, von denen in dieser Strahlzeit drei zum Einsatz kamen. Trigger T1 wird vor allem für die Selektierung der ^3He -Reaktionen benutzt. Als Triggerbedingung wird jeweils ein hoher Energieverlust koinzident in den ersten beiden Szintillatorlagen sowie in der „Side-Wall“ gefordert. Der Schwellenwert für den Energieverlust, der diese Triggerbedingung erfüllt, wird mit Hilfe der Bethe-Bloch Kurve bestimmt. Diese besagt, dass ^3He -Kerne aufgrund ihrer doppelten Ladung gegenüber den Deuteronen und Protonen viel mehr Energie in den Szintillatorlagen deponieren, sodass der Untergrund, der vor allem durch diese hervorgerufen wird, stark reduziert wird. Die drei Lagen werden dementsprechend bei einem hohen Schwellenwert mit einem logischen „Und“ verknüpft:

$$T1 = L1 \wedge L2 \wedge L3 \quad (\text{hoher Schwellenwert}). \quad (3.1)$$

Daher wird dieser Trigger auch als „High Threshold“-Trigger bezeichnet.

Trigger T2 zeichnet im Gegensatz zu Trigger T1 unter anderm die elastische dp -Streuung auf, die besonders für die Datennormierung geeignet ist. Dafür werden die ersten beiden Lagen bei einem niedrigen Schwellenwert mit einem logischen „Und“ verknüpft:

$$T2 = L1 \wedge L2 \quad (\text{niedriger Schwellenwert}). \quad (3.2)$$

Aufgrund des sehr hohen Wirkungsquerschnitts der elastischen dp -Streuung, ist trotz einer Untersetzung des Triggers T2 um den Faktor 1024 eine hinreichend hohe Statistik zur Datennormierung gewährleistet.

Trigger T4 wird bei jeder Strahlzeit zur Online-Überwachung wichtiger Parameter wie Ereignisraten, Strahlintensitäten oder Triggerraten benutzt. Da diese Informationen jede zehntel Sekunde gespeichert werden, wird dieser Trigger auch „10 Hz Scaler“ genannt.

3.4 Verwendete Software

Für die Weiterverarbeitung und Analyse der an ANKE gewonnenen Daten sowie für Simulationen unterschiedlicher Reaktionen werden Softwarepakete benötigt, die in externe (Root, Pluto) und in interne (RootSorter, AnkeGeant4) in Jülich entwickelte Pakete eingeteilt werden können.

3.4.1 ROOT

Das Programmpaket ROOT [Bru97] wird seit 1994 am CERN entwickelt und bildet das Fundament der an ANKE benutzten Software. ROOT basiert auf der Programmiersprache C++ und erleichtert besonders den Umgang mit sehr großen Datenmengen, die im Rahmen von Beschleunigerexperimenten aufgenommen werden. Es bietet eine Reihe an verschiedenen Klassen und Methoden, welche die Programmierung der Analysen stark vereinfachen und übersichtlicher gestalten lassen. Zusätzlich bietet eine graphische Oberfläche die Möglichkeit, bereits erstellte Histogramme zu betrachten und weiterzuverarbeiten. Für das Erstellen von Fitkurven für Histogramme oder Graphen ist das ebenfalls am CERN entwickelte MINUIT-Paket implementiert. Es bietet zum einen die Möglichkeit bereits vordefinierte Funktionen zu benutzen und zum anderen eigene funktionale Zusammenhänge zu definieren. Die mit MINUIT berechneten Werte und deren Unsicherheiten können anschließend für weitere Berechnungen dem Benutzer übergeben werden.

Die mit ROOT gewonnenen Daten lassen sich zudem in einer ROOT-Datei ablegen, sodass eine Weiterverarbeitung der gespeicherten Informationen zu einem späteren Zeitpunkt durch selbsterstellte Analyseprogramme gewährleistet ist.

3.4.2 RootSorter

Der RootSorter [Hej02] ist eine auf ROOT basierende Software, die in Jülich entwickelt wurde, um die an ANKE aufgenommenen Daten analysieren zu können. Dabei stellt der RootSorter Methoden zur Verfügung, die Daten vorsortieren zu können oder auf gewünschte Reaktionen zu schneiden. Dafür werden Informationen, wie zum Beispiel der Energieverlust innerhalb einer Szintillatorlatte, der Spur- und Impulsrekonstruktion oder Effizienzen einzelner Detektorkomponenten, bereitgestellt und in ROOT-Dateien abgespeichert.

Darüber hinaus kann der RootSorter als Basis eines OnlineSorters fungieren, sodass während einer Strahlzeit die Datenaufnahme überwacht werden kann und gegebenenfalls Hinweise auf nötige Korrekturen gegeben werden.

3.4.3 Pluto

Das Programmpaket PLUTO [Kag00] ist ebenfalls auf ROOT basierend und bildet den Ausgangspunkt für jede Simulation. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Algorithmen werden die Impulse der Teilchen einer vorgegebenen Reaktion erstellt. Dabei werden als Eingabeparameter ausschließlich die Teilchen der Reaktionen im Eingangskanal, deren Impulse sowie die Teilchen im Ausgangskanal benötigt. Als Output bekommt man eine gleichverteilte Impulsverteilung im Phasenraum, die in einer ROOT-Datei abgespeichert wird.

Des Weiteren können auch Spectatorreaktionen simuliert werden, für die die Modellierung des Fermiimpulses der jeweiligen Reaktion mit unterschiedlichen Potentialen mitberücksichtigt werden kann.

3.4.4 AnkeGeant4

Die in Jülich entwickelte Software ANKEGeant4 [Mus04] simuliert den ANKE-Detektor. Als Inputdatei dienen die zuvor mit PLUTO generierten ROOT-Dateien. Die Spur der so erzeugten Teilchen werden ausgehend vom Vertexpunkt durch das Magnetfeld des D2 Magneten in das jeweilige Detektorsystem simuliert, sodass Informationen wie Trefferpositionen, Energieverluste, Flugzeiten, etc. in ROOT-Dateien gespeichert und anschließend mit benutzerspezifischen Analysen weiterverarbeitet werden können.

3.4.5 Reconstruction

Um Daten, die mit dem RootSorter oder AnkeGeant4 generiert wurden, einheitlich auswerten zu können, wurde die Bibliothek “Reconstruction” [Pap14] in Münster entwickelt, die verschiedene Module enthält, welche die Analyse vereinfachen und sich die Vorteile des objektorientierten Programmierens zu Nutze macht. Dabei wird vor allem auf das Konzept des Vererbens von Klassen und Funktionen zurückgegriffen, deren Vererbungsstruktur in Abb. 3.10 schematisch dargestellt ist. Änderungen werden stets auf der höchstmöglichen Ebene implementiert, sodass sie an alle relevanten Klassen weitervererbt werden und eine perfekte Abstimmung zwischen den einzelnen Klassen gewährleistet ist. Diese Art des Programmierens bietet den Vorteil, dass elementare Methoden vereinheitlicht werden und somit Fehlerquellen synchron bei jedem Benutzer behoben werden können. Anschließend können mit diesen Klassen bzw. Methoden die benutzerspezifischen finalen Analysen durchgeführt werden. Ein allgemeiner Überblick der vorgestellten Softwarepakete sowie die Einbettung der Reconstruction in die ANKE-Software ist in Abb. 3.11 dargestellt.

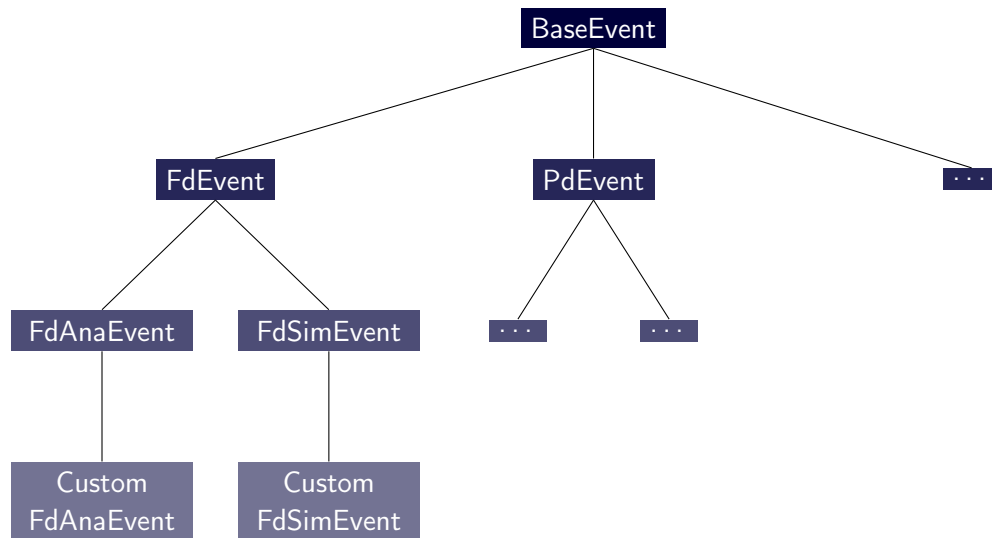


Abbildung 3.10: Vererbungsstruktur der in Münster entwickelten “Reconstruction”: Zunächst steht eine übergeordnete Klasse, das “BaseEvent”, zur Verfügung, deren Methoden an die Klassen des jeweiligen Detektorsystems vererbt werden. Diese enthalten wiederum Klassen, deren Methoden auf Simulationen bzw. echte Daten abgestimmt sind, ehe am Ende der Vererbungskette sich jeder Nutzer eigene “CustomEvents” definieren kann.

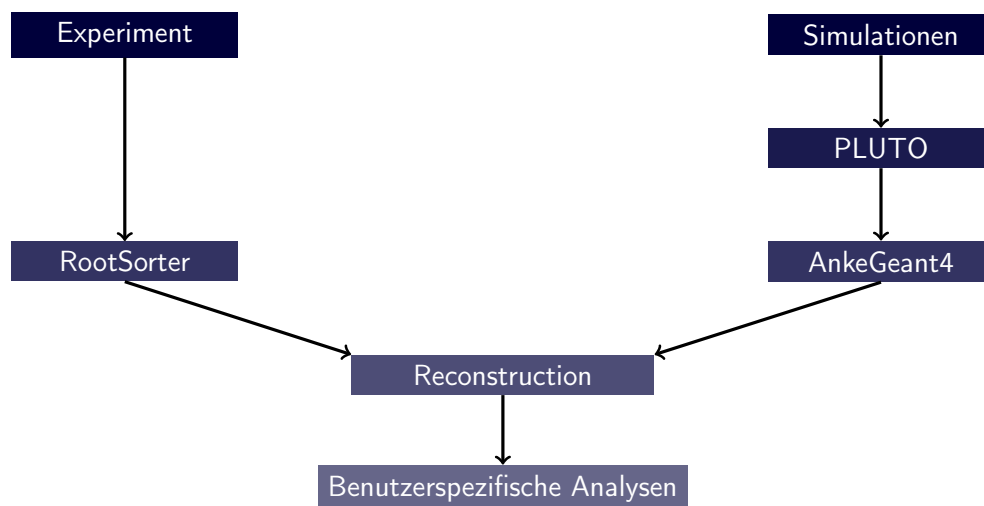


Abbildung 3.11: Illustration der Einbettung der in Münster entwickelten “Reconstruction” in die ANKE-Softwarepakete.

4 Bestimmung der Luminositäten

Für die Bestimmung von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten einer bestimmten Reaktion ist eine genaue Kenntnis der experimentellen Bedingungen erforderlich. In dieser Arbeit soll vor allem im Hinblick auf die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktionen $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ eine präzise Berechnung der Luminosität durchgeführt werden.

Die im Folgenden vorgestellte Analyse stützt sich dabei auf eine dafür erforderliche Referenzreaktion. Dementsprechend lässt sich mit den bereits bekannten Wirkungsquerschnitten der jeweiligen Referenzreaktion und der Anzahl der Ereignisse dieser Reaktion während der Strahlzeit die integrierte Luminosität bestimmen

$$L_{int} = \frac{N}{\sigma}. \quad (4.1)$$

Als Referenzreaktion dient in dieser Arbeit die elastische dp -Streuung. Sie bietet sich vor allem aufgrund ihrer breiten Basis an differentiellen Wirkungsquerschnitten über einen großen Winkelbereich an. Ein weiterer Vorteil dieser Reaktion ist zudem der sehr hohe Wirkungsquerschnitt und die damit verbundene hinreichend hohe Statistik.

In den nachfolgenden Kapiteln wird zunächst ein Einblick in die verwendete Impulsrekonstruktion gegeben und mit Hilfe von Simulationen die geometrische Akzeptanz des Vorwärtsdetektorsystems für die elastische dp -Streuung bestimmt. Anschließend erfolgt die Identifizierung der Reaktion und die Extrahierung der Anzahl der stattgefundenen Ereignisse mit der Missing Mass-Methode. Des Weiteren werden einige Korrekturfaktoren bestimmt sowie eine Untergrundbeschreibung durchgeführt, ehe im Anschluss die Messergebnisse vorgestellt werden.

4.1 Impulsrekonstruktion

Grundvoraussetzung bei der Identifikation einer bestimmten Reaktion ist eine korrekte Spur- und Impulsrekonstruktion der beteiligten Teilchen. An ANKE erfolgt diese mit Hilfe eines numerischen Runge-Kutta-Verfahrens, dessen Prinzip kurz erläutert wird.

Die Teilchenbahn eines Reaktionsejektils wird dabei in einem iterativen Verfahren von den

Trefferpositionen innerhalb der Kammern im Fd-System bis zum Vertexpunkt zurückgerechnet. Zunächst wird eine gerade Spur innerhalb des Fd-Systems unter Berücksichtigung der Signale der Drahtebenen in der jeweiligen Kammer rekonstruiert. Da im Fd-System kein Magnetfeld vorherrscht, kann dementsprechend die Teilchenbahn als eine Gerade angenommen werden. Anschließend wird die zuvor gerade Spur in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes innerhalb des D2 Magneten durch die Lorentzkraft gekrümmt. Diese Krümmung wird iterativ so lange neu berechnet bis die rekonstruierten Spuren durch den Vertexpunkt verlaufen, sodass jedem Reaktionsejektel ein Impuls zugeordnet werden kann. Für dieses Verfahren ist die genaue Kenntnis der Feldverteilungen sowie des Auslenkwinkels α des D2 Magneten, die Position des Targets und der Drift- bzw. Proportionalkammern elementar. Dementsprechend hat jede kleine Änderung einer dieser Parameter Auswirkungen auf die rekonstruierten Bahnen und Impulse der Teilchen, wodurch eine Kalibrierung dieser Parameter unumgänglich ist. Eine Kalibrierung der ersten beiden Superzyklen erfolgte über die Missing Mass unterschiedlicher Reaktionen [Dym09]. In Abb. 4.1 ist das Missing Mass-Spektrum der Reaktion $d+p \rightarrow p+p+n$ bei einem Strahimpuls von $p_d = 3146$ MeV dargestellt.

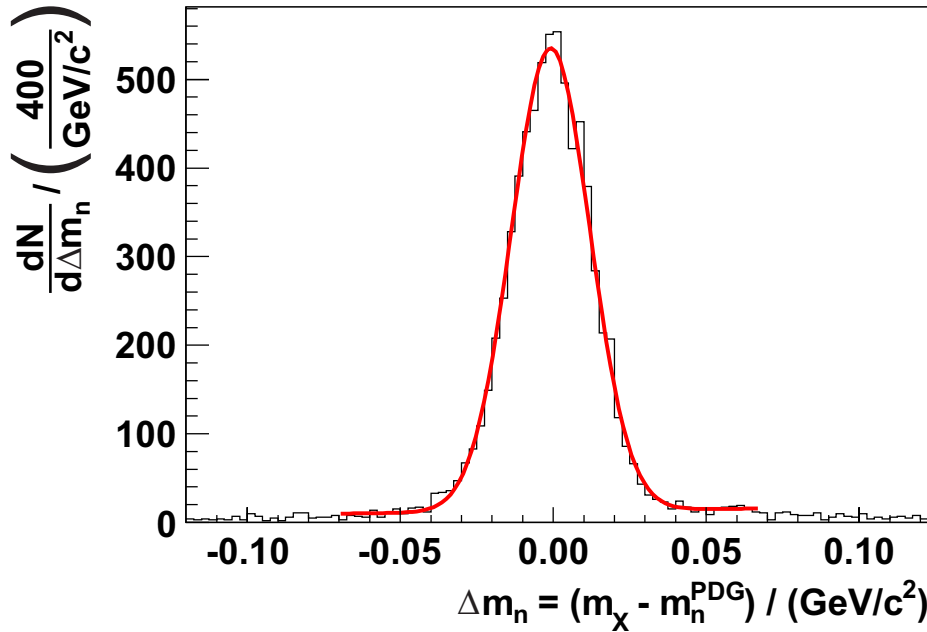


Abbildung 4.1: Abweichung der berechneten Missing Mass, mit den im Fd-System rekonstruierten Protonen aus dem Deuteronauflbruch bei einer Strahlenergie von $p_d = 3146$ MeV, von der „Particle Data Group [Ber12]“-Masse des Neutrons.

Dies setzt sich aus zwei im Fd-System registrierten Protonen zusammen, welche aus dem Deuteronauflbruch stammen. Da die detektierten Protonen ein sehr klares Signal liefern, ist

in diesem Fall das Missing Mass-Spektrum nahezu untergrundfrei. Darüber hinaus wurde die „Partical Data Group [Ber12]“-Masse des nicht rekonstruierten Neutrons abgezogen, sodass man eine klare Signatur bei einer Massedifferenz von $0 \text{ GeV}/c^2$ erwartet. Durch Variation der Position des Fd-Kammersystems sowie der x-Position des Vertexpunktes konnte die rekonstruierte Missing Mass für jeden untersuchten Endzustand mit einer Genauigkeit von etwa $3 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt werden.

Im Rahmen der hochpräzisen Bestimmung der η -Mesonmasse [Gos13] erfolgte eine Feinkalibrierung aller drei Superzyklen für die Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Dabei wurde das Magnetfeld des D2 Magneten, der Auslenkwinkel α des Beschleunigerstrahls sowie die relative y-Position der zweiten Proportionalkammer im Verhältnis zur Ersten variiert. Als Maß für die Qualität der Kalibrierung wurde bei dieser Feinkalibrierung allerdings nicht die Missing Mass, sondern die Impulsellipse bzw. der Endzustandimpuls p_f der Reaktion verwendet (siehe Abb. 4.2). Auf Grundlage der vorhandenen Kalibrierung wird in Kap. 4.4 eine weitere Methode entwickelt, welche die Qualität der Impulsrekonstruktion der elastischen dp -Streuung weiter verbessert.

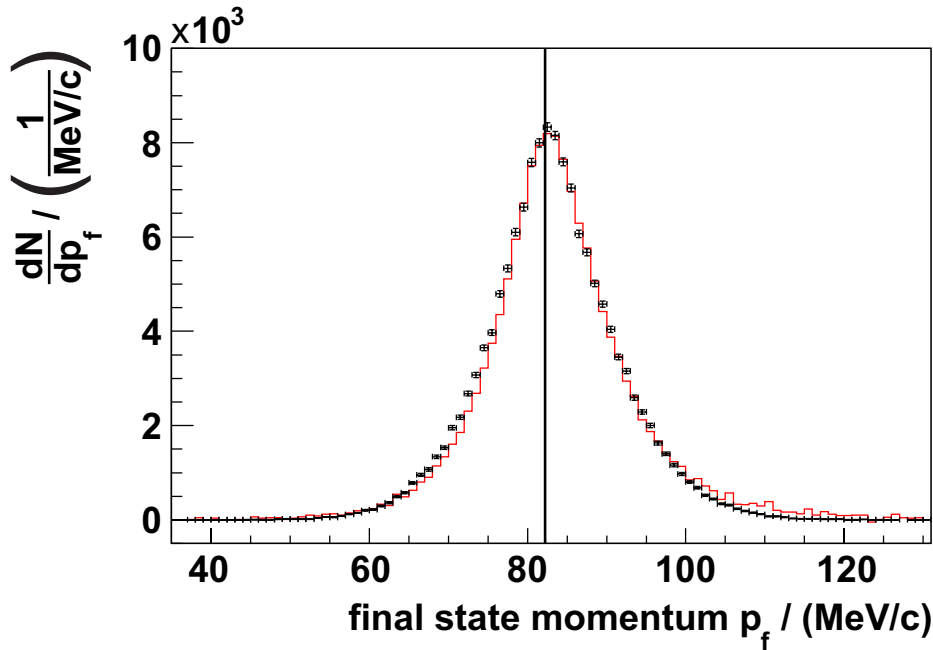


Abbildung 4.2: Verteilung des untergrundbereinigten Endzustandimpulses p_f der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ für Daten (rot) und Simulationen (schwarz) bei einer Überschussenergie von $Q = 7 \text{ MeV}$. Die schwarze durchgezogene, vertikale Linie kennzeichnet den aus kinematischen Bedingungen berechneten Endzustandimpuls [Gos13].

4.2 Akzeptanz der elastischen dp -Streuung

Zur Vermeidung von systematischen Unsicherheiten wird eine Normierungsreaktion verwendet, die mit den selben Detektorkomponenten wie die Hauptreaktion identifiziert werden kann. Dies ist durch die Wahl der elastischen dp -Streuung als Normierungsreaktion gewährleistet. Da allerdings das Detektorsetup vor allem auf die Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ ausgelegt ist, muss zunächst die geometrische Akzeptanz mit Hilfe von Phasenraumsimulationen bestimmt werden.

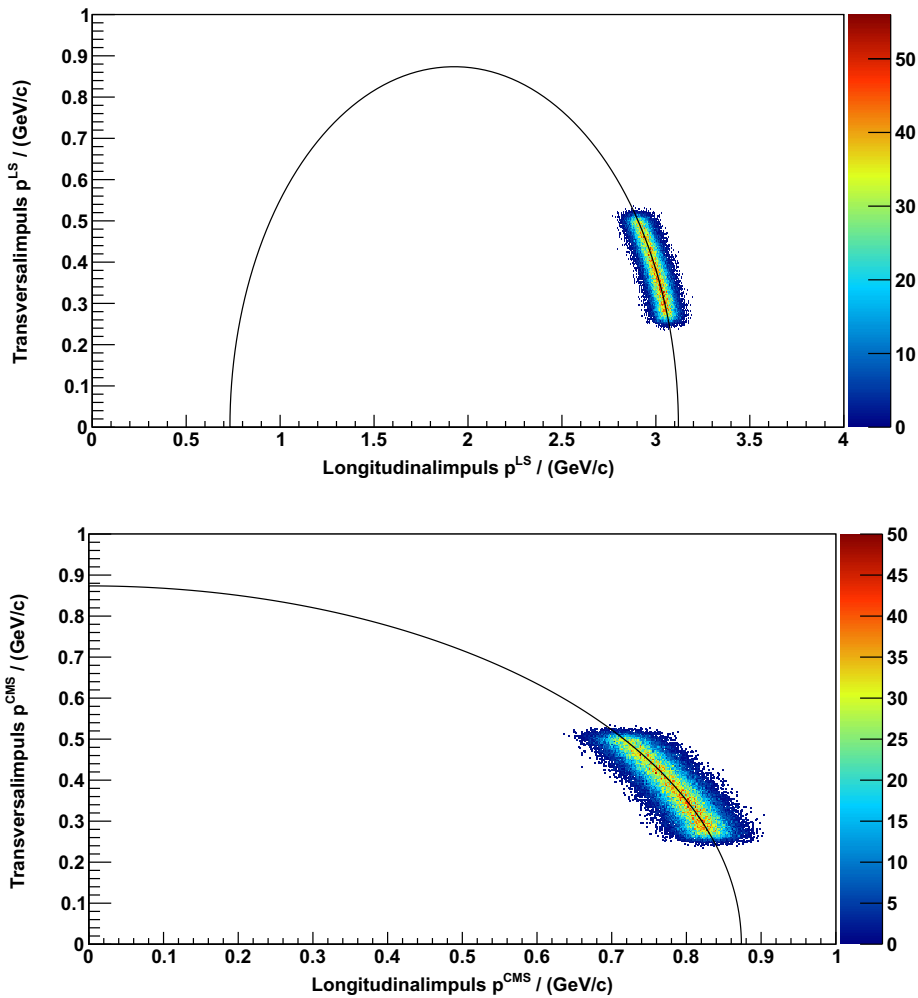


Abbildung 4.3: Phasenraumsimulationen der elastischen dp -Streuung. Aufgetragen ist jeweils der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls im LS (oben) und CMS (unten) sowie der berechnete Ellipsenradius (schwarze Linie), welcher durch Zweiteilchenkinematik eindeutig bestimmt ist. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.

