Luminositätsbestimmung am Experiment COSY–11: Vergleich verschiedener Methoden

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Isabell–Alissandra Pellmann

aus Bochum

Institut für Kernphysik
der
Westfälischen Wilhelms–Universität Münster

angefertigt am

Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich

Juli 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Phänomene, die wir anderen auch wohl Facta nennen,
sind gewiß und bestimmt ihrer Natur nach,
hingegen oft unbestimmt und schwankend,
insofern sie erscheinen.
Der Naturforscher sucht das Bestimmte
der Erscheinungen zu fassen und festzuhalten,
er ist in einzelnen Fällen aufmerksam nicht allein,
wie die Phänomene erscheinen,
sondern auch, wie sie erscheinen sollen.

Johann Wolfgang von Goethe [1]

Seit dem Altertum versuchen die Menschen, den Aufbau der Materie bis in ihre kleinsten Grundbausteine zu erforschen. Dabei haben sich in diesem Jahrhundert die Möglichkeiten, die den Wissenschaftlern zur Verfügung stehen, sehr schnell weiterentwickelt: während die großen Entdeckungen zu Anfang unseres Jahrhunderts noch von einzelnen Wissenschaftlern in vergleichsweise kleinen Laboratorien gemacht wurden, sind heute an einem einzigen Experiment in der Elementarteilchenphysik große Kollaborationen mit vielen Wissenschaftlern aus verschiedenen Ländern beteiligt. Auch die Versuche sind größer geworden – sie finden hauptsächlich an riesigen Beschleunigern statt, die oft mehrere Kilometer lang sind. Die großen Datenmengen, die hier anfallen, werden heute mit Hilfe moderner Computer aufgenommen und gespeichert und von den Wissenschaftlern in Zusammenarbeit ausgewertet. Dies ist erst durch die weltweite Vernetzung der Computer möglich geworden; denn so können auch Wissenschaftler in verschiedenen Ländern sehr schnell Ergebnisse austauschen und diskutieren. Auch für die Zukunft sind neue aufwendige Experimente geplant, die immer neue Erkenntnisse über den Aufbau der Materie bringen werden.

1.1 Entwicklung der Elementarteilchenphysik

Bis Mitte der 30er Jahre waren nur Protonen und Neutronen als kleinste Teilchen im Atomkern, Elektronen, Neutrinos und Photonen bekannt. Dann begann man mit Untersuchungen der Höhenstrahlung und fand neue Teilchen wie Positronen, Myonen und Pionen. Mit Hilfe immer besserer Detektoren entdeckte man in den 40er Jahren auch einige „seltsame“ Teilchen, die sich später als Teilchen mit einem oder mehreren „strange“–Quarks herausstellten.

In den 60er Jahren begann man mit dem Bau von großen Teilchenbeschleunigern und erzeugte bis heute hunderte von neuen instabilen Teilchen, die aufgrund ihrer starken Wechselwirkung Hadronen genannt werden.

Aus dem scheinbaren Chaos hunderter verschiedener Teilchen läßt sich eine einfache Ordnung ableiten; denn die meisten dieser Teilchen setzen sich aus noch kleineren Bestandteilen zusammen. Diese elementaren Bausteine, bei denen noch keine innere Struktur gefunden wurde, werden in verschiedene Gruppen eingeteilt. Es sind Fermionen, die sich durch einen halbzahligen Spin auszeichnen. Sie unterteilen sich in Leptonen, die ganzzahlige Ladungen haben, und in Quarks, deren Ladung entweder -1/3 oder 2/3 der Elementarladung beträgt. Zu jedem dieser Teilchen gibt es das entsprechende Antiteilchen. Diese haben entgegengesetzte Ladung.

Aus den Quarks (q) setzen sich die Hadronen zusammen, bei denen zwischen zwei verschiedenen Sorten unterschieden wird: die Baryonen, die sich aus 3 Quarks (qqq) zusammensetzen und die Mesonen, die eine Quark–Antiquark–Struktur($q\bar{q}$) besitzen. Letztere gehören aufgrund ihres ganzzahligen Spins zu der Gruppe der Bosonen, während die Baryonen – wie auch ihre Antiteilchen (Antibaryonen) – zur Gruppe der Fermionen gezählt werden.