In Abb. 4.3 sind die Impulsellipsen der elastischen dp -Streuung sowohl im LS als auch im CMS dargestellt. Da bei dieser Reaktion keine Teilchen erzeugt werden, sondern lediglich ein sehr geringer Impulsübertrag zwischen dem Strahldeuteron und dem Targetproton stattfindet, ist zum einen der Radius der Impulsellipsen maximal und zum anderen nur ein sehr geringer Winkelbereich nahe dem Strahlrohr ausgeleuchtet (siehe Abb. 4.4).

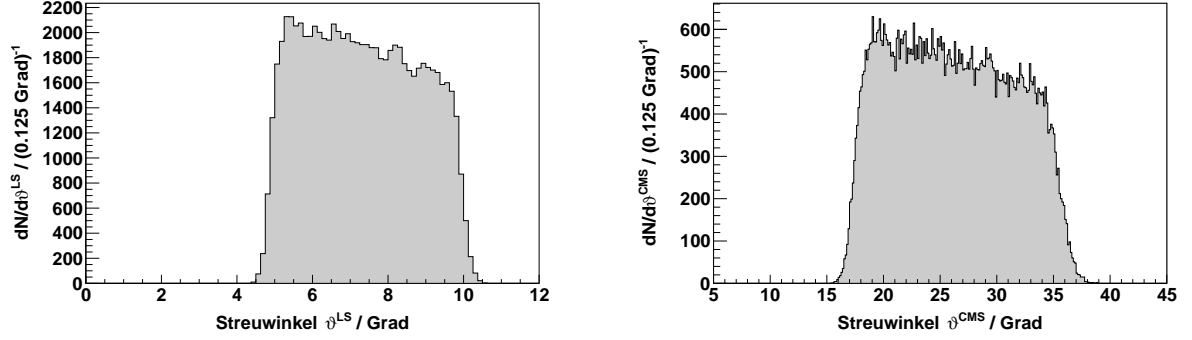


Abbildung 4.4: Streuwinkelverteilung für Phasenraumsimulationen der im Fd-System registrierten Deuteronen im LS (links) und CMS (rechts).

Es ist zu erkennen, dass die Strahldeuteronen lediglich unter einem Laborsystemwinkel von $4,5^\circ - 10,5^\circ$ in das Fd-System abgelenkt werden, sodass die geometrische Akzeptanz der elastischen dp -Streuung nur in einem sehr schmalen Streuwinkelbereich vorliegt.

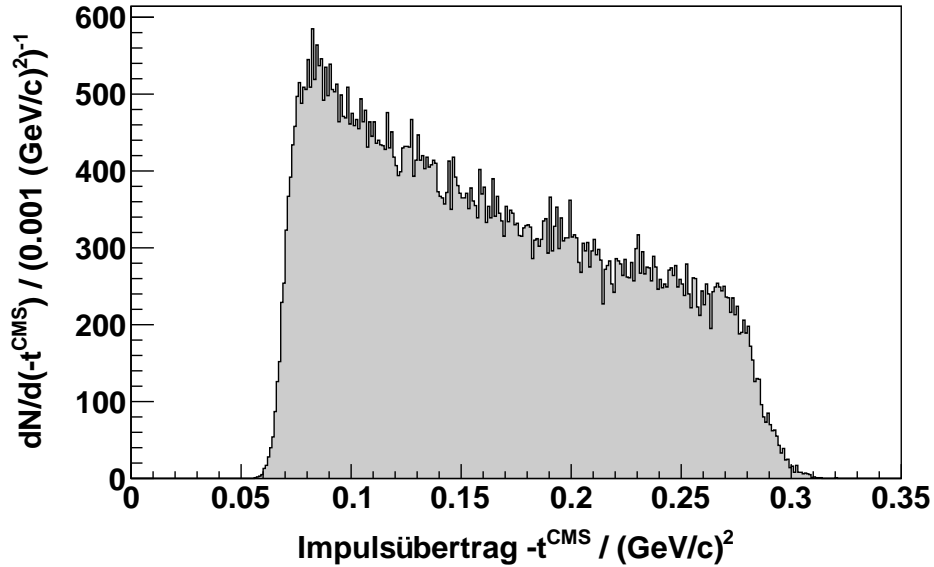


Abbildung 4.5: Impulsübertragsverteilung der Deuteronen für Phasenraumsimulationen.

Des Weiteren lässt sich, im Hinblick auf die vorhandene Datenbasis der differentiellen Wirkungsquerschnitten, nach Formel 2.24 der Streuwinkel in den Impulsübertrag, der zwischen Strahldeuteron und Targetproton stattgefunden hat, umrechnen. In Abb. 4.5 ist die simulierte Impulsübertragsverteilung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass lediglich Ereignisse akzeptiert werden, die einen sehr geringen Impulsübertrag von $0,05 - 0,31 \text{ (GeV/c)}^2$ aufweisen. Besonders in diesem Bereich sollte für eine präzise Bestimmung der Luminosität der Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte gut beschrieben werden.

4.2.1 Akzeptanzkorrektur

Für die Bestimmung der Luminosität muss ein zusätzlicher Faktor bestimmt werden, der auf den Verlauf der Einträge im Vergleich zu den generierten Ereignissen innerhalb des akzeptierten Streuwinkelbereichs korrigiert. Eine anschauliche Beschreibung liefert dabei Abb. 4.6, in dem die Impulsübertragsverteilungen für generierte (grau) und akzeptierte (blau) Ereignisse (blau) dargestellt sind.

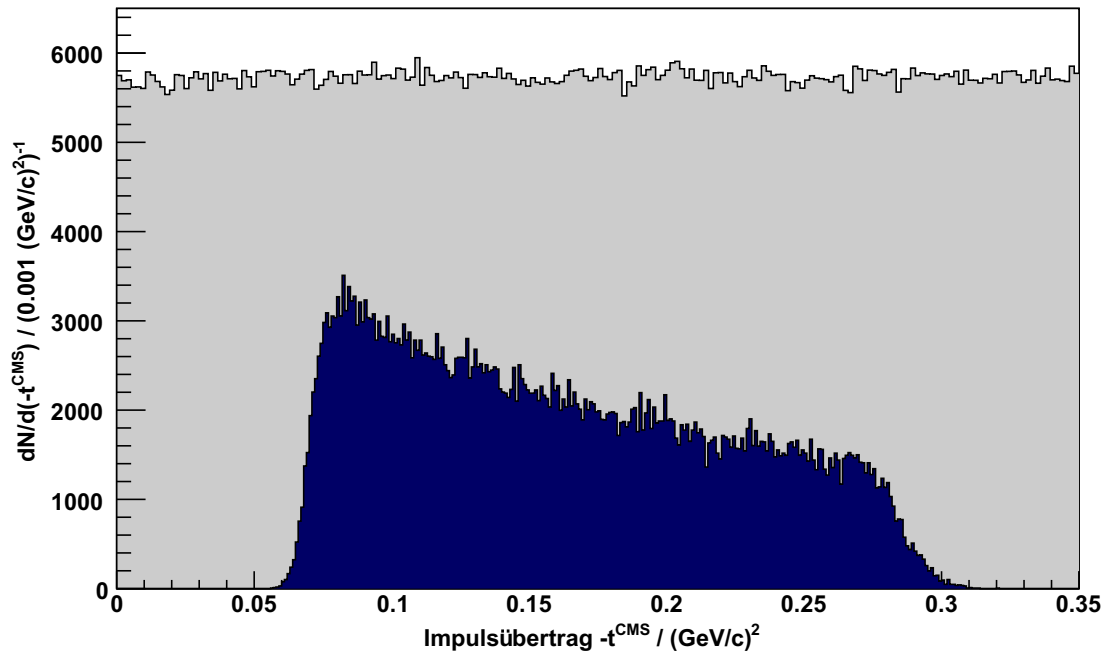


Abbildung 4.6: Veranschaulichung der Akzeptanzverteilung in Abhängigkeit der Impulsüberträge für phasenraumverteilte Monte-Carlo-Simulationen. Dargestellt sind die generierten (grau) und akzeptierten (blau) Ereigniszahlen. Die Verteilung der akzeptierten Ereignisse wurde für eine bessere Visualisierung mit einem Faktor 6 multipliziert.

Es ist zu erkennen, dass das Spektrum der generierten Ereignisse einer Phasenraumverteilung entspricht, da diese gleichverteilt in t sind. Dabei ist für die Akzeptanzkorrektur nur der relevante Bereich bis $0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ dargestellt. Tatsächlich sind die Phasenraumsimulationen über den kompletten Winkel- bzw. Impulsübertragsbereich von 0 bis $4p_f^2$ gleichverteilt, was aus Gl. 2.24 ersichtlich ist. Im Gegensatz dazu fallen die Zählraten aufgrund der begrenzten Akzeptanz deutlich niedriger aus, da nur ein verhältnismäßig kleiner Teil der Deuteronen im Fd-System registriert wird.

Der Quotient aus den generierten Ereignissen N_{gen} und den akzeptierten Ereignissen N_{akz} definiert dabei die Akzeptanz κ der Reaktion

$$\kappa = \frac{N_{akz}}{N_{gen}}. \quad (4.2)$$

Da für die spätere Luminositätsbestimmung einzelne Impulsübertragsintervalle Δt betrachtet werden und die Akzeptanz t -abhängig ist, muss diese Korrektur dementsprechend für jedes Intervall bestimmt werden. Aufgrund der starken Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Impulsübertrag (siehe Kap. 4.8) kann die endliche Impulsauflösung einen Einfluss auf die Akzeptanzkorrektur haben. Mehr Ereignisse aus Bins mit vielen Einträgen wandern in Bins mit weniger Einträgen, sodass für die Bestimmung des Korrekturfaktors κ die mit dem Wirkungsquerschnitt gewichteten Ereignisanzahlen benutzt werden.

4.3 Identifikation der elastischen dp -Streuung

Die Datenaufnahme der elastischen dp -Streuung erfolgte mit Hilfe des Triggers T2. Dieser fordert jeweils einen Treffer in den ersten beiden Szintillatorlagen. Eine Identifikation der Reaktion kann über die schnellen Deuteronen erfolgen, welche die Targetprotonen nur peripher stoßen und somit wenig Impuls übertragen. Dementsprechend werden diese nur sehr leicht durch das Magnetfeld des D2 Magneten abgelenkt und anschließend weitestgehend mit dem gesamten Strahlimpuls im Fd-System registriert.

Daher werden für die Analyse ausschließlich Teilchen betrachtet, die einen rekonstruierten Laborimpuls von $2,85 \text{ GeV/c}$ oder höher aufweisen. Das in Abb. 4.7 (oben) gezeigte Impulsspektrum zeigt ein Signal in der Nähe des Strahlimpulses. Es ist zudem nahezu untergrundfrei, da aus kinematischen Überlegungen in diesem Impulsbereich keine Teilchen aus weiteren Reaktionen liegen können. Fehlrekonstruierte Spuren sorgen jedoch für ein geringes Maß an Untergrund. Die Impulsellipse (siehe Abb. 4.7) zeichnet ein ähnliches Bild. Es ist zu erkennen, dass der größte Teil der Einträge auf der berechneten Impulsellipse (schwarze Linie) liegt und nur ein geringer Anteil an Untergrund vorhanden ist. Außerdem hat der Schnitt auf den rekonstruierten Laborimpuls der Teilchen keinen Einfluss auf die zu selektierende Reaktion, da kein Schnitt innerhalb der Reaktion zu erkennen ist und dementsprechend keine Ereignisse verloren gehen, die aus dieser Reaktion stammen.

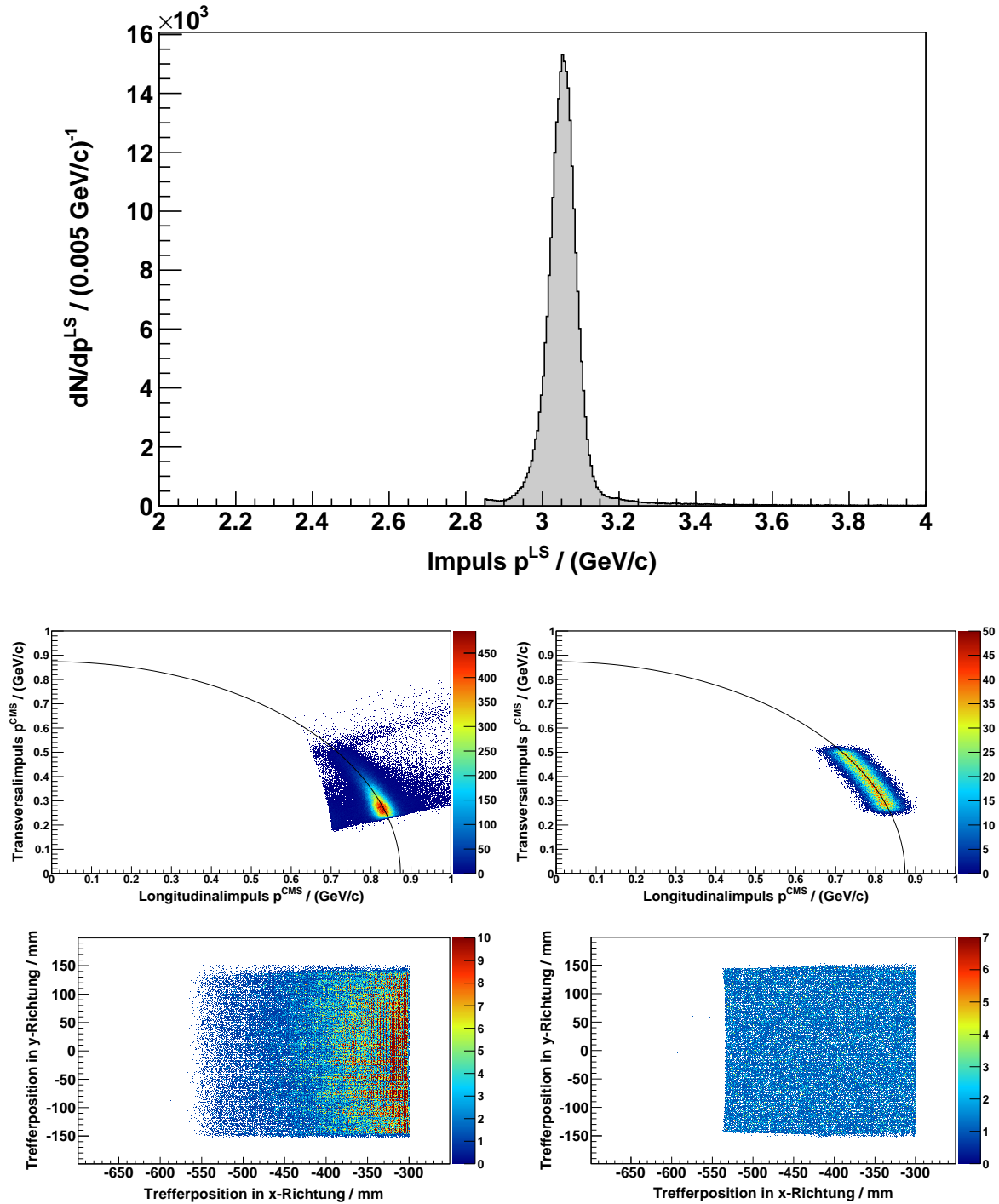


Abbildung 4.7: Impulsspektrum der im Fd-System registrierten Teilchen ab Laborimpulsen von 2.85 GeV/c (oben). Impulsellipsen im CMS für Daten (mitte, links) und Phasenraumsimulationen (mitte, rechts) sowie Trefferpositionen innerhalb der ersten Proportionalkammer für Daten (unten, links) und Simulationen (unten, rechts). Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.

4.3 IDENTIFIKATION DER ELASTISCHEN dp -STREUUNG

Ein weiterer Indikator für die elastische dp -Streuung sind die Trefferpositionen innerhalb einer Proportionalkammer. Diese sind in Abb. 4.7 für die erste Proportionalkammer aufgetragen. Es zeigt sich, dass vor allem nahe dem Strahlrohr Einträge auftreten, was auf Teilchen schließen lässt, die einen besonders hohen Impuls aufweisen. Die halbmondartige Struktur der Einträge, die innerhalb einer Kammer zu erkennen ist, kann durch einzelne $\cos(\vartheta)$ bzw. Impulsübertragsbereiche mit unterschiedlich hohen Ereignisanzahlen erklärt werden.

Für die Berechnung der Luminosität muss die Anzahl der stattgefundenen Ereignisse bestimmt werden, die als elastische dp -Streuung identifiziert werden können. Dies erfolgt über die Anzahl der Einträge des Missing Mass-Signals:

$$MM = |\mathbb{P}_{p_{Strahl}} + \mathbb{P}_{d_{Strahl}} - \mathbb{P}_{d_{Ejekt}}|. \quad (4.3)$$

Dementsprechend ist ein Signal bei der Ruhemasse des Protons zu erwarten. In Abb. 4.8 sind die Missing Mass-Signale des Protons für Daten (blau) und Simulationen (rot) über den kompletten Impulsübertragsbereich dargestellt.

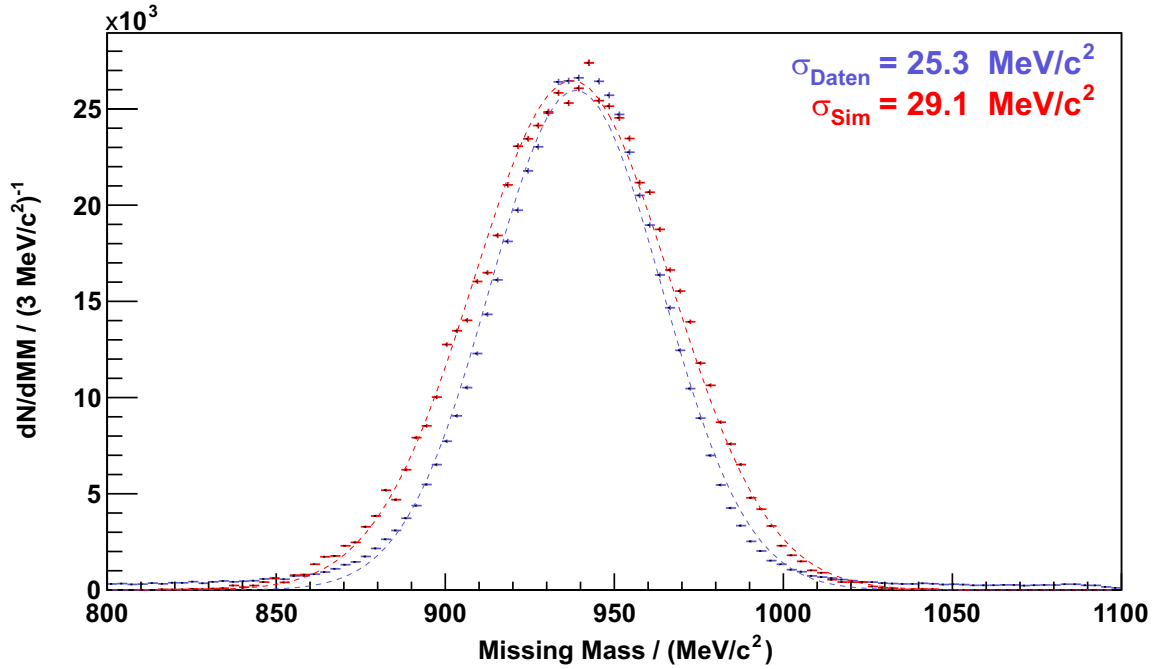


Abbildung 4.8: Missing Mass-Spektren der Deuteronen mit Gaußfit für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über den gesamten Impulsübertragsbereich Δt von 0,08 – 0,26 (GeV/c)² bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$.

Es ist ein klares Signal bei der Masse des Protons von 938 MeV/c^2 zu erkennen. Die Verschmierung der Deuteronimpulse aus den Simulationen baut auf der Verschmierung der ^3He -Kerne auf, welche im Rahmen der η -Massenbestimmung determiniert wurde. Deren absoluten Werte wurden dafür in Bezug auf unterschiedliche Ladung und Impuls des

Deuterons im Verhältnis zu dem ${}^3\text{He}$ angepasst. Ein Vergleich der beiden Signale liefert keine Übereinstimmung der Standardabweichungen σ der Gaußfits für Daten und Simulationen mit $\sigma_{\text{Sim}} = 29,13 \text{ MeV}/c^2$ und $\sigma_{\text{Daten}} = 25,23 \text{ MeV}/c^2$. Des Weiteren zeigt sich bei genauerer Betrachtung einzelner Impulsübertragsintervalle, dass die Lage des Missing Mass-Signals für Daten nicht exakt mit der „PDG“-Masse des Protons übereinstimmt, sodass eine Korrektur der rekonstruierten Impulse notwendig ist.

4.4 Impulskorrektur

Da die verwendete Impulskalibrierung nicht ausschließlich für die elastische dp -Streuung abgestimmt ist (hohe Impulse der elastischen dp -Streuung sind deutlich empfindlicher auf die Detektorparameter), kann es zu Schwankungen bei der Impulsrekonstruktion kommen, welche die Breite und die Lage des Signals beeinflussen können. Zur Veranschaulichung des Phänomens wird zunächst das Missing Mass-Signal eines einzelnen Impulsübertragsbins betrachtet (siehe Abb. 4.9).

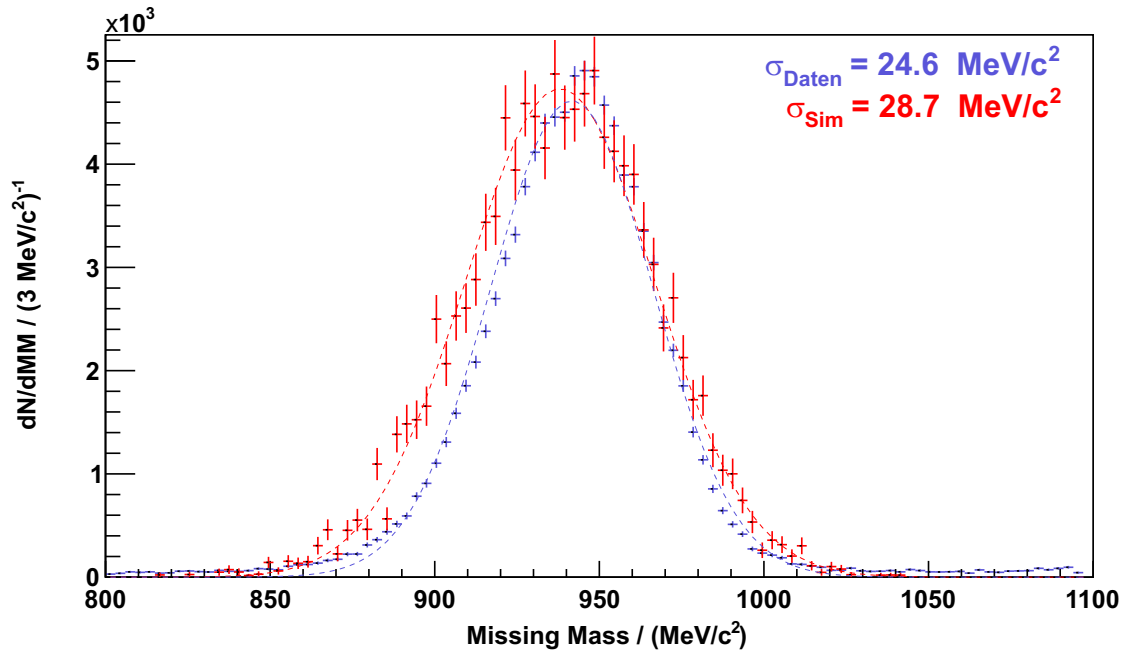


Abbildung 4.9: Missing Mass-Spektrum der Deuteronen mit Gaußfit für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über einen Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$.

Dabei ist zu erkennen, dass im Gegensatz zu dem Missing Mass-Signal des gesamten Impulsübertragsbereichs nicht nur die Breite des Signals, sondern auch dessen Lage nicht

mit den Simulationen übereinstimmt. Dies ist auch für weitere Impulsübertragsintervalle zu erkennen (Missing Mass-Signal wandert zu geringeren Massen). Wird der Teilchenimpuls der im Fd-System detektierten Deuteronen fehlerhaft rekonstruiert, so wird in der anschließenden Analyse ebenfalls die Missing Mass des Protons nicht korrekt berechnet. Folglich kann es zu einer Verschiebung von Ereignissen innerhalb eines Impulsübertragbins oder auch in ein anderes Bin kommen kann. Um dies zu korrigieren, werden zunächst die Trefferpositionen innerhalb der ersten Proportionalkammer betrachtet, die in eine Matrix eingeteilt werden (siehe Abb. 4.10), welche aus 10×11 Quadraten besteht.

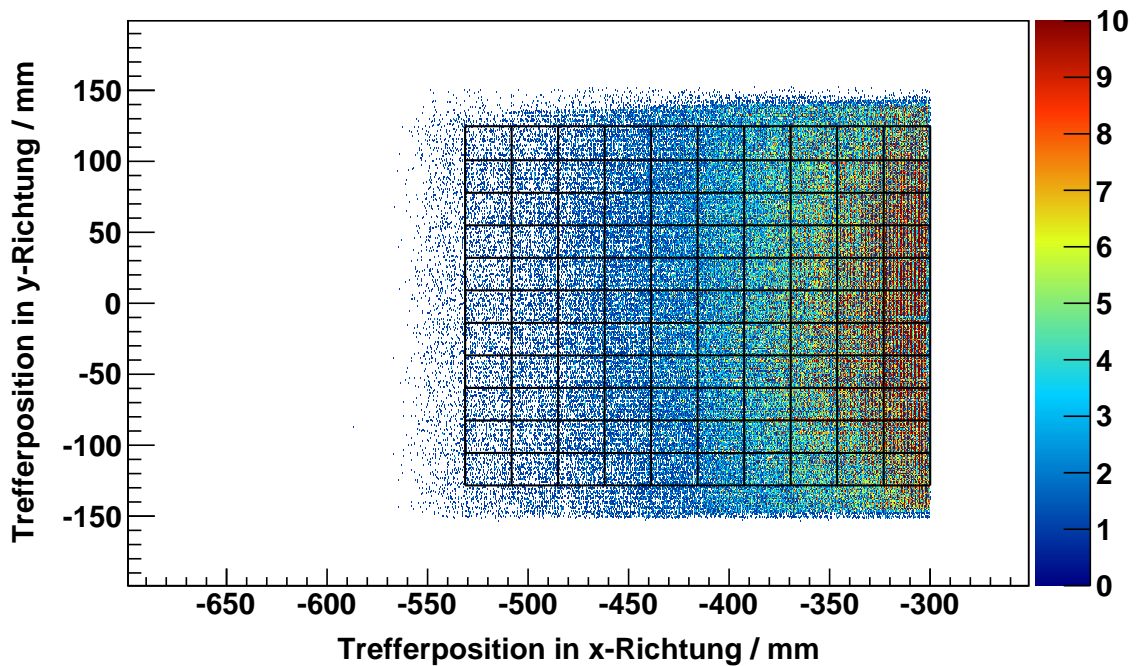


Abbildung 4.10: Trefferpositionen in der zweiten Proportionalkammer des Fd-Systems. Für die Bestimmung der Impulskorrektur wurde zur Veranschaulichung ein Raster angelegt (10×11 Quadrate ($23,5 \text{ mm} \times 23,5 \text{ mm}$)). Die Korrektur erfolgt mit Hilfe der mittleren Impulse der Teilchen innerhalb der einzelnen Quadrate. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.

Anschließend werden ebenfalls die Trefferpositionen innerhalb der ersten Proportionalkammer für Simulationen in dasselbe Muster unterteilt. Die Idee dahinter ist, dass diejenigen Teilchen, welche sich innerhalb eines solchen Quadrates ($23,5 \text{ mm} \times 23,5 \text{ mm}$) befinden, etwa die gleichen Teilchenimpulse aufweisen, sodass die Impulsverteilung sich mit Hilfe eines Gaußfits sehr gut beschreiben lässt. Dementsprechend kann für jeden Bereich ein mittlerer Impuls angegeben werden, der mit dem Impuls aus den Phasenraumsimulationen in demselben Bereich verglichen werden kann.

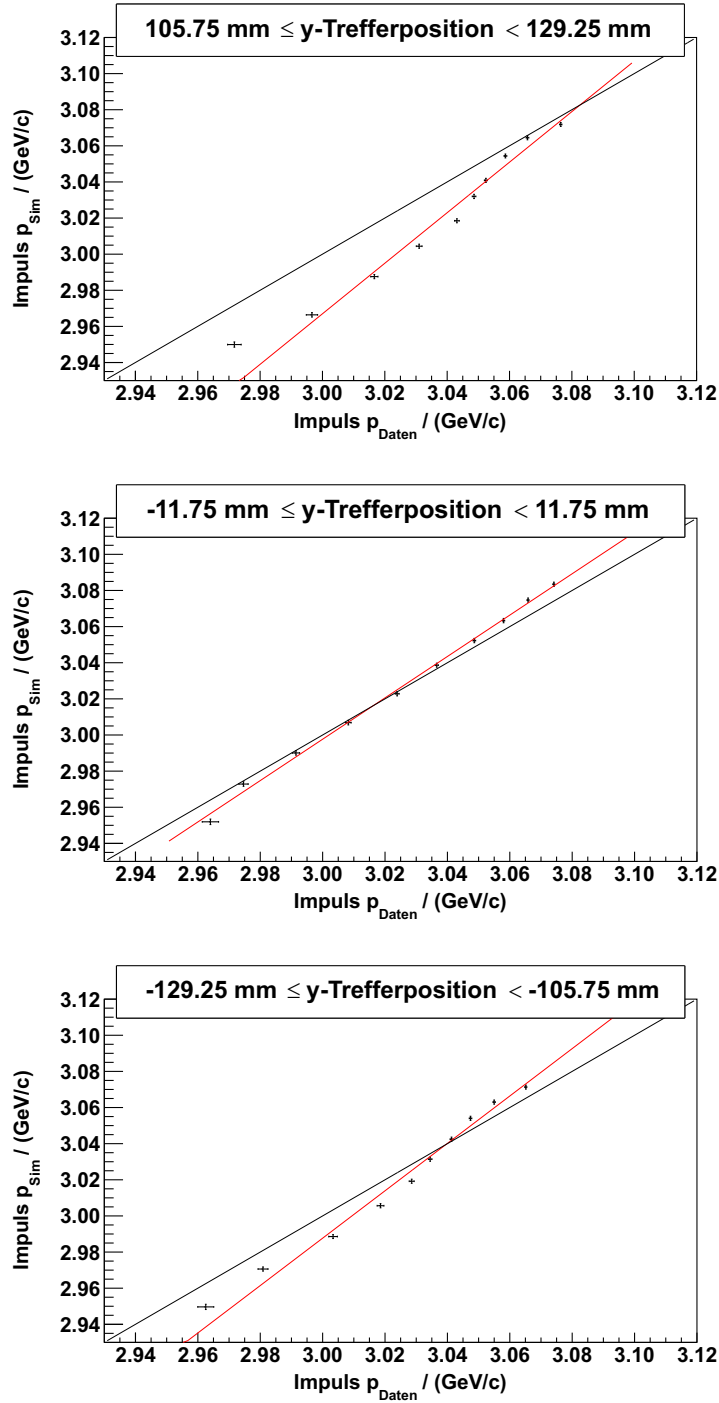


Abbildung 4.11: Exemplarische Spektren der beiden Randbezirke (oben, unten) sowie der Mitte der Proportionalkammer für die Bestimmung einer Impulskorrekturfunktion. Aufgetragen ist jeweils der simulierte gegen den rekonstruierten Impuls der Teilchen innerhalb der Quadrate der ausgewählten y -Trefferpositionen aus Abb. 4.10. Die schwarze Linie repräsentiert den theoretisch erwarteten Verlauf, wohingegen der lineare Fit an die Daten als rote Linie dargestellt ist.

In Abb. 4.11 sind exemplarisch für jeweils drei unterschiedliche y-Trefferpositionsbereiche, also für jeweils einer Zeile aus Abb. 4.10, die simulierten gegen die rekonstruierten Impulse aufgetragen. Dabei entspricht jeder Datenpunkt einem Quadrat innerhalb des jeweiligen y-Trefferpositionsbereiches. Bei einer korrekten Impulskalibrierung würde man dementsprechend eine Gerade erwarten, welche durch den Ursprung verläuft und eine Steigung von eins aufweist (schwarze Linie). In der Realität ist jedoch zu beobachten, dass ein Fit einer Geradenfunktion (rote Linie) an die Datenpunkte deutlich von dem theoretischen Verlauf abweicht. Des Weiteren ist zu erkennen, dass vor allem in den Randbereichen der Proportionalkammer (Abb. 4.11 oben und unten) kein linearer Verlauf gegeben ist. Dies kann an den Feldkarten des D2 Magneten liegen, die für die Impulsrekonstruktion notwendig sind. In diesen Bereichen können Randeffekte auftreten, die durch die Feldkarten nicht hinreichend gut beschrieben werden und daher die Rekonstruktion stark beeinträchtigen. Infolgedessen werden für die weitere Impulskorrektur und für die nachfolgende Berechnung der Luminositäten ausschließlich Ereignisse verwendet, die innerhalb von ± 120 mm in y-Richtung die erste Proportionalkammer treffen.

Als Korrekturfunktion $K(p_{Daten}, y)$ wird eine Geradenfunktion verwendet, deren Parameter je nach Trefferposition variieren

$$K(p_{Daten}, y) = m(y) \cdot p_{Daten} + b(y). \quad (4.4)$$

Die Bestimmung der Parameter $m(y)$ und $b(y)$ erfolgt mit Hilfe von Abb. 4.12.

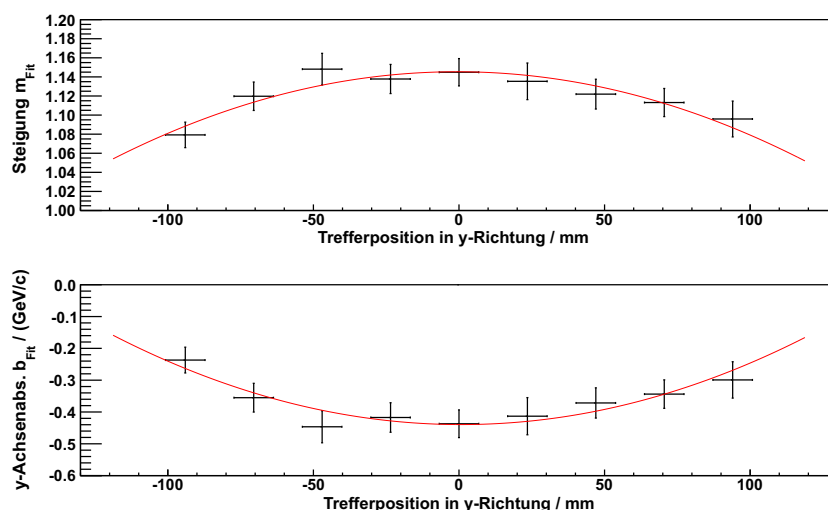


Abbildung 4.12: Steigungsverteilung (oben) und y-Achsenabschnittsverteilung (unten) der jeweiligen Geradenfits in Abhängigkeit der y-Trefferpositionen. Die Parametrisierung (rot) erfolgt mit einem Polynom zweiten Grades.

4 BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄTEN

Dabei werden die Steigungen und y-Achsenabschnitte der einzelnen Geradenfits, exemplarisch in Abb. 4.11 dargestellt, für jeden y-Trefferpositionsbereich aufgetragen. Der Verlauf der beiden Datensätze erlaubt eine Beschreibung der Parameter von $K(p_{Daten}, y)$ in Abhängigkeit der Trefferpositionen mit

$$m(y) = k + l \cdot y + m \cdot y^2, \quad (4.5)$$

$$b(y) = r + s \cdot y + t \cdot y^2, \quad (4.6)$$

deren Werte aus Tab. 4.1 zu entnehmen sind.

Parameter	Wert	Unsicherheit	Einheit
k	1,15	0,01	
l	$-8,93 \times 10^{-6}$	$3,29 \times 10^{-5}$	mm^{-1}
m	$-6,54 \times 10^{-6}$	$0,60 \times 10^{-6}$	mm^{-2}
r	$-4,39 \times 10^{-1}$	$0,08 \times 10^{-1}$	GeV/c
s	$-3,01 \times 10^{-5}$	$9,80 \times 10^{-5}$	$\text{GeV}/(c \cdot \text{mm})$
t	$1,96 \times 10^{-5}$	$0,18 \times 10^{-5}$	$\text{GeV}/(c \cdot \text{mm}^2)$

Tabelle 4.1: Werte für die Parametrisierung der Steigung und y-Achsenabschnitte der Geradenfits für den betrachteten y-Trefferpositionsbereich von ± 120 mm.

Wendet man die hier entwickelte Korrekturfunktion $K(p_{Daten}, y)$ auf die rekonstruierten Impulse an und trägt wiederum simulierte gegen rekonstruierte Impulse für jeden y-Trefferpositionsbereich auf, so ergibt sich bei einer erfolgreichen Korrektur eine Ursprungsgerade mit der Steigung eins (siehe Abb. 4.13).

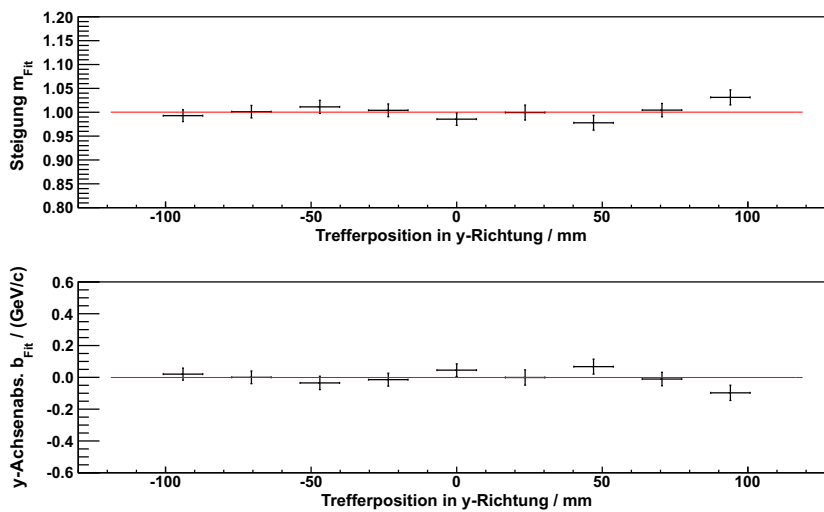


Abbildung 4.13: Steigungs- (oben) und y-Achsenabschnittsverteilung (unten) der jeweiligen Geradenfits in Abhängigkeit der y-Trefferpositionen nach der Impulskorrektur.

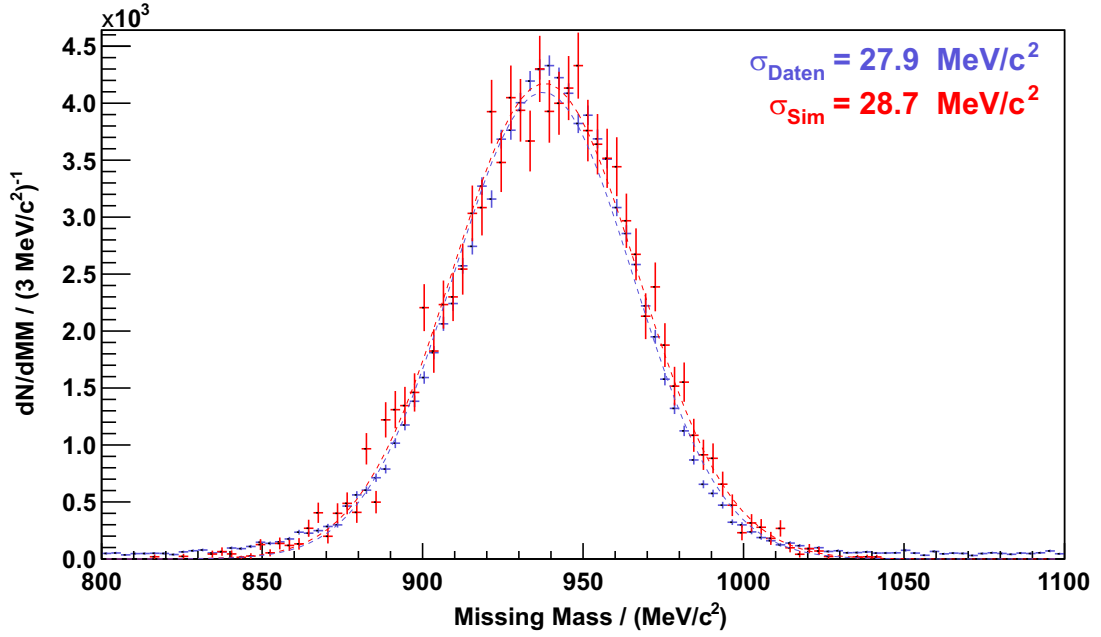


Abbildung 4.14: Missing Mass-Spektrum der Deuteronen für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über einen Impulsübertragungsbereich von $0,08 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$ nach der Impulskorrektur.

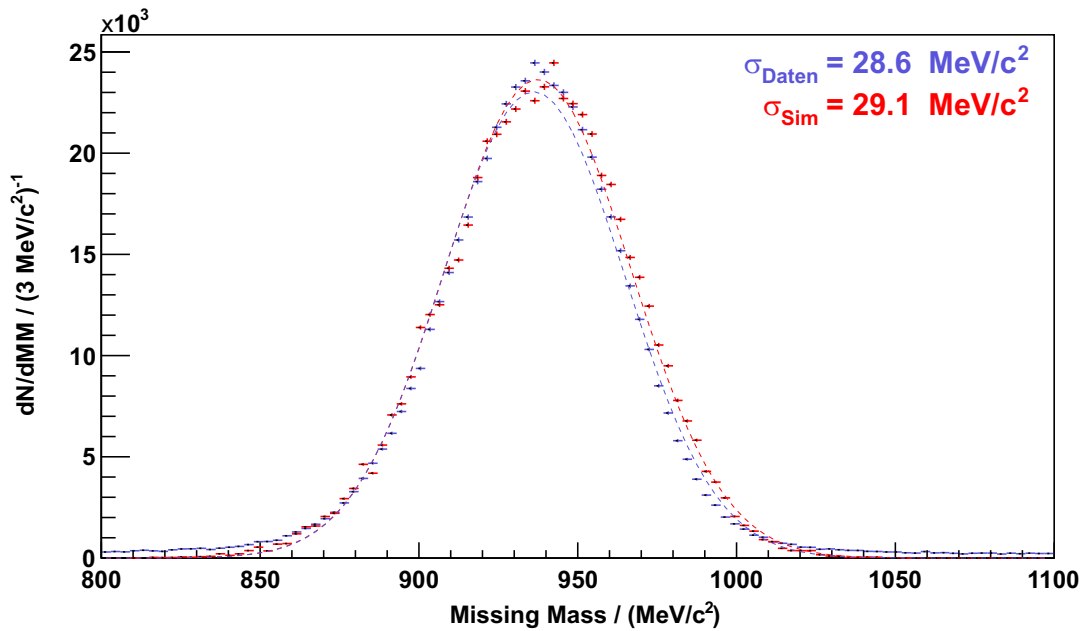


Abbildung 4.15: Missing Mass-Spektrum der Deuteronen für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über den gesamten Impulsübertragungsbereich von $0,08 - 0,26 \text{ (GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$ nach der Impulskorrektur.

Der Einfluss dieser Korrektur auf die Missing Mass-Spektren einzelner Impulsübertragsbins und dem Spektrum des gesamten Impulsübertragsbereiches ist in Abb. 4.14 und 4.15 dargestellt. Wie zu erwarten hat sich die Lage des Missing Mass-Signals in Richtung der Protonenmasse verschoben. Außerdem ist zu erkennen, dass sich die Breite des Spektrums der Daten an die der Simulationen angepasst hat. Somit konnte gezeigt werden, dass die hier entwickelte Methode zur Impulskorrektur erfolgreich durchgeführt werden konnte.

4.5 Untergrundbeschreibung

Die Identifikation der elastischen dp -Streuung erfolgt über die schnellen Deuteronen, die nahezu den gesamten Strahlimpuls beibehalten. Da in diesem Impulsbereich keine weitere Reaktion stattfindet, ist das Missing Mass-Spektrum weitestgehend frei von Untergrund. Zufällige Koinzidenzen können jedoch dafür sorgen, dass das Untergrundniveau angehoben wird und dementsprechend eine Analyse dessen durchgeführt wird.

In Abb. 4.16 ist ein exemplarisches Missing Mass-Spektrum eines Impulsübertragsbins Δt dargestellt. An diese Daten wird zunächst eine Gaußverteilung mit den Parametern c und b plus einer Konstanten a gefittet (rot).

$$f(MM) = a + e^{-\frac{1}{2}(\frac{x-b}{c})^2} \quad (4.7)$$

Die Gaußverteilung soll dabei das Signal bestmöglich beschreiben, wohingegen die Konstante den Untergrund widerspiegeln soll. Da es sich bei dieser Form von Untergrund ausschließlich um zufällige Koinzidenzen handelt, ist die Parametrisierung durch eine Konstante legitim.

Für eine bessere Visualisierung wird in Abb. 4.17 der relevante Bereich vergrößert dargestellt. Für jedes Bin eines Missing Mass-Spektrums wird somit der jeweilige Wert der angefitteten Konstanten abgezogen. Infolgedessen ergibt sich ein komplett untergrundfreies Missing Mass-Signal bei der Ruhemasse des Protons.

Eine solche Untergrundkorrektur wird für jeden Strahlimpuls für die ersten 11 Impulsübertragsbins durchgeführt, da diese eine ausreichende Statistik aufweisen und somit eine verlässliche Beschreibung des Untergrunds gegeben ist.

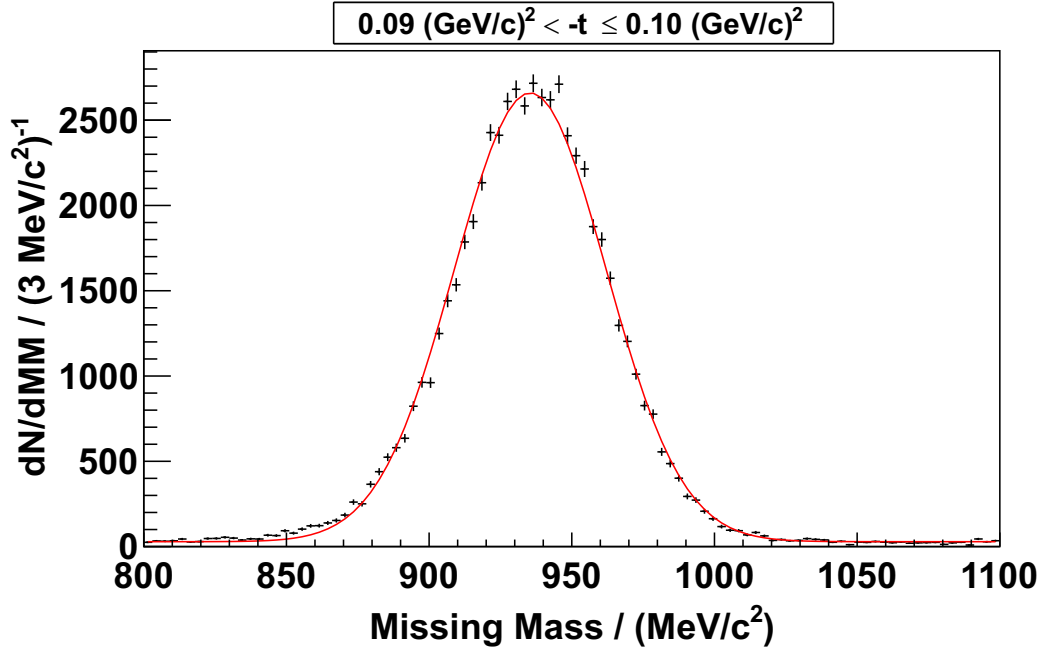


Abbildung 4.16: Exemplarisches Missing Mass-Signal für ein Impulsübertragsintervall von $0,09 - 0,10 (\text{GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Rot dargestellt ist der Fit für die Bestimmung des Untergrunds.