Dabei ist es nicht möglich, einzelne Quarks isoliert zu betrachten, da sie von einer Kraft zusammengehalten werden, die mit wachsender Entfernung zunimmt. Diese Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben, die erst teilweise durch Experimente belegt wurde.

Auch heute versucht man mit komplexen Detektoren in großen Teilchenbeschleunigern weiter ins Innere der Kerne zu sehen, um die Quarkstruktur bekannter Teilchen zu untersuchen und noch unbekannte Teilchen (wie das Higgs–Boson) zu erzeugen!

1.2 COSY–Jülich

Während die Teilchen aus der Höhenstrahlung, die „strange“–Quarks enthalten, hauptsächlich bei sehr hohen Energien entstehen, können durch Beschleuniger solche Teilchen zum Beispiel in Mesonen bei viel niedrigeren Energien erzeugt werden. Besonders interessant ist hierbei die Produktion direkt

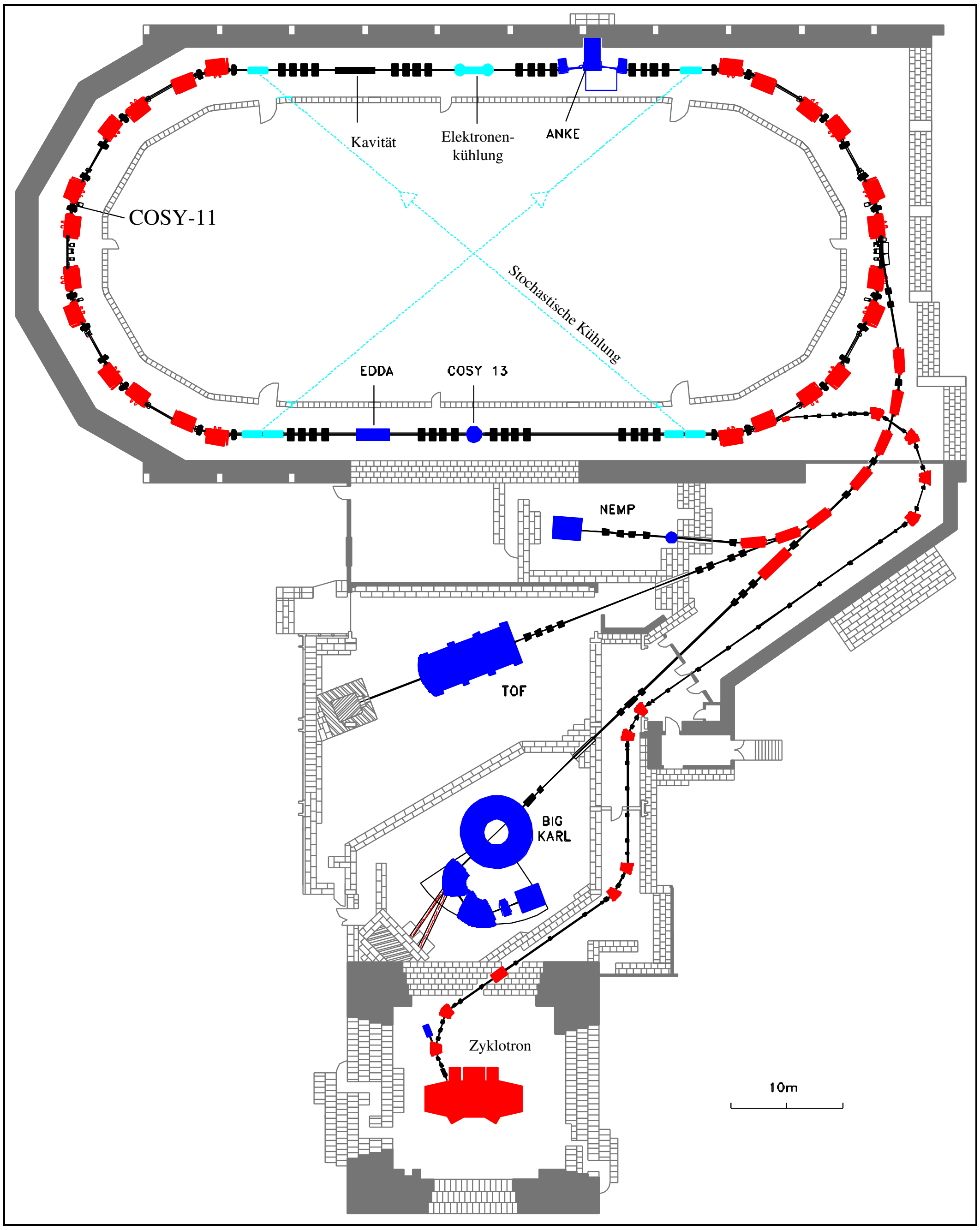


Abbildung 1.1: COSY–Jülich [2, 3]