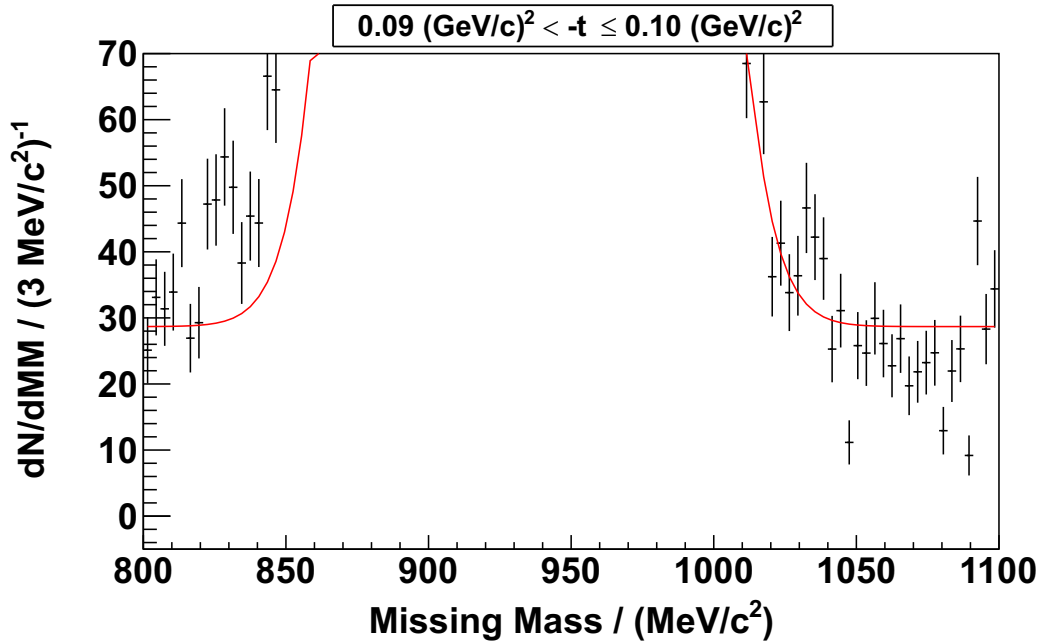


Abbildung 4.17: Vergrößerte Darstellung des Untergrunds des Missing Mass-Spektrums aus Abb. 4.16.

4.6 Effizienz des Detektorsystems

Ein weiterer Korrekturfaktor ist die Effizienz der Detektorkomponenten des Fd-Systems. Nicht jeder Detektor weist eine hundertprozentige Effizienz auf, sodass bei der Bestimmung der Luminosität auf die nicht registrierten Ereignisse korrigiert werden muss.

Die Effizienz der Szintillatorrhodoskope kann als 100 Prozent angesehen werden, sodass eine Effizienzanalyse dieser Komponenten nicht notwendig ist [Kes06].

Die Komponenten des Kammersystems bestehen jedoch aus mehreren Drahtebenen, bei denen es durchaus zu einem Ausfall einzelner Drähte kommen kann. Um zu überprüfen wie effizient die Kammern sind, wird sich zu Nutze gemacht, dass, selbst wenn eine komplette Drahtebene nicht berücksichtigt wird, eine Spurrekonstruktion möglich ist. Schließt man bei der Spurrekonstruktion eine der Drahtebenen aus, kann mit Hilfe der Informationen aus den anderen Ebenen die Position bestimmt werden, an der die ausgelassene Drahtebene einen Treffer registriert haben sollte. Infolgedessen lässt sich eine Effizienzkarte für jede Drahtebene der Kammern bestimmen, indem man die Drahtebene in diskrete Bereiche aufteilt und den Quotient aus der Anzahl der Ereignisse $N_{Treffer}^{Abschnitt}$, die einen Treffer in diesem Bereich registrieren, und der Gesamtanzahl $N_{Gesamt}^{Abschnitt}$ der Spuren, die in diesem Bereich liegen, bildet:

$$\epsilon_{Drahtebene} = \frac{N_{Treffer}^{Abschnitt}}{N_{Gesamt}^{Abschnitt}}. \quad (4.8)$$

Folglich lassen sich mit Hilfe der Effizienzkarten einzelner Ebenen, jeweils einer bestimmten Spur eine Effizienz ϵ zugeordnen. In Abb. 4.18 ist die dazugehörige Verteilung dargestellt.

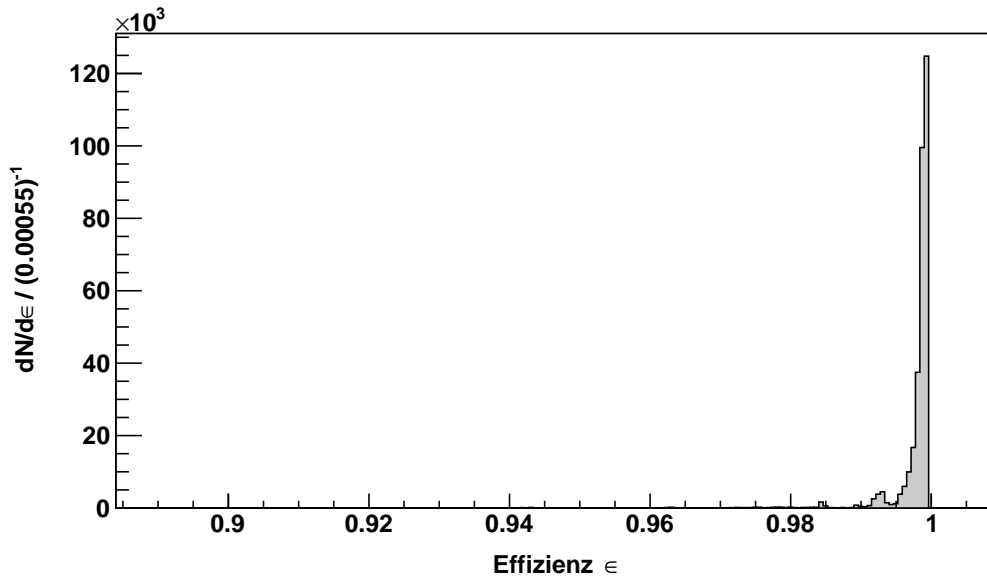


Abbildung 4.18: Effizienz der Drift- und Proportionalkammern im Fd-System.

Es ist zu erkennen, dass das Kammerssystem zum größten Teil eine Effizienz nahe 100 Prozent aufweist. Aufgrund der Spurabhängigkeit lässt sich eine Korrektur nach der Analyse schwer realisieren. Daher wird diese schon während der Analyse mitberücksichtigt, indem jede Spur mit dem reziproken Wert der Effizienz ϵ^{-1} multipliziert wird.

4.7 Totzeitfaktor

Die Datenaufnahme der elastischen dp -Streuung erfolgt mit Hilfe des Triggers T2, der mit einem Faktor von 1024 untersetzt ist. Diese Untersetzung reduziert dabei die enorme Datenflut, die bei dieser Reaktion aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes entsteht. Da jedoch eine Menge der Daten durch die Totzeit der Datenaufnahmesysteme nicht registriert werden können, muss eine Korrektur vorgenommen werden.

Die Berechnung erfolgt mit Hilfe des „Scalers“ T4, der jede Zehntelsekunde wichtige Informationen wie beispielsweise Triggerraten aufzeichnet. Für die Bestimmung der Totzeit sind die Eingangs- und Ausgangstriggerraten des Triggers T2 notwendig. Der Quotient aus diesen Größen gibt einen prozentualen Anteil an, welcher Beitrag der Daten erfasst werden konnte:

$$\frac{N_{Ausgang}^{T2}}{N_{Eingang}^{T2}}. \quad (4.9)$$

Die Differenz zwischen diesem Quotienten und einer 100 prozentigen Datenerfassung wird als Totzeit τ eines Triggers definiert:

$$\tau = 1 - \frac{N_{Ausgang}^{T2}}{N_{Eingang}^{T2}}. \quad (4.10)$$

Demnach kann über die komplette Strahlzeit für jede Zehntelsekunde eine Totzeit bestimmt werden. Wie bei der Betrachtung der Effizienzen kann schon während der Analyse die Korrektur durchgeführt werden, indem jedes Ereignis, das innerhalb des jeweiligen Zehntelsekundenintervalls des „Scalers“ liegt, mit dem aktuellen reziproken Wert der Totzeit τ^{-1} multipliziert wird. Über den gesamten Zeitraum der Strahlzeit ergibt sich somit eine mittlere Totzeit von etwa 40 Prozent.

4.8 Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung

Bereits seit den 60er Jahren wurden Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung bestimmt, sodass im Laufe der Jahre eine besonders breite Datenbasis entstanden ist [Dal68, Bos72, Win80, Iro83, Vel88, Gül91]. Aufgrund der begrenzten Winkelakzeptanz werden für die Berechnungen der Luminositäten differentielle Wirkungsquerschnitte verwendet,

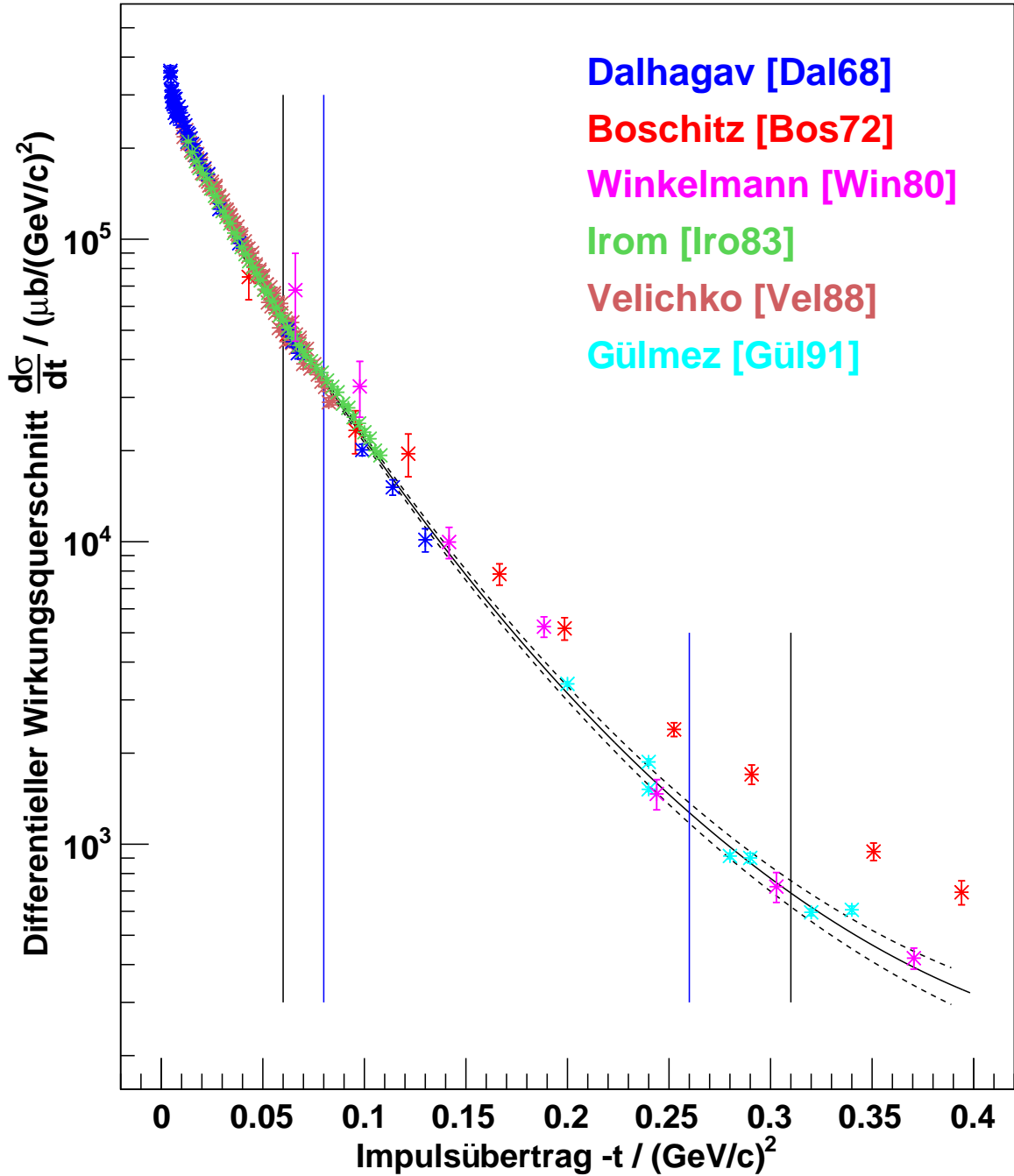


Abbildung 4.19: Differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrags $-t$ [Dal68, Bos72, Win80, Iro83, Vel88, Gül91]. Der Bereich der geometrischen Akzeptanz des Fd-Systems für diese Reaktion ist durch schwarze vertikale Linien und der für die Analyse letztendlich verwendete Impulsübertragsbereich durch blaue Linien gekennzeichnet. Des Weiteren wurde an die Daten (ohne Boschitz-Messreihe) eine Funktion gefittet (von $0,05 - 0,4 (\text{GeV}/c)^2$), die als durchgezogene Linie dargestellt ist, wohingegen die gestrichelten Linien die Unsicherheiten des Fits repräsentieren.

für die eine Parametrisierung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag t sinnvoll ist. In diesem Fall kann anstelle des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$, der abhängig vom Raumwinkel Ω der gestreuten Deuteronen und der Strahlenergie E ist, der energieunabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ verwendet werden. Dies hat den Vorteil, dass mehrere Messreihen, die bei unterschiedlichen Energien durchgeführt werden, in einer universellen Messreihe zusammengefasst werden können.

In Abb. 4.19 sind die verwendeten differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrags t dargestellt. Zusätzlich sind zwei Bereiche gekennzeichnet, die einerseits mit Hilfe von Phasenraumsimulationen bestimmte geometrische Akzeptanz (schwarze vertikale Linien) und andererseits in der anschließenden Analyse betrachteten Impulsübertragsbereich (blaue vertikale Linie), der zwischen $0,08 \text{ (GeV/c)}^2$ und $0,26 \text{ (GeV/c)}^2$ liegt, zeigen. Aufgrund des sehr steilen Verlaufs der Wirkungsquerschnitte wurde eine logarithmische Darstellung der Ordinate gewählt.

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte einzelner Impulsübertragsintervalle muss zunächst an die vorhandene Datenbasis eine Funktion $f(t)$ gefittet werden, die wie folgt parametrisiert wird:

$$f(t) = e^{a+b \cdot t+c \cdot t^2}. \quad (4.11)$$

Die dazugehörigen Werte der Fitparameter sowie deren Unsicherheiten, sind der Tab. 4.2 zu entnehmen. In Abb. 4.19 ist dieser Fit als durchgezogene Linie dargestellt, wohingegen dessen maximale Unsicherheiten durch gestrichelte Linien gekennzeichnet sind.

Parameter	Wert	Unsicherheit	Einheit
a	12,45	0,01	
b	-27,24	0,23	$(\text{GeV/c})^{-2}$
c	26,31	0,69	$(\text{GeV/c})^{-4}$

Tabelle 4.2: Fitparameter und deren Unsicherheiten für den Fit $f(t)$ an die Wirkungsquerschnitte. Der Fit $f(t)$ an die Referenzdaten besitzt ein reduziertes $\chi^2 = 5,6$.

Anzumerken ist, dass dieser Fit ohne Berücksichtigung der Boschitz-Datenreihe durchgeführt wurde. Wie zu erkennen ist, liegt diese Messreihe für größere Impulsüberträge oberhalb der anderen Referenzdaten. Bereits kleine Veränderungen der Fitparameter haben aufgrund des steilen Verlaufs einen enormen Einfluss auf die Bestimmung der Luminosität. Die Legitimität der Nichtberücksichtigung der Boschitz-Messreihe wird im Folgenden näher erläutert.

4.8.1 Boschitz-Datensatz

Zur Überprüfung werden, wie in Abb. 4.20 dargestellt, ausschließlich die Datenpunkte, welche aus dem Boschitz-Datensatz stammen, mit Hilfe der zuvor definierten Funktion $f(t)$ (siehe Gl. 4.11) angefitet. Dabei ist klar ersichtlich, dass dieser Fit stark von dem ursprünglichen Fit (siehe Abb. 4.19) abweicht.

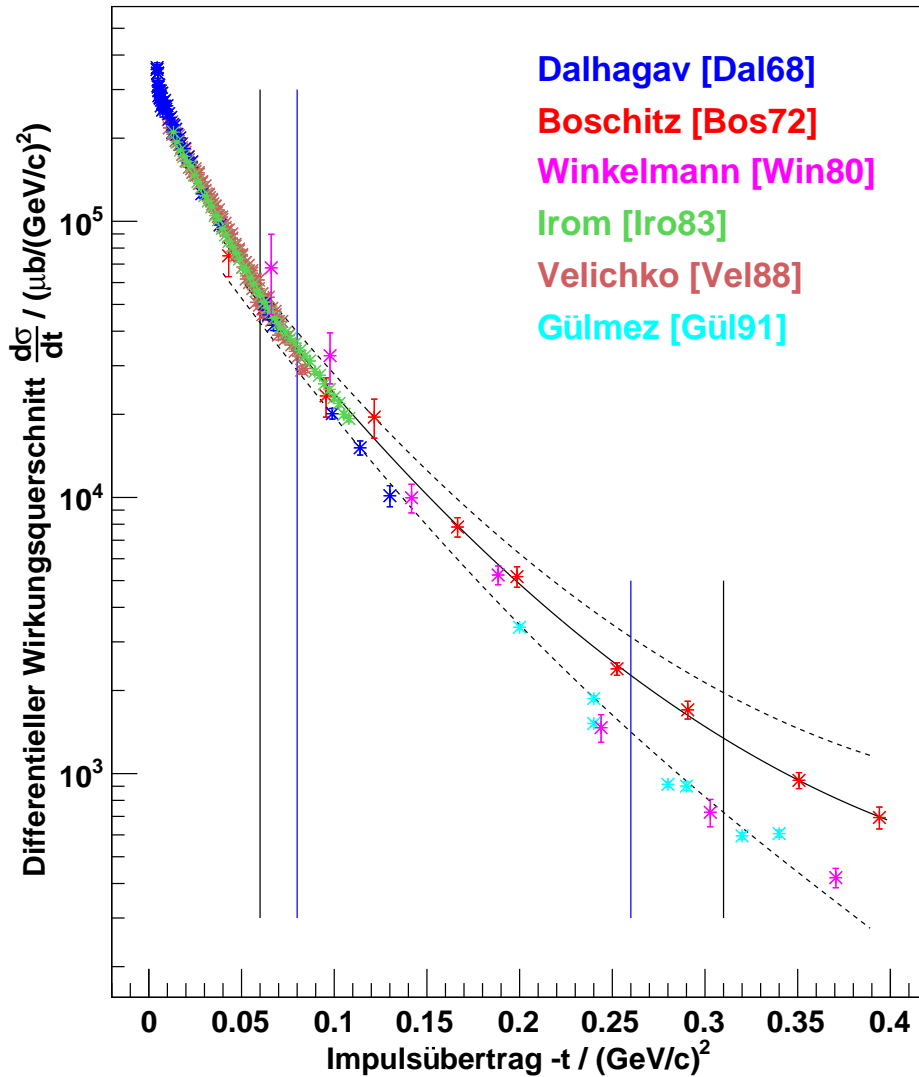


Abbildung 4.20: Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung, bei denen ausschließlich die Daten der Boschitz-Messreihe angefitet wurden. Darüber hinaus ist der Bereich der ANKE Akzeptanz (schwarze vertikale Linien) und des letztendlich betrachteten Impulsübertragsbereichs (blaue vertikalen Linien) dargestellt.

Luminositäten sind unabhängig vom Impulsübertrag der beteiligten Teilchen. Um überprüfen zu können, ob es legitim ist, die Boschitz-Messreihe bei der Bestimmung von Luminositäten nicht zu berücksichtigen, muss deren Verlauf (berechnet mit Hilfe des in Abb. 4.20 dargestellten Fits) in Abhängigkeit des Impulsübertrags betrachtet werden. Da in diesem Kapitel jedoch nicht der entgültigen Berechnung von Luminositäten vorgegriffen werden soll, wird ein Parameter Λ eingeführt, welcher Luminositäten, die auf den Wert des ersten Impulsübertragsbins normiert sind, darstellt, sodass die Verteilung des Parameters Λ als ein Abbild der relativen Luminositätsverteilung interpretiert werden kann (siehe Abb. 4.21).

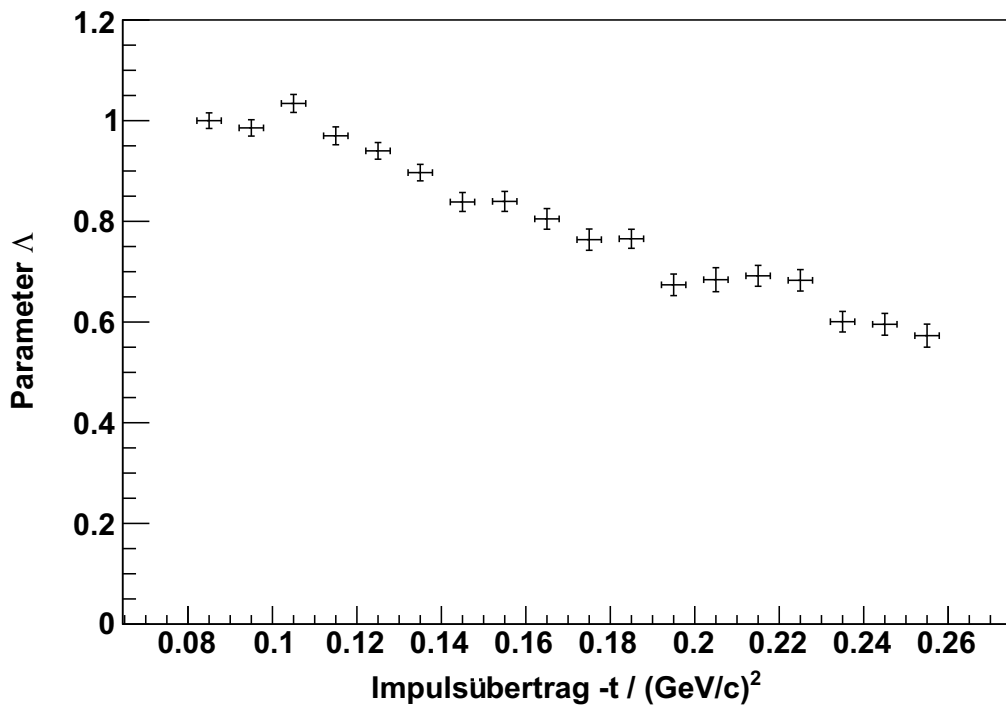


Abbildung 4.21: Verteilung des Parameters Λ einzelner Impulsübertragsbereiche Δt bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Λ stellt dabei die relative Höhe der Luminositäten dar, die auf den Wert des ersten Impulsübertragsbins normiert wurden. Dementsprechend ist die Verteilung des Parameteres Λ ein Abbild des relativen Verlaufs der Luminositäten.

Es ist zu erkennen, dass ein deutliches Gefälle von bis zu 40% vorliegt. Dementsprechend ist Λ und somit auch die Luminosität nicht unabhängig von dem Impulsübertrag der Strahldeuteronen auf die Targetprotonen, was jedoch der Fall sein muss. Für die Berechnung der Luminositäten ist es somit legitim, den Boschitz-Datensatz nicht mit einzubeziehen, sondern ausschließlich die weiteren Messreihen zu berücksichtigen, da ansonsten die Messergebnisse verfälscht werden.

4.9 Ergebnisse

In den Kapiteln zuvor konnte mit der Identifizierung der elastischen dp -Streuung sowie der Bestimmung einiger Korrekturfaktoren die Grundlage für eine erfolgreiche Berechnung von integrierten Luminositäten gemäß

$$L_{int} = \frac{1024 \cdot N_{det}(\Delta t)}{\int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(t) \right)_{Ref} dt} \cdot \kappa^{-1} \cdot \epsilon^{-1} \cdot \tau^{-1} \quad (4.12)$$

gelegt werden. Die Berechnung erfolgt für einzelne Intervalle des Impulsübertrags mit der Breite $\Delta t = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$. Dementsprechend müssen für diese Intervalle die Anzahl der Ereignisse sowohl für Daten ($N_{det}(\Delta t)$) als auch für Simulationen ($N_{gen}(\Delta t)$ bzw. $N_{akz}(\Delta t)$) bestimmt werden. Dies erfolgt über die Missing Mass-Signale der jeweiligen Intervalle. Das Integral über den Wirkungsquerschnitt der Referenzreaktion wird mit Hilfe des zuvor beschriebenen Fits $f(t)$ (siehe Gl. 4.11) an die Referenzdaten berechnet. Der Faktor 1024 berücksichtigt die Umrechnung des für die Datenaufnahme benutzten Triggers T2.

Die integrierte Luminosität ist unabhängig vom Impulsübertrag des Strahldeuterons auf das Targetproton, sodass sich der Verlauf durch einen horizontalen Fit beschreiben lässt. Abb. 4.22 zeigt exemplarisch eine solche Luminositätsverteilung bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3150,42 \text{ MeV/c}$. Die Unsicherheiten der Daten in x sind durch das Binning bestimmt ($\Delta x = \Delta t/\sqrt{12}$), wohingegen die Unsicherheiten in y rein statistischer Natur sind. Diese lassen sich nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung wie folgt berechnen:

$$\Delta L_{int} = A \cdot \sqrt{\left(\frac{N_{gen} \Delta N_{det}}{N_{akz}} \right)^2 + \left(\frac{N_{det} \Delta N_{gen}}{N_{akz}} \right)^2 + \left(\frac{N_{det} N_{gen} \Delta N_{akz}}{N_{akz}^2} \right)^2} \quad (4.13)$$

$$\text{mit } A = \frac{1024 \cdot \epsilon^{-1} \cdot \tau^{-1}}{\int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(t) \right)_{Ref} dt}.$$

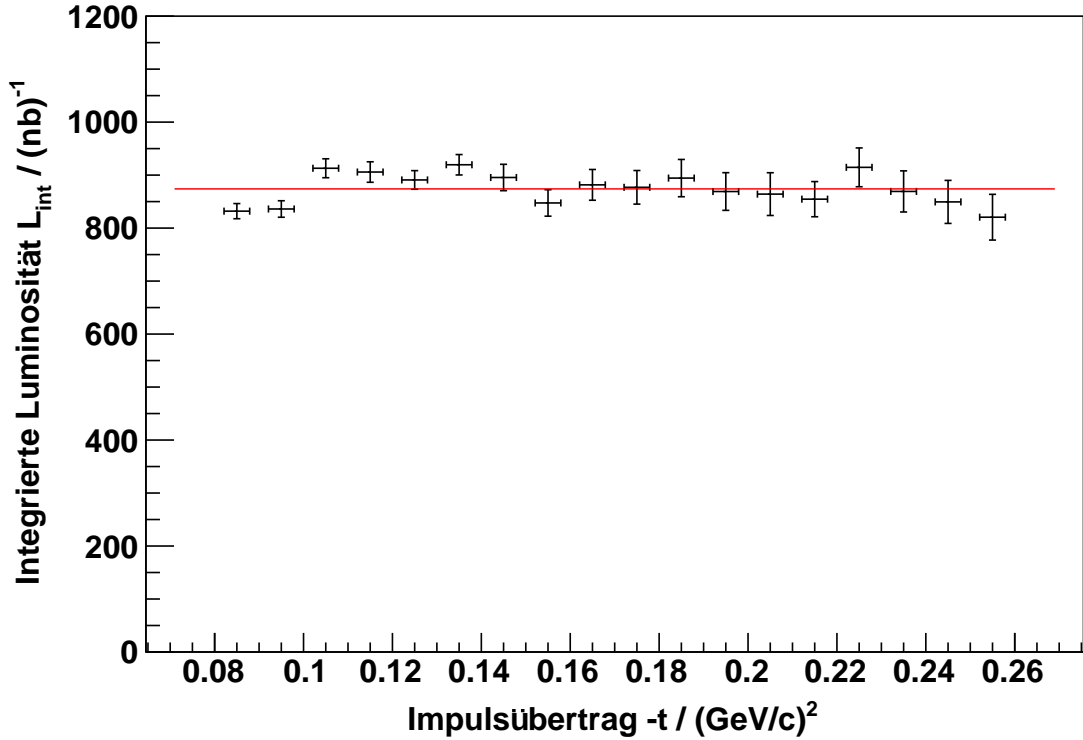


Abbildung 4.22: Integrierte Luminositäten einzelner Impulsübertragsbereiche Δt bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3150,42 \text{ MeV}/c$. Der horizontale Fit an die Messwerte (rote Linie) gibt die gemittelte integrierte Luminosität über den gesamten Impulsübertragsbereich an.

Es ist zu erkennen, dass sich die Daten gut (reduziertes $\chi^2 = 2$) durch eine Konstante beschreiben lassen (rote Linie). Dementsprechend ist der Wert dieser Konstanten die gemittelte integrierte Luminosität des jeweiligen Flattops und die Unsicherheit des Fits deren statistische Unsicherheit.

Diese Berechnung ist auf alle weiteren Flattops übertragbar, sodass sich Luminositäten ergeben, welche in Tab. 4.3, 4.4 und 4.5 angegeben sind. Es ist auffällig, dass sich jeweils für die nullten Flattops der ersten beiden Superzyklen Luminositäten ergeben, die doppelt so hoch sind im Verhältnis zu den restlichen innerhalb des jeweiligen Superzyklus. Eine Erklärung findet man jedoch bei der Betrachtung der Messdauer dieser Flattops, die für eine hinreichend gute Beschreibung des Untergrunds doppelt so lang gewählt wurde.

4 BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄTEN

Superzyklus	Flatop	Impuls p_d in MeV/ c	Luminosität L_{int} in nb $^{-1}$	Stat. Unsicherheit ΔL_{int} in nb $^{-1}$
1	0	3120,17	1681	9
	2	3146,41	855	5
	3	3148,45	862	5
	4	3152,45	822	5
	5	3158,71	834	5
	6	3168,05	835	5
	7	3177,51	821	5

Tabelle 4.3: Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 1. Superzyklus.

Superzyklus	Flatop	Impuls p_d in MeV/ c	Luminosität L_{int} in nb $^{-1}$	Stat. Unsicherheit ΔL_{int} in nb $^{-1}$
2	0	3120,17	1818	10
	2	3147,35	863	6
	3	3150,42	874	6
	4	3154,49	878	6
	5	3162,78	920	6
	6	3172,15	892	6
	7	3184,87	943	6

Tabelle 4.4: Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 2. Superzyklus.

Superzyklus	Flatop	Impuls p_d in MeV/ c	Luminosität L_{int} in nb $^{-1}$	Stat. Unsicherheit ΔL_{int} in nb $^{-1}$
3	0	3125	670	4
	2	3146	664	4
	4	3157,48	680	4
	5	3160,62	682	4
	7	3204,16	666	4

Tabelle 4.5: Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 3. Superzyklus.

Für einen besseren Überblick der Messergebnisse wurden in Abb. 4.23 alle berechneten integrierten Luminositäten gegen den Strahlimpuls p_d aufgetragen. Dabei gehören die roten Datenpunkte zu den Ergebnissen des ersten Superzyklus, die blauen zu denen des zweiten Superzyklus und die grünen zu denen des dritten Superzyklus. Darüber hinaus wurde zur besseren Einordnung die Ergebnisse der nullten Flattops des ersten und zweiten Superzyklus auf die Messzeit der anderen Flattops normiert.

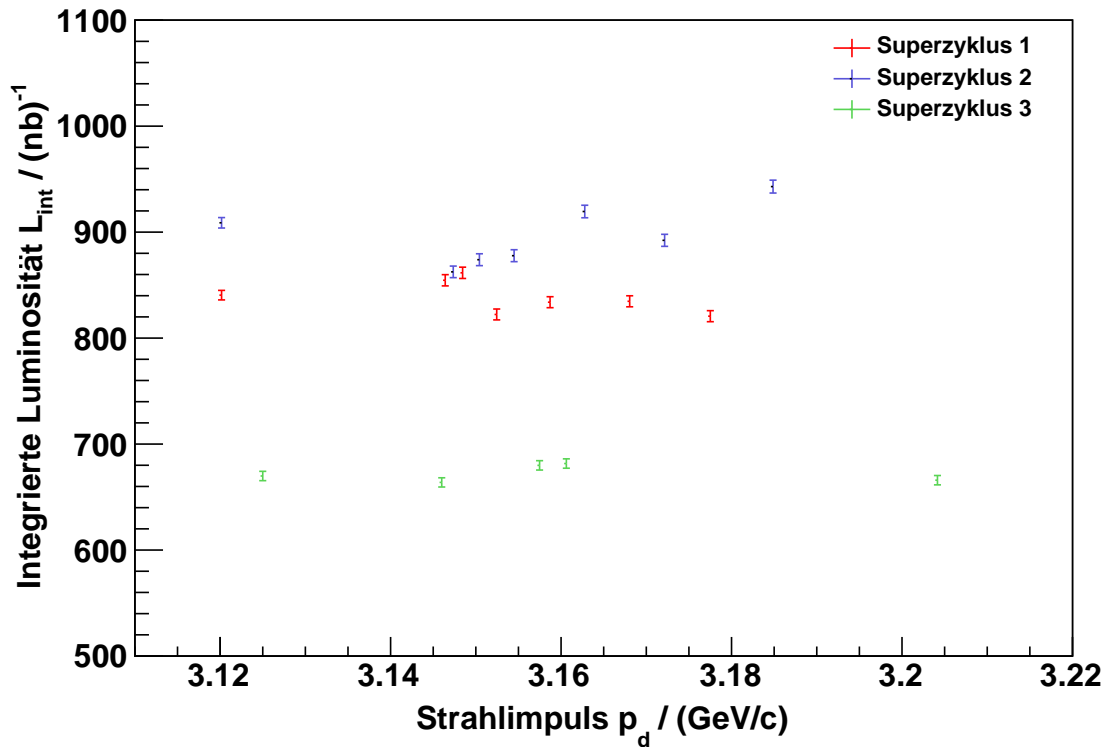


Abbildung 4.23: Berechnete integrierte Luminositäten aller Flattops. Für einen besseren Vergleich zwischen den Flattops innerhalb eines Superzyklus, wurden die unterschwelligen Flattops ($p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$) auf die Messdauer der anderen Flattops normiert.

4.9.1 Systematische Unsicherheiten

Die systematische Unsicherheit der integrierten Luminositäten ergibt sich aus mehreren Komponenten, die im weiteren Verlauf aufgeführt sind.

Zum einen weisen die Parameter des Fits an die Referenzdaten gewisse Unsicherheiten auf, die in Tab. 4.2 dargestellt sind. Diese Unsicherheiten beeinflussen die absolute Höhe der Luminositäten in jedem Impulsübertragsbereich gleich stark, sodass sie als systematische Unsicherheit betrachtet werden können. Da die Parameter des Fits miteinander korrelieren,

4 BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄTEN

erfolgt die Berechnung der Unsicherheit mit Hilfe der Kovarianzmatrix und der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung. Es ergibt sich eine systematische Unsicherheit der integrierten Luminositäten von 3%.

Darüber hinaus besitzen die Referenzdaten der Wirkungsquerschnitte systematische Unsicherheiten, die auch bei der Luminositätsbestimmung eine Rolle spielen. Für die Daten der Messreihe von Winkelmann konnte jedoch keine eindeutige Angabe der systematischen Unsicherheit gefunden werden, sodass diese außen vor bleibt. Die Werte der anderen Messreihen sind in Tab. 4.6 dargestellt.

Messreihe	Sys. Unsicherheit in %
Dalhagav [Dal68]	7
Irom [Iro83]	3
Velichko [Vel88]	2
Gülmez [Gül91]	3

Tabelle 4.6: Systematische Unsicherheiten für die Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung.

Auffällig ist, dass vor allem die Daten aus der Messreihe von Dalhagav besonders hohe Unsicherheiten aufweisen. Da diese Messreihe jedoch den Fit an die Referenzdaten nicht beeinflusst, kann deren Unsicherheit im weiteren Verlauf vernachlässigt werden. Zur Überprüfung, welchen Einfluss die Normierungsunsicherheiten der anderen Datensätze auf die berechneten Luminositäten haben, wurden die jeweiligen Datensätze um ihre Unsicherheit erhöht bzw. abgesenkt. Dies geschah für jede mögliche Kombination, wie zum Beispiel Anheben zweier Datensätze und Erniedrigung des Dritten etc. Für jede Variante wurden Fits $f(t)$ erstellt und mit deren Hilfe Luminositäten bestimmt. Die Wurzel aus der Streuung um den nominalen Wert für die Luminosität ergibt dann den Anteil der systematischen Unsicherheit von 2%.

Eine weitere Quelle ist der Winkel des D2 Magneten. Dieser kann bis auf $0,05^\circ$ [Gos14] bestimmt werden. Ein abweichender Winkel bedeutet bei der Spurrekonstruktion eine veränderte Krümmung im Magnetfeld und somit auch ein Unterschied in der Impulsrekonstruktion. Infolgedessen wird für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit jeweils eine Luminositätsbestimmung durchgeführt, bei der der Winkel des D2 Magneten um $\pm 0,05^\circ$ variiert wird. Damit wurde eine systematische Unsicherheit von 4% berechnet.

In Kap. 4.4 wurde gezeigt, dass am Rand der ersten Proportionalkammer die Impulsrekonstruktion fehlerhaft ist, weshalb ausschließlich Ereignisse betrachtet werden, die einen Treffer innerhalb von ± 120 mm in y -Richtung in der ersten Proportionalkammer auslösen.

Bei einer genaueren Betrachtung der Luminosität in Abhängigkeit der Cutgrenze auf die y-Trefferpositionen haben sich jedoch auch im mittleren Bereich Auswirkungen auf die Luminosität gezeigt. Dies ist in Abb. 4.24 exemplarisch für den Flattop 0 des ersten Superzyklus dargestellt.

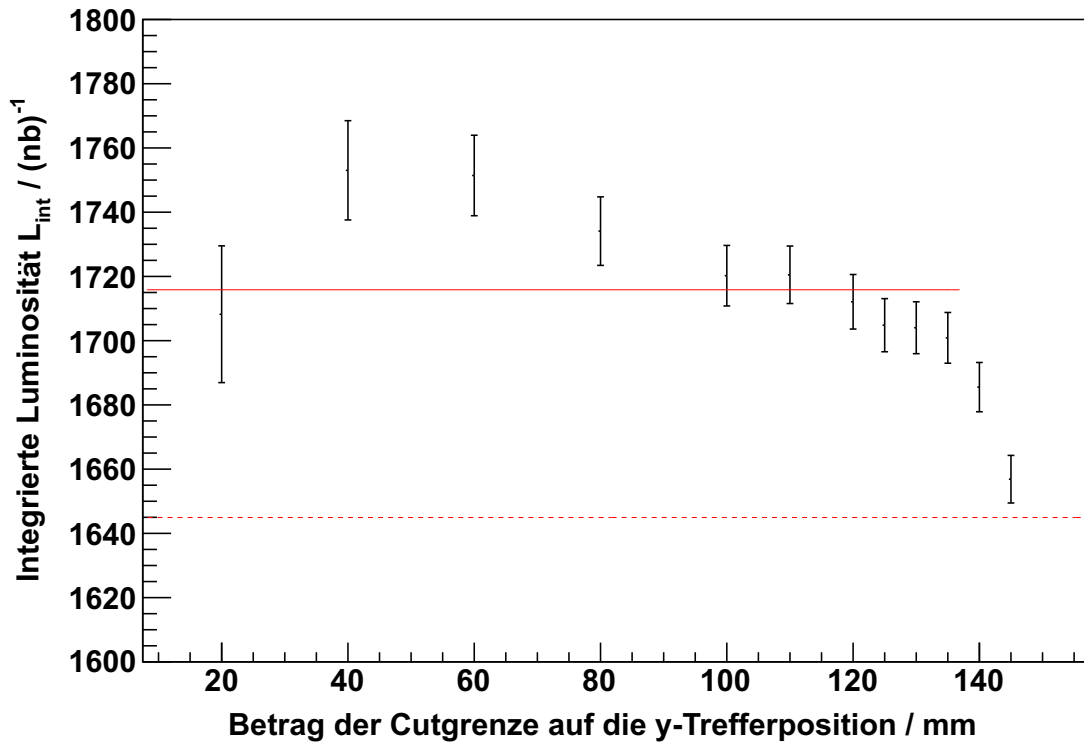


Abbildung 4.24: Luminosität aufgetragen gegen die Cutgrenze auf die y-Trefferposition der ersten Proportionalkammer aufgetragen. Die gestrichelte rote Linie kennzeichnet die berechnete Luminosität bei voller Ausleuchtung der Proportionalkammer in y-Richtung. Die durchgezogene rote Linie kennzeichnet ein Plateau, welches sich normalerweise einstellen sollte, falls ausschließlich in den Randbereichen Effekte auftreten, welche die Luminositätsbestimmung beeinflussen. Dafür wurde ein horizontaler Fit durchgeführt, der die kritischen Datenpunkte bei 40mm, 60mm, 140mm und 145mm nicht berücksichtigt.

Es ist zu erkennen, dass vor allem bei einer Cutgrenze von 40 mm und 60 mm ein deutlicher Anstieg der Luminosität zu verzeichnen ist. Falls ausschließlich Randeffekte die Luminositätsbestimmung beeinflussen, würde man erwarten, dass sich ein Plateau einstellt, welches durch die rot durchgezogene Linie gekennzeichnet ist. Dabei wurde ein horizontaler Fit durchgeführt, der die kritischen Datenpunkte nicht berücksichtigt. Da sich jedoch keinesfalls ein Plateau einstellt, sondern weitere Effekte die Luminosität beeinflussen, muss nun geklärt werden, ob dieses Phänomen bei jedem Strahlimpuls zu erkennen ist bzw. einen systematischen

4 BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄTEN

Ursprung hat. Dafür werden strichprobenartig drei Flattops betrachtet (Flattop 0, 4 und 7 des ersten Superzyklus), die einen möglichst großen Strahlimpulsbereich abdecken. Anschließend wird für jede mögliche Kombination der Flattops Quotienten gebildet, die sich aus den einzelnen Werten der Luminositäten der jeweiligen Cutgrenzen ergeben (siehe Abb. 4.25). Es ist zu erkennen, dass der Quotient innerhalb der Unsicherheiten konsistent mit 1 ist. Dementsprechend kann man in diesem Fall von einem systematischen Effekt sprechen. Infolgedessen lässt sich mit Hilfe der Abb. 4.24 die Unsicherheit bestimmen. Dabei ist ersichtlich, dass die Luminosität bei einer Cutgrenze von 40 mm etwa 2% von der nominalen Luminosität bei einer Cutgrenze von 120 mm abweicht. Dieses Bild spiegelt sich für jeden Flattop wider, sodass eine weitere systematische Unsicherheit von 2% berücksichtigt werden muss.

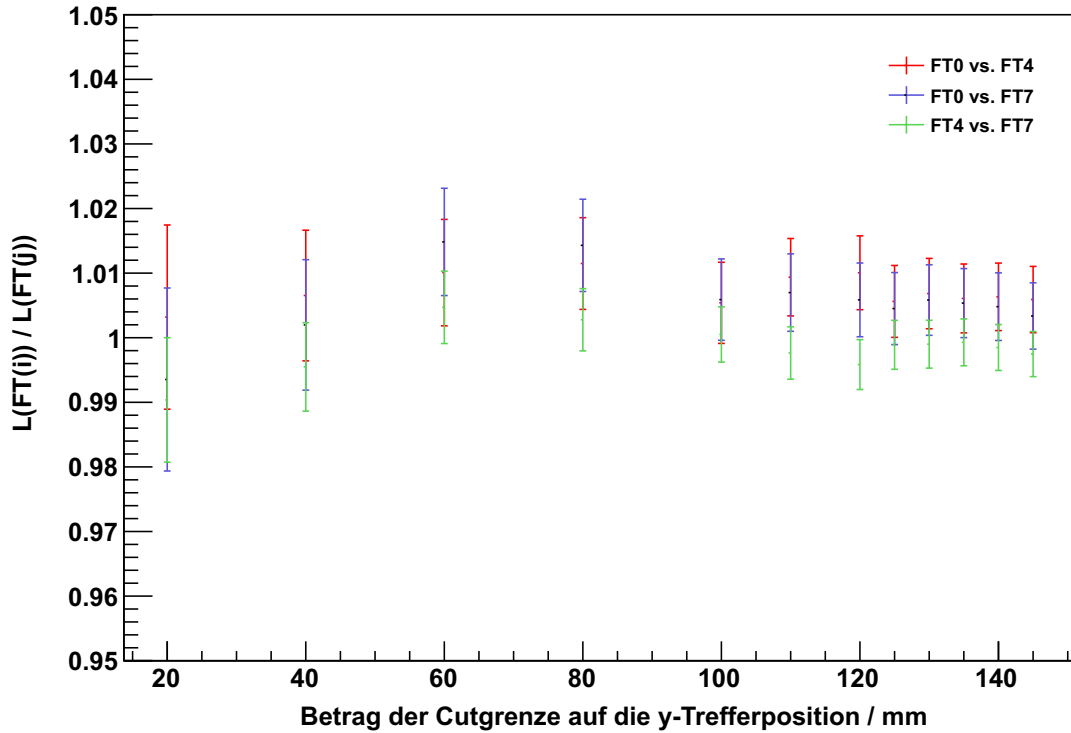


Abbildung 4.25: Quotient der Luminositäten für verschiedene Cutgrenzen auf die y-Trefferposition der ersten Proportionalkammer. Dabei wurden Quotienten für drei verschiedene Flattops (Flattop 0, 4 und 7 des ersten Superzyklus), die einen möglichst großen Strahlimpulsbereich abdecken, berechnet.

Demzufolge lassen sich die unkorrelierten Unsicherheiten quadratisch aufaddieren, sodass sich eine gesamte systematische Unsicherheit der integrierten Luminositäten von 6% ergibt:

$$\Delta_{sys} L_{int} = \sqrt{3\%^2 + 2\%^2 + 4\%^2 + 2\%^2} \approx 6\%. \quad (4.14)$$

4.10 Relative Normierung mit $d + p \rightarrow p_{sp} + X$

In diesem Kapitel soll mit Hilfe einer relativen Normierung die Systematik zwischen den Ergebnissen der einzelnen Flattops untersucht werden. Als Normierungsreaktionen wurden hier Reaktionen der Form $d + p \rightarrow p_{sp} + X$ untersucht, das heißt, alle Reaktionen bei denen ein Spectatorproton p_{spec} beteiligt ist. Die relative Normierung erfolgt mit Hilfe der Anzahl der Spectatorprotonen des jeweiligen Flattops.

Für die Identifikation der beteiligten Spectatorprotonen wird bei dieser Analyse in das Ruhesystem des Deuterons transformiert. Folglich entspricht der rekonstruierte Impuls der Protonen im Fd-System dem Fermiimpuls innerhalb des Deuterons, welches bei einem Nukleon-Nukleon-System durch das Paris-Potential [Lac81] beschrieben wird (vgl. Abb. 2.4). In Abb. 4.26 ist das entsprechende Impulsspektrum der Protonen für einen Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$ dargestellt.

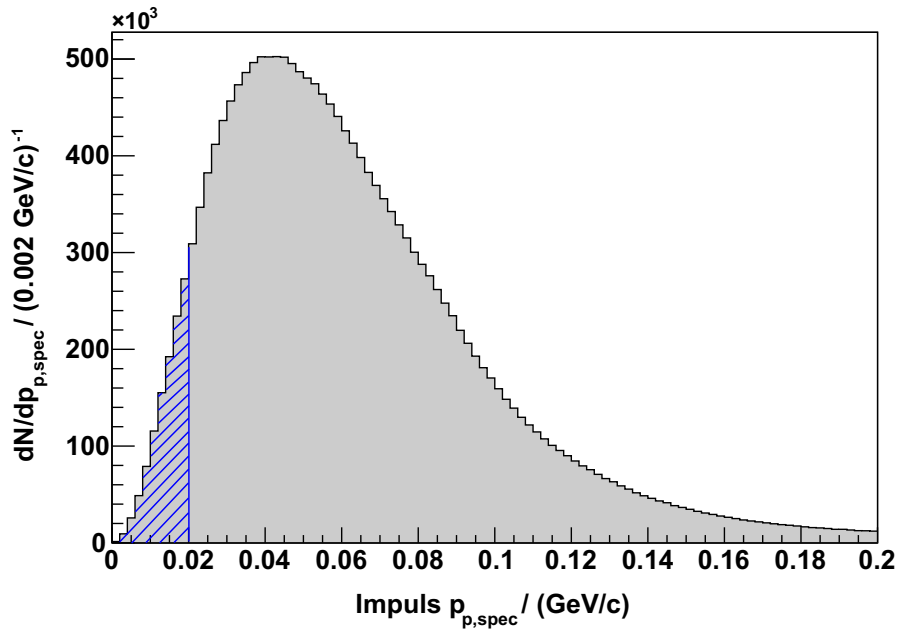


Abbildung 4.26: Impulsverteilung der Protonen im Ruhesystem des Deuterons für Daten bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Der blau schraffierter Bereich kennzeichnet den für die Bestimmung der Spectatoranzahl verwendeten Impulsbereich.

Berechnungen zufolge können Teilchen mit einem rekonstruierten Impuls kleiner als $120 \text{ MeV}/c$ als Spectatorprotonen identifiziert werden. Dementsprechend lässt sich mit Hilfe des Integrals über die Verteilung die Anzahl der Spectatorprotonen bestimmen. Um sicherzugehen, dass es sich ausschließlich um Spectatorprotonen handelt, werden bei der Bestimmung der Protonenanzahl nur Teilchen erlaubt, welche einen Impuls $\leq 20 \text{ MeV}/c$ (blau schraffierter

4 BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄTEN

Bereich) besitzen. In Abb. 4.27 ist exemplarisch die Anzahl der Spectatorprotonen der Flattops des ersten Superzyklus (links) bzw. nach einer Normierung auf den Flattop 0 (rechts) dargestellt.

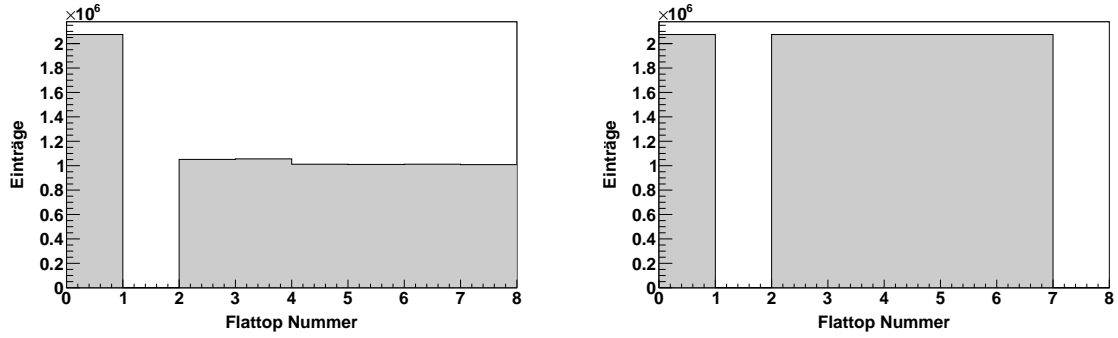


Abbildung 4.27: Anzahl der Spectatorprotonen pro Flattop des ersten Superzyklus (links). Anzahl der Spectatorprotonen nach Normierung auf den Flattop 0 des ersten Superzyklus (rechts).

Superzyklus	Flattop	Normierungsfaktor	Anzahl der Spectator Protonen p_{spec}
1	0	1,09	2074467
	2	2,15	1051342
	3	2,14	1055729
	4	2,24	1011945
	5	2,24	1010222
	6	2,24	1012149
	7	2,24	1008617
2	0	1,00	2262669
	2	2,14	1056774
	3	2,10	1077441
	4	2,09	1083485
	5	2,03	1114005
	6	2,05	1105839
	7	1,95	1159185
3	0	2,74	825262
	2	2,80	809025
	4	2,76	820088
	5	2,76	818279
	7	2,75	823838

Tabelle 4.7: Normierungsfaktoren mit unnormierter Anzahl der Spectatorprotonen p_{spec} für jeden Strahlimpuls p_d .

In Tab. 4.7 sind die Spectatoranzahlen und Normierungsfaktoren aller Flattops aufgetragen. Als Referenzflattop wurde der Flattop 0 des zweiten Superzyklus gewählt. Anschließend lassen sich mit diesen Faktoren die zuvor berechneten integrierten Luminositäten für jeden Flattop aufeinander normieren (siehe Abb. 4.28). Es ist zu erkennen, dass diese Verteilung durch eine Horizontale beschrieben werden kann (reduziertes $\chi^2 = 2$), sodass man von einem guten Verständnis der Systematik zwischen den Flattops untereinander sprechen kann. Lediglich die Messwerte im mittleren Bereich weisen nach der Normierung eine leicht erhöhte Luminosität auf. Diese Messwerte stammen jedoch aus verschiedenen Superzyklen. Demzufolge lässt sich diese Erhöhung als Schwankung statistischer Natur interpretieren.

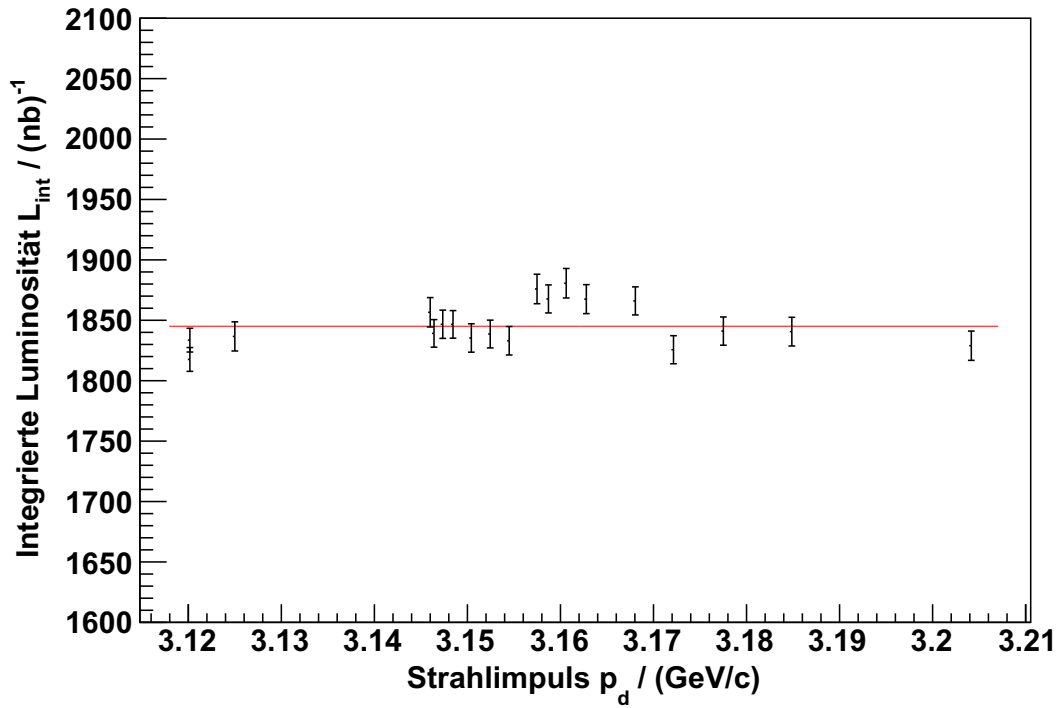


Abbildung 4.28: Luminositätsverteilung aller Flattops nach der Normierung auf den Flattop 0 des zweiten Superzyklus.

5 Vorläufige Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung

In diesem Kapitel werden in einem Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,26 \text{ (GeV}/c)^2$ vorläufige Wirkungsquerschnitte für die elastische dp -Streuung bestimmt. Im Gegensatz zu niedrigeren Impulsüberträgen sind in diesem Bereich einerseits weniger Datenpunkte vorhanden und andererseits sind diese mit höheren statistischen Unsicherheiten versehen. Dementsprechend lässt sich mit den in dieser Arbeit gewonnenen Daten die vorhandene Datenbasis sowohl qualitativ als auch quantitativ verbessern.

Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgt mit den akzeptanzkorrigierten Ereignissen der elastischen dp -Streuung. Diese werden für das erste Impulsübertragsbin von $0,08 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$ auf das Integral der Referenzwirkungsquerschnitte in diesem Bereich normiert. Dabei werden die Referenzdaten wie zuvor mit Gl. 4.11 parametrisiert. Es ist zu beachten, dass der Fit an die Referenzdaten nur in einem Bereich erfolgt, der zwar das erste Impulsübertragsbin beinhaltet, jedoch nicht durch weitere Daten, die innerhalb der ANKE-Akzeptanz liegen, beeinflusst wird. Dementsprechend wird der Fit in einem Bereich von $0,05 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$ durchgeführt. Die dazugehörigen Fitparameter sind aus Tab. 5.1 zu entnehmen.

Parameter	Wert	Unsicherheit	Einheit
a	12,9	0,1	
b	-40,0	2,3	$(\text{GeV}/c)^{-2}$
c	118,4	16,2	$(\text{GeV}/c)^{-4}$

Tabelle 5.1: Fitparameter und deren Unsicherheiten für den Fit an die Referenzwirkungsquerschnitte in dem Impulsübertragsbereich von $0,05 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$.

Das Integral über das erste Bin ergibt einen differentiellen Wirkungsquerschnitt von:

$$I = \int_{0,08}^{0,09} e^{a+b \cdot t+c \cdot t^2} dt = 30825 \text{ (}\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2) \pm 0,7\%. \quad (5.1)$$

Folglich lassen sich für jeden Flattop die akzeptanzkorrigierten Ereignisse des ersten Bins auf diesen Wert I normieren. Der somit bestimmte Normierungsfaktor wird anschließend auf alle weiteren Bins angewendet, sodass man eine Verteilung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erhält, die sich über den insgesamt betrachteten Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,26 \text{ (GeV/c)}^2$ erstreckt. In Abb. 5.1 ist die dazugehörige Verteilung für den Flattop 0 des ersten Superzyklus bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$ dargestellt. Wie zu erkennen ist, folgen die Ergebnisse dem zu erwartenden exponentiellen Abfall. Die Balken in x-Richtung spiegeln das betrachtete Intervall wider, wohingegen die Balken in y-Richtung die statistischen Unsicherheiten darstellen.

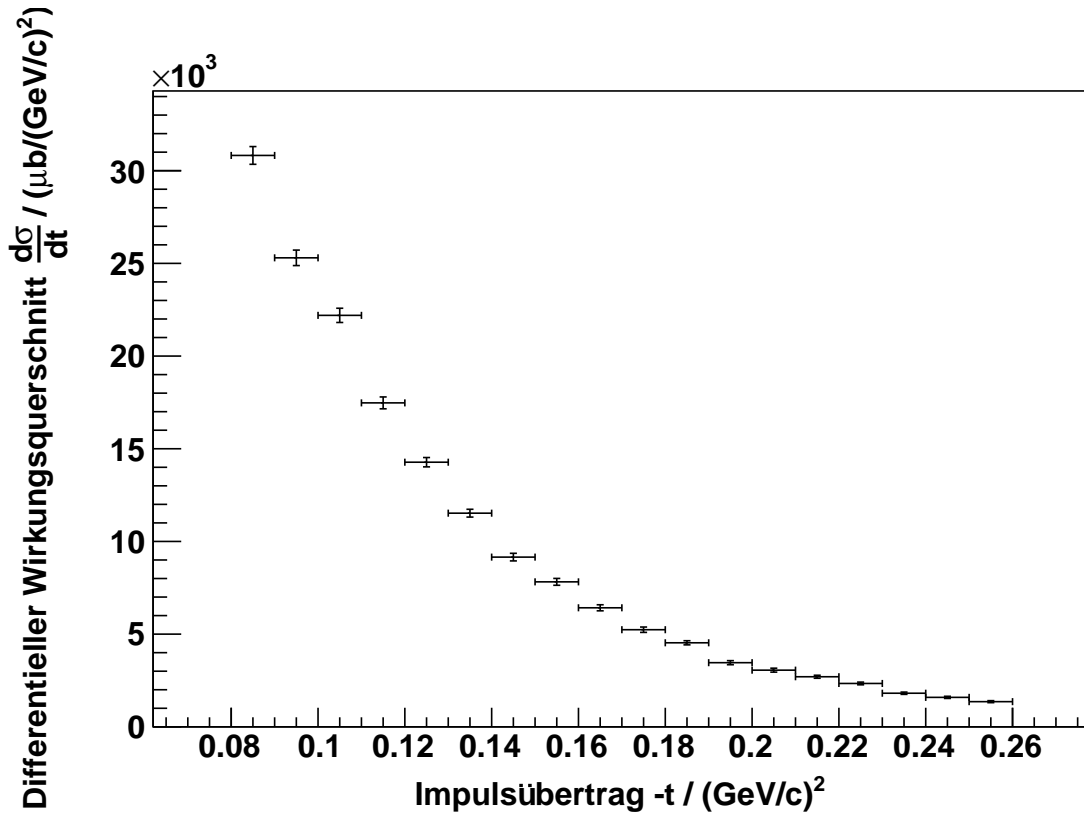


Abbildung 5.1: Berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$. Die Balken in x-Richtung entsprechen der Breite der betrachteten Intervalle und die Balken in y-Richtung geben die statistischen Unsicherheiten der Messwerte an.

Mit Hilfe dieser Methode lässt sich für jeden Strahlimpuls eine solche Verteilung berechnen. Da jedoch im Kapitel zuvor gezeigt werden konnte, dass die Systematik zwischen den einzelnen Flattops verstanden ist, lässt sich für jedes Impulsübertragsbin ein Bestwert des differentiellen Wirkungsquerschnittes bestimmen. Das dies legitim ist, wird noch einmal in Abb. 5.2

veranschaulicht. Dafür wurden für alle 19 Flattops die differentiellen Wirkungsquerschnitte des Impulsübertragsbins von $0,09 - 0,10 \text{ (GeV}/c)^2$ aufgetragen. Die Bestimmung eines Bestwertes entspricht im Prinzip der Berechnung eines mit den Unsicherheiten gewichteten Mittelwertes, der wiederum als ein horizontaler Fit angesehen werden kann. Nun ist zu überprüfen, ob ein solcher horizontaler Fit, wie zuvor bei der Bestimmung der Luminosität, durchgeführt werden darf. Die Verteilung in Abb. 5.2 zeigt deutlich ein konstantes Verhalten, welches durch das reduzierte Chi-Quadrat des Fits (rote Linie) von $\chi^2 = 1,66$ bestätigt wird.

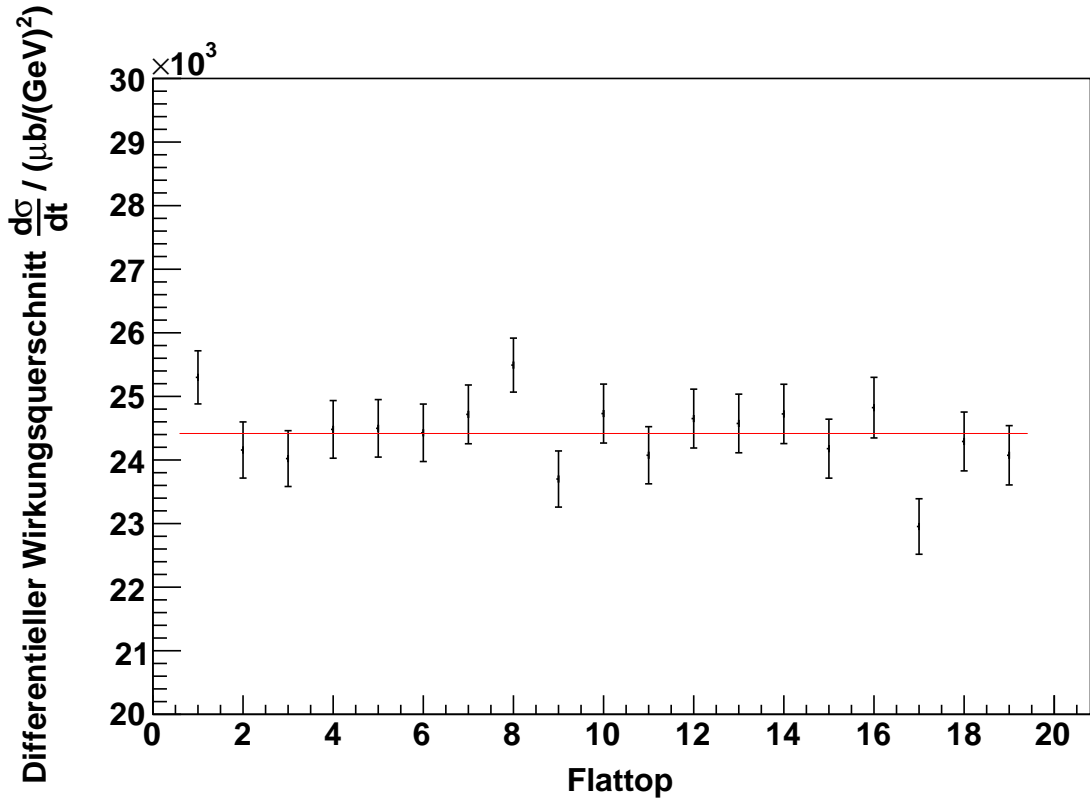


Abbildung 5.2: Berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für den Impulsübertragsbereich von $0,09 - 0,10 \text{ (GeV}/c)^2$ für alle 19 Flattops (willkürliche Nummerierung) der Strahlzeit. Die rote Linie kennzeichnet einen horizontalen Fit an die Messwerte, sodass dessen Wert dementsprechend den berechneten optimalen differentiellen Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Impulsübertragbereiches widerspiegelt.

Infolgedessen lässt sich für jedes Impulsübertragsbin ein Bestwert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen dp -Streuung angeben. Diese Werte sind in Abb. 5.3 zusammen mit den Referenzdaten aufgetragen. Die schwarzen horizontalen Balken stellen wieder den betrachteten Impulsübertragbereich dar, wohingegen die vertikalen roten Balken die statistischen Unsicherheiten kennzeichnen, die mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfort-

pflanzung berechnet wurden. Es ist klar zu erkennen, dass zwischen den berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten ein glatter Verlauf vorhanden ist, sodass ebenfalls aus dieser Abbildung ersichtlich ist, dass die Systematik zum einen zwischen den Flattops und zum anderen zwischen den Impulsübertragsbins gut verstanden ist.

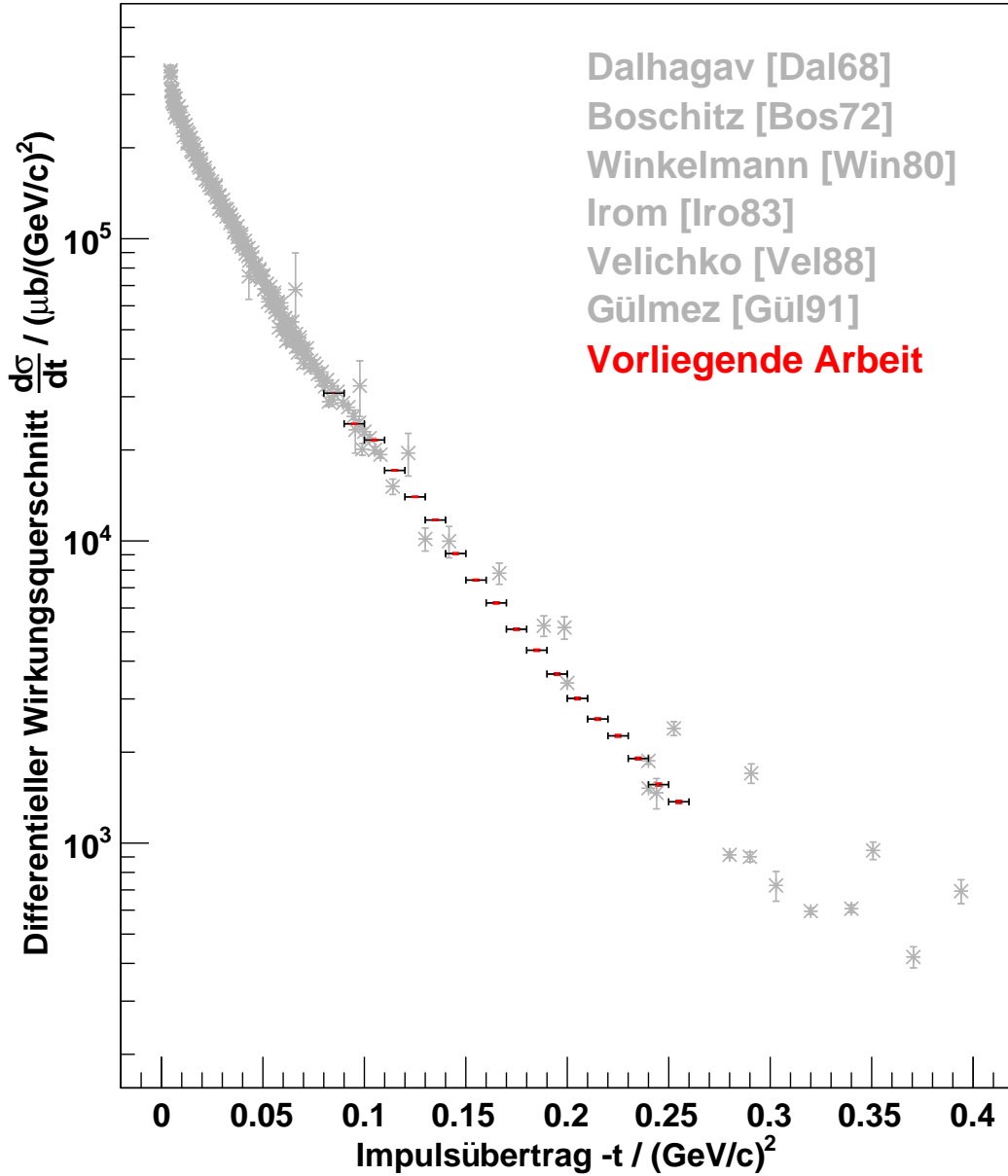


Abbildung 5.3: Vorläufige differentielle Wirkungsquerschnitte über den gesamten Impulsübertragsbereich. Bestimmt wurde der gewichtete Mittelwert des Wirkungsquerschnitts über alle Strahlimpulse p_d . Der schwarze Balken in x-Richtung kennzeichnet den betrachteten Impulsübertragsbereich und der rote Balken in y-Richtung die statistische Unsicherheit.

Die dazugehörigen berechneten Werte der vorläufigen differentiellen Wirkungsquerschnitte und deren statistische Unsicherheiten sind aus Tab. 5.2 zu entnehmen.

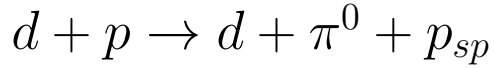
Impulsübertragsintervall in $(\text{GeV}/c)^2$	Differentielle Wirkungsquerschnitte in $(\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2)$	Stat. Unsicherheit in $(\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2)$
0,09 – 0,10	24414	104
0,10 – 0,11	21571	96
0,11 – 0,12	17117	83
0,12 – 0,13	13991	63
0,13 – 0,14	11730	55
0,14 – 0,15	9082	56
0,15 – 0,16	7417	49
0,16 – 0,17	6236	45
0,17 – 0,18	5105	41
0,18 – 0,19	4348	33
0,19 – 0,20	3627	33
0,20 – 0,21	3012	31
0,21 – 0,22	2573	22
0,22 – 0,23	2265	21
0,23 – 0,24	1905	19
0,24 – 0,25	1562	17
0,25 – 0,26	1370	16

Tabelle 5.2: Vorläufige differentielle Wirkungsquerschnitte und deren statistischen Unsicherheiten für das jeweilige Impulsübertragsbin.

Da bei dieser Berechnung die akzeptanzkorrigierten Ereignisse auf das Integral des Wirkungsquerschnittes des ersten Impulsübertragbins normiert wurde, spielt ausschließlich die systematische Unsicherheit für den Fit an die Referenzdaten (0,7%) und die der Referenzdaten (2,5%) eine Rolle. Somit ergibt sich folgende systematische Unsicherheit für die bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung:

$$\Delta \frac{d\sigma}{dt} = \sqrt{0,7\%^2 + 2,5\%^2} \approx 2,6\%. \quad (5.2)$$

6 Alternative Normierungsreaktion



Eine Überprüfung der in Kap. 4 bestimmten Luminositäten kann mit einer weiteren Normierungsreaktion erfolgen, deren Analyse in diesem Kapitel vorbereitet wird. Als alternative Normierungsreaktion dient dabei $d + p \rightarrow d + \pi^0 + p_{sp}$. Da es sich hierbei um eine Spectatorreaktion handelt, lässt sich diese auch als die quasi-freie $n + p \rightarrow d + \pi^0$ Reaktion interpretieren.

Die für die Luminositätsbestimmung notwendigen Referenzwirkungsquerschnitte der Reaktion $p + p \rightarrow d + \pi^+$ können der „SAID data base“ [Arn93, SAID] entnommen werden (siehe Abb. 6.1).

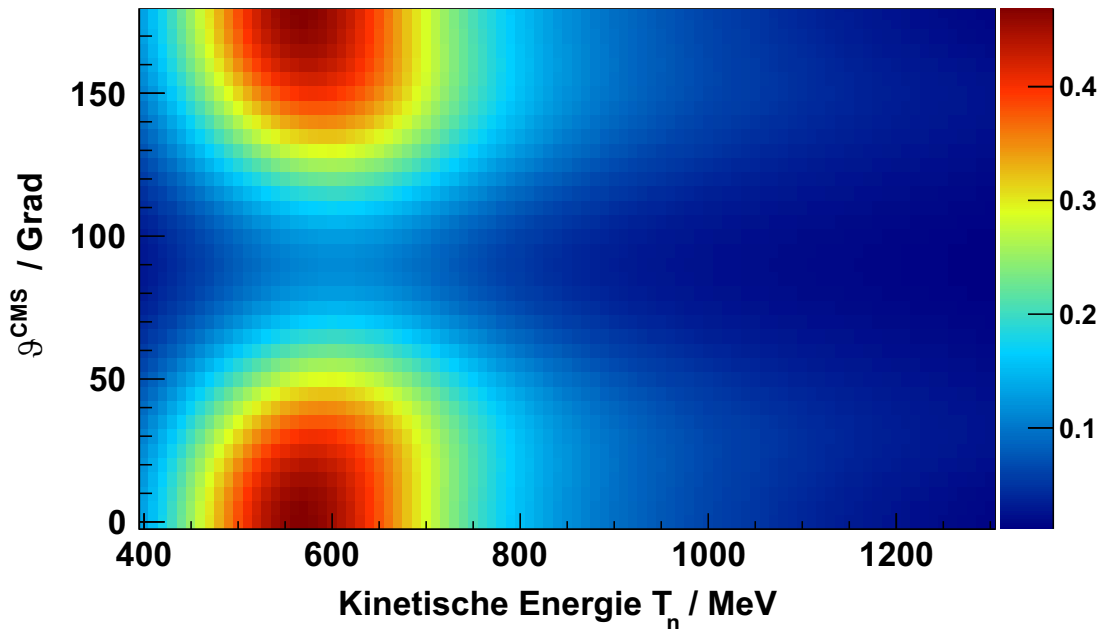


Abbildung 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + p \rightarrow d + \pi^+$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ^{CMS} und der kinetischen Energie des an der Reaktion beteiligten Neutrons T_n . Die Farbskala gibt dabei den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Einheit mb/sr an.

Diese sind in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ^{CMS} (CMS des np -Systems) und der kinetischen Energie T_n des bei der Reaktion beteiligten Neutrons dargestellt. Die Farbskala spiegelt den Wirkungsquerschnitt für die jeweiligen Parameter wider und besitzt die Einheit mb/sr . Bei der finalen Analyse ist jedoch zu beachten, dass diese Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu denen der zu untersuchenden Reaktion $n + p \rightarrow d + \pi^0$ aufgrund des Isospins um einen Faktor zwei höher sind, sodass die simulierten Ereignisse mit diesem Faktor gewichtet werden müssen. Die kinetische Energie T_n des an der Reaktion beteiligten Neutrons erstreckt sich, aufgrund der verwendeten Strahlenergien, von 560 MeV bis 590 MeV. Für eine Einordnung, ob sich die vorhandenen Daten in einem Bereich hoher Wirkungsquerschnitte befinden, muss die CMS Streuwinkelverteilung der im Fd-System akzeptierten Deuteronen bestimmt werden. In Abb. 6.2 ist diese für Phasenraumsimulationen dargestellt.

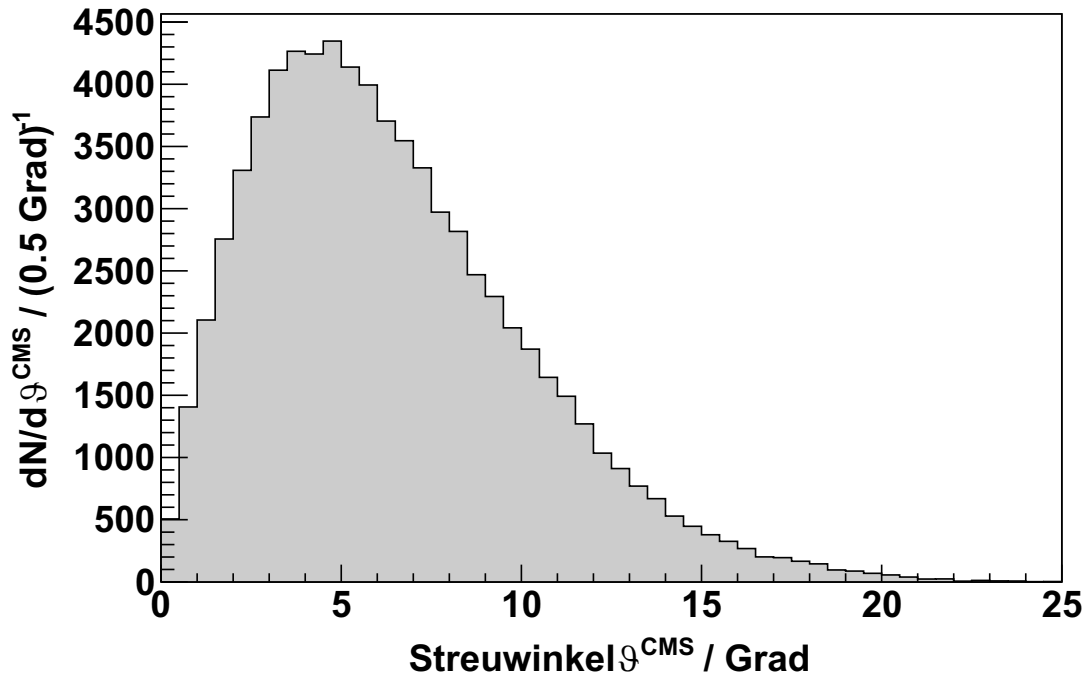


Abbildung 6.2: Streuwinkelverteilung im CMS des np -Systems für Phasenraumsimulationen der im Fd-System registrierten Deuteronen bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$.

Es ist zu erkennen, dass sich die Verteilung von etwa 0° bis 20° erstreckt mit einem klaren Maximum bei ca. 5° . Folglich ist aus Abb. 6.1 zu entnehmen, dass man sich genau in einem Bereich befindet, der einen besonders hohen differentiellen Wirkungsquerschnitt aufweist, was einen Vorteil in Hinblick auf die Identifikation der Reaktion darstellt. Diese erfolgt mit Hilfe einer Flugzeitanalyse (kurz: ToF), sodass die aus der Reaktion stammenden dp -Paare im

Fd-System registriert werden können und dementsprechend die gewünschte Reaktion von weiteren Reaktionen isoliert werden kann. Das Prinzip dabei ist, dass aufgrund der ähnlichen Impulse aber unterschiedlichen Massen, die Geschwindigkeiten der Deuteronen sich von denen der Protonen unterscheiden. Trägt man infolgedessen die gemessene Flugzeitdifferenz ΔT_m zwischen zwei geladenen Teilchen, die im Fd-System registriert werden und aus demselben Ereignis stammen, gegen die berechnete Flugzeitdifferenz ΔT_c (berechnet aus Impulsen und dem Abstand der Szintillatorlagen) auf, erwartet man eine Ursprungsgerade mit der Steigung eins (siehe Abb. 6.3).

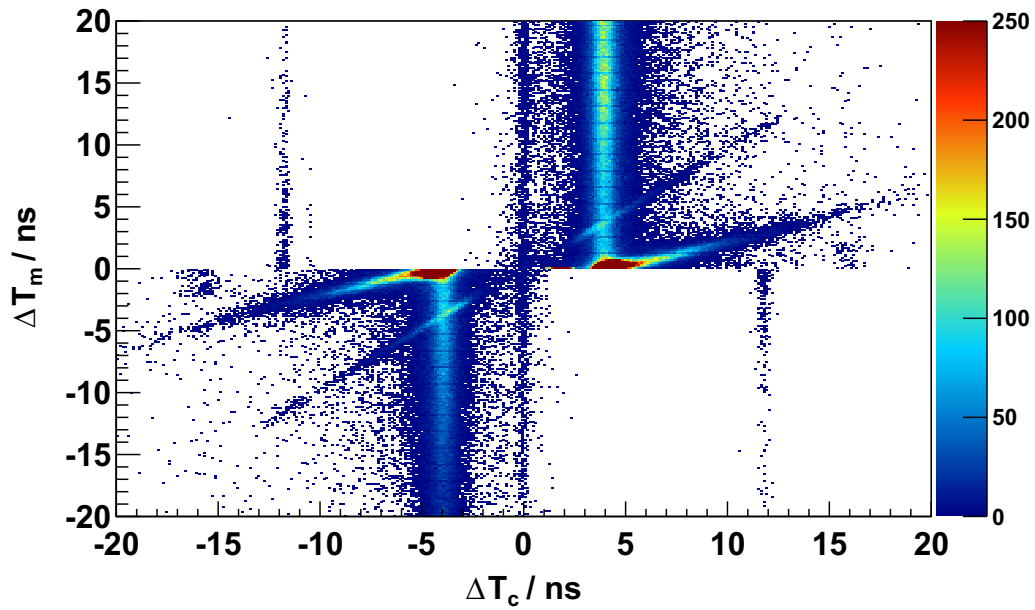


Abbildung 6.3: Aufgetragen ist die gemessene Flugzeitdifferenz ΔT_m gegen die berechnete ΔT_c für Teilchenpaare die im Fd-System registriert werden bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Bei der Berechnung wurde angenommen, dass das schnellere der beiden Teilchen einem Proton entspricht. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.

Die Informationen der Flugzeiten erhält man über die Szintillatorlagen des Fd-Systems. Da die ersten beiden Lagen sehr nah hintereinander installiert sind, wird für das Startsignal ein aus den Signalen beider Szintillatorlagen gemittelter Wert verwendet, dessen örtlicher Ursprung genau in der Mitte dieser definiert wird. Das Signal der „Side-Wall“ wird dabei als Stoppsignal verwendet, sodass dementsprechend eine Flugzeit für eine konstante Entfernung bestimmt werden kann.

Für die Isolation der dp -Paare werden ausschließlich Teilchenpaare erlaubt, welche maximal um $\Delta T_m = \pm 2$ ns von der Ursprungsgerade mit der Steigung eins abweichen, sodass ein großer Teil des Untergrunds, welcher aus dem Deuteronaufbruch stammt, verringert werden kann. Das dazugehörige Missing Mass-Spektrum ist in Abb. 6.4 dargestellt.

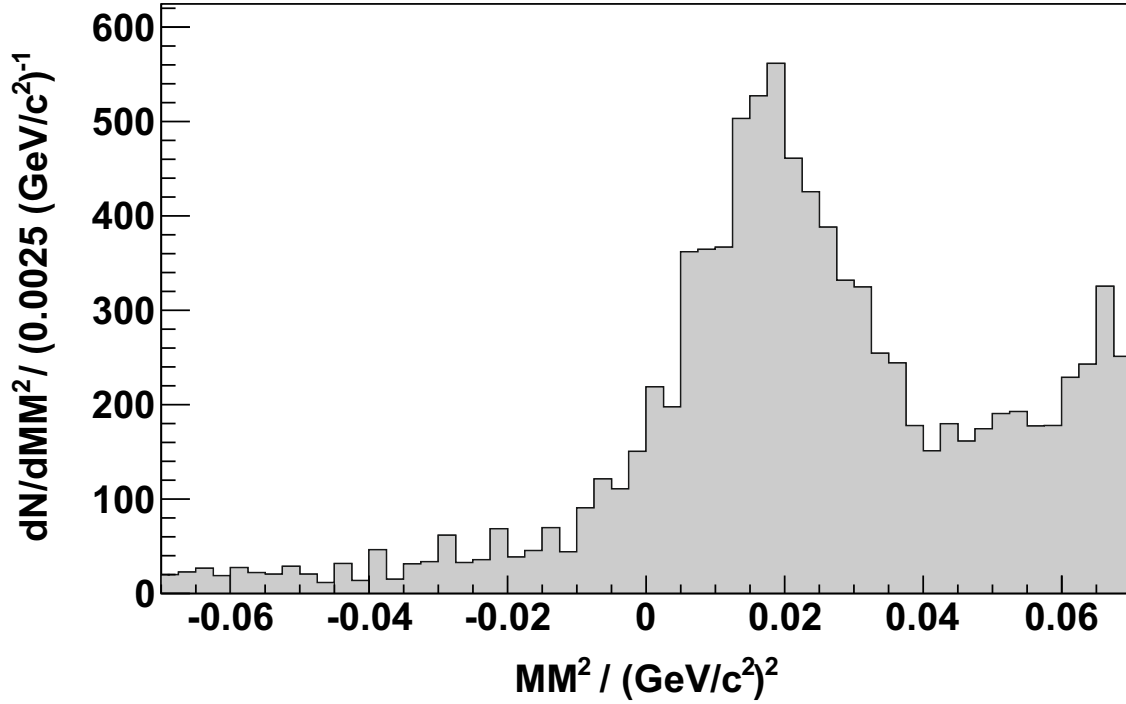


Abbildung 6.4: Missing Mass-Spektrum der im Fd-System registrierten dp -Paare bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17$ MeV/c.

Wie zu erwarten ist ein deutliches Signal bei dem Quadrat der π^0 -Masse ($\pi^0 = 135$ MeV/c) zu erkennen. Des Weiteren ist zu höheren Massen eine ansteigende Flanke zu erkennen, die einen noch immer vorhandenen Untergrund widerspiegelt.

Zur Beschreibung des Untergrunds werden ausschließlich Teilchenpaare betrachtet, die zum einen eine berechnete Flugzeitdifferenz von $|T_c| < 2$ ns und zum anderen eine gemessene Flugzeitdifferenz von $|T_m| > 15$ ns aufweisen. In diesem Bereich werden, wie aus Abb. 6.3 zu entnehmen, keine Ereignisse der zu untersuchenden Reaktion erwartet, sodass sich dieser Bereich besonders für die Untergrundbeschreibung eignet. Infolgedessen lässt sich der Verlauf der Missing Mass-Verteilung des Untergrunds, wie in Abb. 6.5 zu sehen, beschreiben. Es ist zu erkennen, dass die Anzahl der Einträge zu höheren Massen zunimmt und dessen Verlauf einer Parabelform ähnelt.

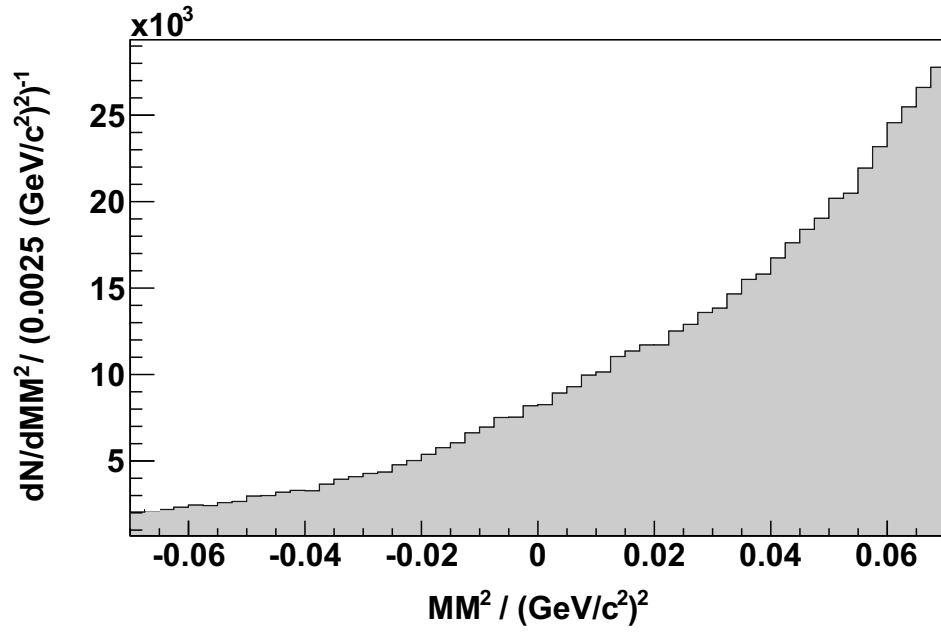


Abbildung 6.5: Missing Mass-Spektrum für Teilchenpaare die eine berechnete Flugzeitdifferenz von $|T_c| < 2 \text{ ns}$ und eine gemessene Zeitdifferenz von $|T_m| > 15 \text{ ns}$ aufweisen.

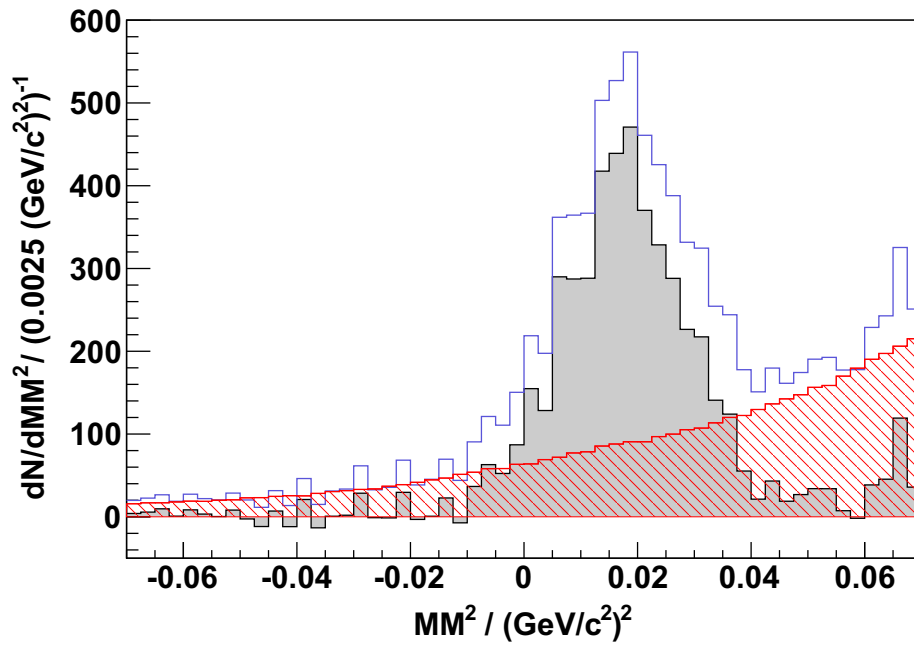


Abbildung 6.6: Missing Mass-Spektrum der dp -Paare vor (blaues ungefülltes Histogramm) und nach der Untergrundbereinigung (grau gefülltes Histogramm) bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Das rot schraffierte Histogramm stellt dabei den Untergrund dar.

Subtrahiert man anschließend den Untergrund von der Missing Mass-Verteilung der identifizierten dp -Paare, so erhält man ein untergrundbereinigtes Missing Mass-Spektrum, welches der Reaktion $d+p \rightarrow d+\pi^0+p_{spec}$ zugordnet werden kann und in Abb. 6.6 dargestellt ist. Dabei stellt das blaue Histogramm das Missing Mass-Spektrum der Reaktion mit Untergrund, das rot schraffierte Histogramm das Spektrum des Untergrunds und das grau gefüllte Histogramm das untergrundbereinigte Spektrum dar. Es ist zu erkennen, dass der bestimmte Untergrund noch nicht exakt zu dem erwarteten Verlauf passt, sodass das Signal bei der Masse des π^0 zwar separiert werden kann, jedoch weitere Untersuchungen folgen müssen. Anschließend lässt sich an das Signal eine Gaußverteilung fitten, dessen Integral dem Peakinhalt und somit der Anzahl der Ereignisse der zu untersuchenden Reaktion entspricht.

Zusätzliche Analyseschritte (siehe [Mch13]), wie zum Beispiel die Untersuchung von Winkelabhängigkeiten, sind jedoch für eine präzise Überprüfung der in dieser Arbeit berechneten Luminositäten und für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der elastischen dp -Streuung mit Hilfe einer unabhängigen Reaktion notwendig. Eine entgeltliche Analyse wird im Anschluss an diese Arbeit durchgeführt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte eine präzise Luminositätsbestimmung mit Hilfe der elastischen dp -Streuung $d + p \rightarrow d + p$ bei 19 verschiedenen Strahlimpulsen (Flattops) erarbeitet werden. Insbesondere die systematische Unsicherheit konnte aufgrund einer verbesserten Impuls- und Winkelauflösung im Vergleich zu vorherigen Untersuchungen von 15% auf 6% gesenkt werden. Eine relative Normierung der Messergebnisse mit den Spectatorprotonen aus Reaktionen des Typs $d+p \rightarrow p_{sp}+X$ hat gezeigt, dass zudem die Systematik der Messergebnisse untereinander verstanden ist.

Die Betrachtung der Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrags hat Diskrepanzen einzelner Datensätze offenbart. Es konnte gezeigt werden, dass die mit einem abweichenden Datensatz (größere Wirkungsquerschnitte) bestimmten Luminositäten nicht mit dem erwarteten konstanten Verlauf in Abhängigkeit des Impulsübertrags übereinstimmt. Dementsprechend wurde dieser Datensatz für die Berechnungen der endgültigen Luminositäten nicht mitberücksichtigt.

Des Weiteren wurden vorläufige differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische dp -Streuung bestimmt, sodass die vorhandene Datenbasis erweitert werden konnte. Dabei handelt es sich um einen Impulsübertragsbereich, der wenige Referenzwirkungsquerschnitte bereitstellt. Darüber hinaus nehmen in diesem Bereich die relativen Unterschiede zwischen den Referenzdaten in Bezug auf deren absolute Höhe zu, sodass die vorhandene Datenbasis sowohl qualitativ als auch quantitativ verbessert werden konnte. Besonders die geringen statistischen ($\approx 1\%$) und systematischen ($\approx 2,6\%$) Unsicherheiten der berechneten Wirkungsquerschnitte waren in diesem Bereich bisher unerreicht. Zudem kann anhand des Verlaufs der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsübertrags die Systematik zwischen den einzelnen Flattops und Impulsübertragsintervallen als verstanden angenommen werden, sodass aufgrund der großen Datenmenge (19 Flattops) Bestwerte für die einzelnen Intervalle bestimmt werden konnten.

7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Eine der Hauptreaktionen, der in dieser Arbeit analysierten Strahlzeit, ist die Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$, die im Rahmen einer Doktorarbeit [Mie14A] neue Erkenntnisse zur Zwei-Pionen-Produktion liefert. Dabei wurden unter anderem in einer ersten Veröffentlichung [Mie14B] mit Hilfe der in dieser Arbeit berechneten integrierten Luminositäten differentielle bzw. doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt.

Zusätzlich wurde zur Überprüfung der Messergebnisse die Analyse einer alternativen Normierungsreaktion $d + p \rightarrow d + \pi^0 + p_{sp}$ vorbereitet. Die geometrische Akzeptanz des ANKE-Vorwärtsdetektorsystems und die Strahlenergien der analysierten Strahlzeit liegen in einem Bereich, welcher einen hohen Wirkungsquerschnitt der verwendeten Reaktion gewährleistet, sodass ein sehr gutes Signal zu Untergrund Verhältnis vorliegt. Infolgedessen lässt sich mit einer Missing Mass-Analyse das Signal klar vom Untergrund isolieren und somit eine genaue Ereignisanzahl, welche für die Luminositätsbestimmung elementar ist, extrahieren. Eine endgültige Analyse dieser alternativen Normierungsreaktion wird im Anschluss an diese Arbeit durchgeführt, sodass Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung mit einer unabhängigen Reaktion bestimmt werden können.

Frühere Untersuchungen der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ haben einen unerwarteten Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Überschussenergie Q nahe der Produktionsschwelle gezeigt. Als eine mögliche Erklärung wird ein quasigebundener Zustand zwischen dem bei dp -Kollisionen entstandenen ${}^3\text{He}$ -Kern und η -Meson in Betracht gezogen. Mit den in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnissen können in naher Zukunft Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion bis zu einer Überschussenergie von 14,5 MeV bestimmt werden. Dementsprechend lässt sich sowohl der Verlauf als auch die absolute Höhe der vorhandenen Datenbasis in einer hervorragenden Qualität quantifizieren.

Literaturverzeichnis

- [Arn93] R. A. Arndt et al., *Analysis of the reaction $\pi^+d \rightarrow pp$ to 500 MeV*, Physical Review C 48, 1926, 1993.
- [BK94] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley and Sons, London, 1994.
- [Bos72] E. T. Boschitz, *Elastic Scattering of 600 MeV Protons from H, D, ^3He and ^4He* , Physical Review C 6, 457, 1972.
- [Dal68] V. Dalhagav et al., *Yadernaya Fizika* 8, 342, 1968.
- [Dom97] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for internal storage ring experiments*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386, 228-234, 1997.
- [Dym09] S. Dymov, *FD Momentum calibration for March08 beam time*, Interne Kommunikation der ANKE-Kollaboration, 2009.
- [Gos10] P. Goslawski, *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am ANKE-Experiment*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [Gos13] P. Goslawski, *High precision measurement of the η meson mass at COSY-ANKE*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2013.
- [Gos14] P. Goslawski, *Private Kommunikation*, 2014.
- [Gül91] E. Gülmez et al., *Absolut differential cross section measurements for proton-deuteron elastic scattering at 641.3 and 792.7 MeV*, Physical Review C 43, 2067, 1991.
- [Hej02] V. Hejini et al., *RootSorter: a new analysis framework for ANKE*, ANKE annual report, 2002.
- [Iro83] F. Irom et al., *Measurements of small angle elastic p-d scattering at 796 MeV using a recoil method*, Physical Review C 28, 2380, 1983.
- [Kag00] M. A. Kagarlis, *PLUTO++ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, GSI Report, 2000.

- [Kes06] I. Keshelashvili, *Kaon Pair Production in pp Collisions at the ANKE Spectrometer*, Doktorarbeit, Forschungszentrum Jülich, 2006.
- [Kho99] A. Khoukaz et al., *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*, The European Physical Journal D 5, 275-281, 1999.
- [Köh14] E. D. Köhler, *In Bearbeitung*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2014.
- [Lac81] M. Lacombe et al., *Parametrization of the deuteron wave function of the Paris N-N potential*, Physics Letters B 101, 139, 1981.
- [Mch13] D. Mchedlishvili, *Studies of the neutron-proton charge-exchange amplitudes at COSY using the ANKE spectrometer*, Doktorarbeit, Forschungszentrum Jülich, 2013.
- [Mer07A] T. Mersmann, *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Meson und ^3He -Kernen am Experimentaufbau ANKE*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Mer07B] T. Mersmann et al., *Precision study of the η - ^3He system using the $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ reaction*, Physical Review Letters 98, 242301, 2007.
- [Mie14A] M. Mielke, *In Bearbeitung*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2014.
- [Mie14B] M. Mielke et al., *Isospin effects in the exclusive $dp \rightarrow ^3\text{He}\pi^+\pi^-$ reaction*, eingereicht zur Publikation bei EPJA, arXiv:1404.2066, 2014.
- [Mus04] A. Mussgiller, *A New GEANT4 based Simulation Framework for ANKE*, ANKE annual report, 2004.
- [Pap14] M. Papenbrock, *In Bearbeitung*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2014.
- [Ber12] J. Beringer et al., *Particle Data Group*, Physical Review D 86, 010001, 2012.
- [Rau09A] T. Rausmann, *Untersuchung der Reaktion $dp \rightarrow ^3\text{He}\eta$ im Bereich zwischen 20 und 60 MeV Überschussenergie am Experimentaufbau ANKE*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Rau09B] T. Rausmann et al., *Precision study of the $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ reaction for excess energies between 20 and 60 MeV*, Physical Review C 80, 017001, 2009.
- [Bru97] R. Brun et al., *ROOT - An object oriented analysis framework*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 389, 81, 1997.
- [SAID] Center for Nuclear Studies, gwdac.phys.gwu.edu.

- [Vel88] G. N. Velichko et al., *Yadernaya Fizika* 47, 1185, 1988.
- [Wil07] C. Wilkin et al., *Is there an $\eta^3\text{He}$ quasi-bound state?*. *Physics Letters B* 654, 2007.
- [Win80] E. Winkelmann et al., *Proton-deuteron elastic scattering at 800 MeV*. *Physical Review C* 21, 2535, 1980.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Visualisierung des Bezugssystemwechsels von $LS \leftrightarrow CMS$ für ein „fixed target“-Experiment mit der Reaktion $A + B \rightarrow C + D$. Auf der linken Seite ist die Kollision zwischen einem bewegten Strahlteilchen und einem ruhenden Targetteilchen im LS dargestellt, sodass der Schwerpunkt des Systems in Bewegung ist. Nach der Lorentztransformation in das CMS (rechts) bewegen sich beide Teilchen auf den sich in Ruhe befindlichen Schwerpunkt zu. Bei einer Zweiteilchenreaktion besitzen die Reaktionsejektile betragsmäßig gleich große Impulskomponenten und werden unter einem Winkel von 180° zueinander gestreut. Des Weiteren sind im rechten Bild der Azimutalwinkel φ und der Streuwinkel ϑ eingezeichnet.	4
2.2	Schematische Darstellung der Impulsverteilung im CMS (links) und LS (rechts). Für die Konstruktion wurde die transversale p_\perp gegen die longitudinale p_\parallel Impulskomponente aufgetragen. Bei der Lorentztransformation (LT) vom CMS ins LS wird die zuvor um den Ursprung zentrierte, kreisförmige Impulsverteilung zu einer um a verschobenen Impulsellipse überführt.	7
2.3	Schematische Darstellung einer Spectatorreaktion, bei der ein Konstituent N eines Nukleon-Nukleon Systems A an einem anderen Teilchen B streut. Das an der Streuung unbeteiligte Nukleon N_{sp} wird als Beobachter der Reaktion angesehen.	9
2.4	Berechnete Impulsverteilung eines Nukleon-Nukleon System mit Hilfe des Paris-Potentials. Dargestellt ist der theoretisch angenommene Bereich in dem das Spectatormodell gültig ist.	9
2.5	Visualisierung des Wirkungsquerschnitts als effektive Streufläche σ . Dabei stellen die kleinen, blauen Kugeln die Strahlteilchen N_{Strahl} und A_{Strahl} die Querschnittsfläche des Beschleunigerstrahls dar.	10
2.6	Schematische Darstellung der Streuung in ein bestimmtes Winkelement $d\Omega$, das durch Polar- und Azimutalwinkelbereiche $d\vartheta$ bzw. $d\varphi$ aufgespannt wird. .	11

3.1	Aufsicht des Beschleunigerkomplexes COSY des Forschungszentrums Jülich. Gekennzeichnet sind die wichtigsten Komponenten, wie die Ionenquelle (polarisiert/unpolarisiert), der Vorbeschleuniger JULIC, die drei internen Experimentierplätze (ANKE, WASA, PAX), das externe Experiment TOF sowie das Polarimeter EDDA. Des Weiteren wurde im Jahr 2013 ein Elektronenkühler installiert, der es erlaubt, Elektronen auf eine maximale kinetische Energie von 2 MeV zu beschleunigen.	16
3.2	Schematische Darstellung des ANKE-Detektorsystems und dessen Hauptkomponenten: drei Dipolmagnete D1 – D3, internes Target, Detektorsysteme (Pd, Fd, Nd). Des Weiteren sind beispielhafte Spuren von negativ (blaue Linien) und positiv (rote Linien) geladenen Reaktionsejektilen dargestellt.	18
3.3	Darstellung des Vorwärtssystems mit seinen Hauptkomponenten. Der ankommende Beschleunigerstrahl wechselwirkt mit dem internen Target. Positiv geladene Reaktionsprodukte, die sehr schwer sind und einen hohen Impuls in Richtung der Strahlrohrachse aufweisen, werden durch den D2 Magneten in das Fd-System abgelenkt, wo sie anschließend auf eine Drift-, zwei Proportionalkammern (grün) und die sich anschließenden Szintillatorlagen (gelb) treffen. (erstellt von Paul Goslawski [Gos14])	19
3.4	Aufsicht auf das erste Modul der Driftkammer im Fd-System, bestehend aus drei Drahtebenen, deren vertikal angeordnete Anoden- bzw. Kathodendrähte als rote und blaue Punkte dargestellt sind.	20
3.5	Frontalansicht auf beide Module einer Proportionalkammer. Abgesehen von der Größe und der räumlichen Ausrichtung sind diese Module exakt baugleich. Sie bestehen jeweils aus zwei Drahtebenen (rote u. schwarze Linien) und einer zur Drahtebene um 18° gedrehten Kathodenstreifenebene (grau).	21
3.6	Schematische Darstellung der Anordnung der ersten beiden Szintillatorlagen aus der Ansicht von oben.	22
3.7	Querschnitt des an ANKE installierten Münster Cluster-Jet Targets.	24
3.8	Schematische Darstellung des Clusterbildungsprozess durch eine Lavalldüse. Anschließend wird der Clusterstrahl durch einen Skimmer vom Restgas getrennt, ehe als letzter Schritt die Form des Clusterstrahls durch einen Kollimator definiert wird (erstellt von E. D. Köhler [Köh14]).	25
3.9	Zeitlicher Verlauf der ersten beiden Superzyklen der März Strahlzeit 2008. . .	26
3.10	Vererbungsstruktur der in Münster entwickelten “Reconstruction”: Zunächst steht eine übergeordnete Klasse, das “BaseEvent”, zur Verfügung, deren Methoden an die Klassen des jeweiligen Detektorsystems vererbt werden. Diese enthalten wiederum Klassen, deren Methoden auf Simulationen bzw. echte Daten abgestimmt sind, ehe am Ende der Vererbungskette sich jeder Nutzer eigene “CustomEvents” definieren kann.	31

3.11	Illustration der Einbettung der in Münster entwickelten “Reconstruction” in die ANKE-Softwarepakete.	31
4.1	Abweichung der berechneten Missing Mass, mit den im Fd-System rekonstruierten Protonen aus dem Deuteronauflbruch bei einer Strahlenergie von $p_d = 3146 \text{ MeV}$, von der „Particle Data Group [Ber12]“-Masse des Neutrons. .	34
4.2	Verteilung des untergrundbereinigten Endzustandimpulses p_f der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ für Daten (rot) und Simulationen (schwarz) bei einer Überschussenergie von $Q = 7 \text{ MeV}$. Die schwarze durchgezogene, vertikale Linie kennzeichnet den aus kinematischen Bedingungen berechneten Endzustandimpuls [Gos13].	35
4.3	Phasenraumsimulationen der elastischen dp -Streuung. Aufgetragen ist jeweils der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls im LS (oben) und CMS (unten) sowie der berechnete Ellipsenradius (schwarze Linie), welcher durch Zweiteilchenkinematik eindeutig bestimmt ist. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.	36
4.4	Streuwinkelverteilung für Phasenraumsimulationen der im Fd-System registrierten Deuteronen im LS (links) und CMS (rechts).	37
4.5	Impulsübertragsverteilung der Deuteronen für Phasenraumsimulationen. . . .	37
4.6	Veranschaulichung der Akzeptanzverteilung in Abhängigkeit der Impulsüberträge für phasenraumverteilte Monte-Carlo-Simulationen. Dargestellt sind die genierten (grau) und akzeptierten (blau) Ereigniszahlen. Die Verteilung der akzeptierten Ereignisse wurde für eine bessere Visualisierung mit einem Faktor 6 multipliziert.	38
4.7	Impulsspektrum der im Fd-System registrierten Teilchen ab Laborimpulsen von $2,85 \text{ GeV}/c$ (oben). Impulsellipsen im CMS für Daten (mitte, links) und Phasenraumsimulationen (mitte, rechts) sowie Trefferpositionen innerhalb der ersten Proportionalkammer für Daten (unten, links) und Simulationen (unten, rechts). Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.	40
4.8	Missing Mass-Spektren der Deuteronen mit Gaußfit für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über den gesamten Impulsübertragsbereich Δt von $0,08 - 0,26 \text{ (GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$	41
4.9	Missing Mass-Spektrum der Deuteronen mit Gaußfit für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über einen Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,09 \text{ (GeV}/c)^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$	42

4.10	Trefferpositionen in der zweiten Proportionalkammer des Fd-Systems. Für die Bestimmung der Impulskorrektur wurde zur Veranschaulichung ein Raster angelegt (10×11 Quadrate ($23,5 \text{ mm} \times 23,5 \text{ mm}$)). Die Korrektur erfolgt mit Hilfe der mittleren Impulse der Teilchen innerhalb der einzelnen Quadrate. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.	43
4.11	Exemplarische Spektren der beiden Randbezirke (oben, unten) sowie der Mitte der Proportionalkammer für die Bestimmung einer Impulskorrekturfunktion. Aufgetragen ist jeweils der simulierte gegen den rekonstruierten Impuls der Teilchen innerhalb der Quadrate der ausgewählten y-Trefferpositionen aus Abb. 4.10. Die schwarze Linie repräsentiert den theoretisch erwarteten Verlauf, wohingegen der lineare Fit an die Daten als rote Linie dargestellt ist.	44
4.12	Steigungsverteilung (oben) und y-Achsenabschnittsverteilung (unten) der jeweiligen Geradenfits in Abhängigkeit der y-Trefferpositionen. Die Parametrisierung (rot) erfolgt mit einem Polynom zweiten Grades.	45
4.13	Steigungs- (oben) und y-Achsenabschnittsverteilung (unten) der jeweiligen Geradenfits in Abhängigkeit der y-Trefferpositionen nach der Impulskorrektur.	46
4.14	Missing Mass-Spektrum der Deuteronen für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über einen Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,09 \text{ (GeV/c)}^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$ nach der Impulskorrektur.	47
4.15	Missing Mass-Spektrum der Deuteronen für gemessene Daten (blau) und Simulationen (rot) über den gesamten Impulsübertragsbereich von $0,08 - 0,26 \text{ (GeV/c)}^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$ nach der Impulskorrektur.	47
4.16	Exemplarisches Missing Mass-Signal für ein Impulsübertragsintervall von $0,09 - 0,10 \text{ (GeV/c)}^2$ bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV/c}$. Rot dargestellt ist der Fit für die Bestimmung des Untergrunds.	49
4.17	Vergrößerte Darstellung des Untergrunds des Missing Mass-Spektrums aus Abb. 4.16.	49
4.18	Effizienz der Drift- und Proportionalkammern im Fd-System.	50
4.19	Differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung in Abhängigkeit des Impulsübertrags $-t$ [Dal68, Bos72, Win80, Iro83, Vel88, Gül91]. Der Bereich der geometrischen Akzeptanz des Fd-Systems für diese Reaktion ist durch schwarze vertikale Linien und der für die Analyse letztendlich verwendete Impulsübertragsbereich durch blaue Linien gekennzeichnet. Des Weiteren wurde an die Daten (ohne Boschitz-Messreihe) eine Funktion gefittet (von $0,05 - 0,4 \text{ (GeV/c)}^2$), die als durchgezogene Linie dargestellt ist, wohingegen die gestrichelten Linien die Unsicherheiten des Fits repräsentieren.	52

4.20	Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung, bei denen ausschließlich die Daten der Boschitz-Messreihe angefügt wurden. Darüber hinaus ist der Bereich der ANKE Akzeptanz (schwarze vertikale Linien) und des letztendlich betrachteten Impulsübertragsbereichs (blaue vertikalen Linien) dargestellt.	54
4.21	Verteilung des Parameters Λ einzelner Impulsübertragsbereiche Δt bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Λ stellt dabei die relative Höhe der Luminositäten dar, die auf den Wert des ersten Impulsübertragsbins normiert wurden. Dementsprechend ist die Verteilung des Parameteres Λ ein Abbild des relativen Verlaufs der Luminositäten.	55
4.22	Integrierte Luminositäten einzelner Impulsübertragsbereiche Δt bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3150,42 \text{ MeV}/c$. Der horizontale Fit an die Messwerte (rote Linie) gibt die gemittelte integrierte Luminosität über den gesamten Impulsübertragsbereich an.	57
4.23	Berechnete integrierte Luminositäten aller Flattops. Für einen besseren Vergleich zwischen den Flattops innerhalb eines Superzyklus, wurden die unter-schwelligigen Flattops ($p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$) auf die Messdauer der anderen Flattops normiert.	59
4.24	Luminosität aufgetragen gegen die Cutgrenze auf die y-Trefferposition der ersten Proportionalkammer aufgetragen. Die gestrichelte rote Linie kennzeichnet die berechnete Luminosität bei voller Ausleuchtung der Proportionalkammer in y-Richtung. Die durchgezogene rote Linie kennzeichnet ein Plateau, welches sich normalerweise einstellen sollte, falls ausschließlich in den Randbereichen Effekte auftreten, welche die Luminositätsbestimmung beeinflussen. Dafür wurde ein horizontaler Fit durchgeführt, der die kritischen Datenpunkte bei 40mm, 60mm, 140mm und 145mm nicht berücksichtigt. . . .	61
4.25	Quotient der Luminositäten für verschiedene Cutgrenzen auf die y-Trefferposition der ersten Proportionalkammer. Dabei wurden Quotienten für drei verschiedene Flattops (Flatop 0, 4 und 7 des ersten Superzyklus), die einen möglichst großen Strahlimpulsbereich abdecken, berechnet.	62
4.26	Impulsverteilung der Protonen im Ruhesystem des Deuteron für Daten bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Der blau schraffierter Bereich kennzeichnet den für die Bestimmung der Spectatoranzahl verwendeten Impulsbereich.	63
4.27	Anzahl der Spectatorprotonen pro Flatop des ersten Superzyklus (links). Anzahl der Spectatorprotonen nach Normierung auf den Flatop 0 des ersten Superzyklus (rechts).	64
4.28	Luminositätsverteilung aller Flattops nach der Normierung auf den Flatop 0 des zweiten Superzyklus.	65

5.1	Berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Die Balken in x-Richtung entsprechen der Breite der betrachteten Intervalle und die Balken in y-Richtung geben die statistischen Unsicherheiten der Messwerte an.	68
5.2	Berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für den Impulsübertragsbereich von $0,09 - 0,10 \text{ (GeV}/c)^2$ für alle 19 Flattops (willkürliche Nummerierung) der Strahlzeit. Die rote Linie kennzeichnet einen horizontalen Fit an die Messwerte, sodass dessen Wert dementsprechend den berechneten optimalen differentiellen Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Impulsübertragbereiches widerspiegelt. . .	69
5.3	Vorläufige differentielle Wirkungsquerschnitte über den gesamten Impulsübertragsbereich. Bestimmt wurde der gewichtete Mittelwert des Wirkungsquerschnitts über alle Strahlimpulse p_d . Der schwarze Balken in x-Richtung kennzeichnet den betrachteten Impulsübertragsbereich und der rote Balken in y-Richtung die statistische Unsicherheit.	70
6.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + p \rightarrow d + \pi^+$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ^{CMS} und der kinetischen Energie des an der Reaktion beteiligten Neutrons T_n . Die Farbskala gibt dabei den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Einheit mb/sr an.	73
6.2	Streuwinkelverteilung im CMS des np -Systems für Phasenraumsimulationen der im Fd-System registrierten Deuteronen bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$	74
6.3	Aufgetragen ist die gemessene Flugzeitdifferenz ΔT_m gegen die berechnete ΔT_c für Teilchenpaare die im Fd-System registriert werden bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Bei der Berechnung wurde angenommen, dass das schnellere der beiden Teilchen einem Proton entspricht. Die Anzahl der Einträge ist in willkürlichen Einheiten dargestellt durch die Farbkodierung.	75
6.4	Missing Mass-Spektrum der im Fd-System registrierten dp -Paare bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$	76
6.5	Missing Mass-Spektrum für Teilchenpaare die eine berechnete Flugzeitdifferenz von $T_c < 2 \text{ ns}$ und eine gemessene Zeitdifferenz von $T_m > 15 \text{ ns}$ aufweisen. . .	77
6.6	Missing Mass-Spektrum der dp -Paare vor (blaues ungefülltes Histogramm) und nach der Untergrundbereinigung (grau gefülltes Histogramm) bei einem Strahlimpuls von $p_d = 3120,17 \text{ MeV}/c$. Das rot schraffierte Histogramm stellt dabei den Untergrund dar.	77

Tabellenverzeichnis

3.1	Ausmaße der Szintillatorlatten im Vorwärtsdetektorsystem	23
3.2	Strahlimpulse p_d und deren systematischen Unsicherheiten bestimmt mit der Spin-Resonanz Methode im Rahmen der Diplomarbeit von Paul Goslawski [Gos10]. Strahlimpulse die mit * markiert sind, wurden nicht genauer bestimmt, sodass hier der Nominalstrahlimpuls verwendet wurde.	27
4.1	Werte für die Parametrisierung der Steigung und y-Achsenabschnitte der Geradenfits für den betrachteten y-Trefferpositionsbereich von ± 120 mm. . .	46
4.2	Fitparameter und deren Unsicherheiten für den Fit $f(t)$ an die Wirkungsquerschnitte. Der Fit $f(t)$ an die Referenzdaten besitzt ein reduziertes $\chi^2 = 5,6$. .	53
4.3	Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 1. Superzyklus.	58
4.4	Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 2. Superzyklus.	58
4.5	Integrierte Luminositäten und deren statistische Unsicherheiten für alle Strahlimpulse p_d des 3. Superzyklus.	58
4.6	Systematische Unsicherheiten für die Referenzwirkungsquerschnitte der elastischen dp -Streuung.	60
4.7	Normierungsfaktoren mit unnormierter Anzahl der Spectatorprotonen p_{spec} für jeden Strahlimpuls p_d	64
5.1	Fitparameter und deren Unsicherheiten für den Fit an die Referenzwirkungsquerschnitte in dem Impulsübertragsbereich von $0,05 - 0,09$ $(\text{GeV}/c)^2$	67
5.2	Vorläufige differentielle Wirkungsquerschnitte und deren statistischen Unsicherheiten für das jeweilige Impulsübertragsbin.	71

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben!

Als erstes danke ich Prof. Dr. A. Khoukaz für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, dem interessanten Themengebiet in dem ich tätig sein durfte und die stets freundlichen und motivierenden Hilfestellungen, wenn es mal nicht so lief!

Des Weiteren möchte ich mich bei Priv.-Doz. Dr. C. Klein-Bösing für die Übernahme des Koreferats bedanken!

Bedanken möchte ich mich außerdem bei der gesamten Arbeitsgruppe und den ehemaligen Mitgliedern. Namentlich sind dies Florian Bergmann, Daniel Bonaventura, Kay Demmich, Paul Goslawski, Silke Grieser, Ann-Katrin Hergemöller, Patrice Hüsemann, Timo Mersmann, Lukas Leßmann, Marcel Rump, Florian Schepers, Karsten Sitterberg, Julian Sohn, Alexander Täschner und Alessandro Zannotti. Danke für das wunderbare Arbeitsklima. Ohne euch wäre die Zitatewand nur ein weißes Blatt Papier, wartend auf einen philosophischen Ausbruch wie z.B.: „Ich kann nichts, aber ich kann was versuchen!“

Ein großes Dankeschön gilt dem Arbeitskreis „CF3“, bestehend aus Daniel Schröer, Michael Papenbrock und Malte Mielke, die nicht nur einmal die zahlreichen Fragen, Kommafehler, Wortwiederholungen und „Paramter“ über sich ergehen lassen mussten!

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Designbeauftragten Esperanza Köhler bedanken, obwohl deine Anmerkungen schon teils quälende ;-) Kleinigkeiten waren!

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Alexander Fieguth, Nils Hüskens, Michael Murra, Oliver Rest und Sven Tillmann. Danke für die Unterstützung während der gesamten Studienzeit, die zahlreichen Kaffeerunden mit ausufernden Endlosdiskussionen, die schlechtesten Witze aller Zeiten und die überragenden Partys!

Abschließend möchte ich noch meinen größten Dank aussprechen, der meinen Eltern, meinem Bruder und meinen Großeltern gilt. Ihr habt mir einen Weg geebnet und mich in jeder Lebenslage unterstützt und motiviert. Ohne euch wäre das alles mit Sicherheit nicht möglich gewesen. Danke für das Privileg ein Teil dieser Familie zu sein!!

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Münster, 2014

.....

(Christopher Fritzsche)