an der Schwelle. Das bedeutet, daß die Strahlenergie nur wenig größer ist als die Energie, die nötig ist, um das Teilchen zu erzeugen.

Durch Messungen von Wirkungsquerschnitten bei verschiedenen Energien über der Schwelle kann die Anregungsfunktion der beobachteten Reaktion bestimmt werden. Diese kann dann mit verschiedenen von der Theorie vorhergesagten Anregungsfunktionen verglichen werden, bei denen zum Beispiel der Mesonenaustausch für die Produktion des seltsamen Teilchens angenommen wird. Eine weitere wichtige Meßgröße ist die Endzustandswechselwirkung, die bei Produktion nahe an der Schwelle besonders stark ist, da die Ejektile einen niedrigen Relativimpuls zueinander haben. Aus dieser Wechselwirkung können die Streuparameter (effektive Reichweite und Streulänge) bestimmt werden.

Ein Beschleuniger, an dem besonders gut Experimente zur Erzeugung von Seltsamkeit an der Schwelle durchgeführt werden können, ist das Kühlersynchrotron COSY in Jülich (siehe Abbildung 1.1). Hierbei handelt es sich um einen Protonenbeschleuniger, an dem Protonenimpulse bis ≈ 3.4 GeV/c erreicht werden können. Dieser Impuls reicht aus, um „strange“–Quarks in verschiedenen Mesonen wie zum Beispiel Kaonen oder Φ–Teilchen zu erzeugen.

1.3 Der Aufbau des Experiments COSY–11

COSY–11 [4] ist ein internes Experiment am COSY, wobei intern bedeutet, daß sich das Target innerhalb des Strahlrohres im zirkulierenden Strahl befindet. Ziel ist es, bei hoher geometrischer Akzeptanz Messungen nahe der Schwelle für Mesonenproduktion zu machen, besonders in dem Massenbereich, in dem die Strangenessproduktion beginnt. Ein internes Wasserstoff–Clustertarget [5, 6] befindet sich vor einem normalen COSY–Maschinendipol, der gleichzeitig als Impulsspektrometer der Ejektile dient (Abbildung 1.2): positive Teilchen werden vom Magneten in das Innere des Rings abgelenkt. Sie verlassen den Ring durch ein dünnes Austrittsfenster (30 μm Al auf zwei Lagen C–Fasern je 150 μm) und gelangen zu dem folgenden Detektorsystem: zwei Graded–Field–Driftkammern (D1, D2) im Abstand von 80 cm zueinander (horizontale (vertikale) Auflösung 220 (500) μm FWHM [7]), zwei sich direkt anschließende Szintillatorhodoskope (S1, S2), die aus je 16 beidseitig ausgelesenen Plastikszintillatoren (10.0 bzw. 1.3 cm breit und 45 cm lang) aufgebaut sind, und eine 100×220 cm^2 große Szintillatorwand (S3) mit 217 Photomultipliern in Matrixanordnung, die in 9 m Entfernung aufgestellt ist. Aus der rekonstruierten Spur, dem bekannten Magnetfeld und der Flugzeit zwischen S1 und S3 kann man auf die Viererimpulse der detektierten Ejektile schließen. Sind ein oder mehrere Teilchen nicht detektiert worden, so erscheint deren invariante Masse als fehlende Masse („missing mass“) in der Energiebilanz. Teilchen, die im Magnetfeld nicht genug abgelenkt werden, um den S3 zu treffen, können entweder im Szintillator S4 detektiert werden, der aus drei beidseitig ausgelesenen Plastikszintillatoren besteht, oder im Szintillator S7, der aus acht beidseitig ausgelesenen Plastikszintillatoren aufgebaut ist, von denen jeweils vier in einer Reihe angeordnet sind. Die hintere Reihe

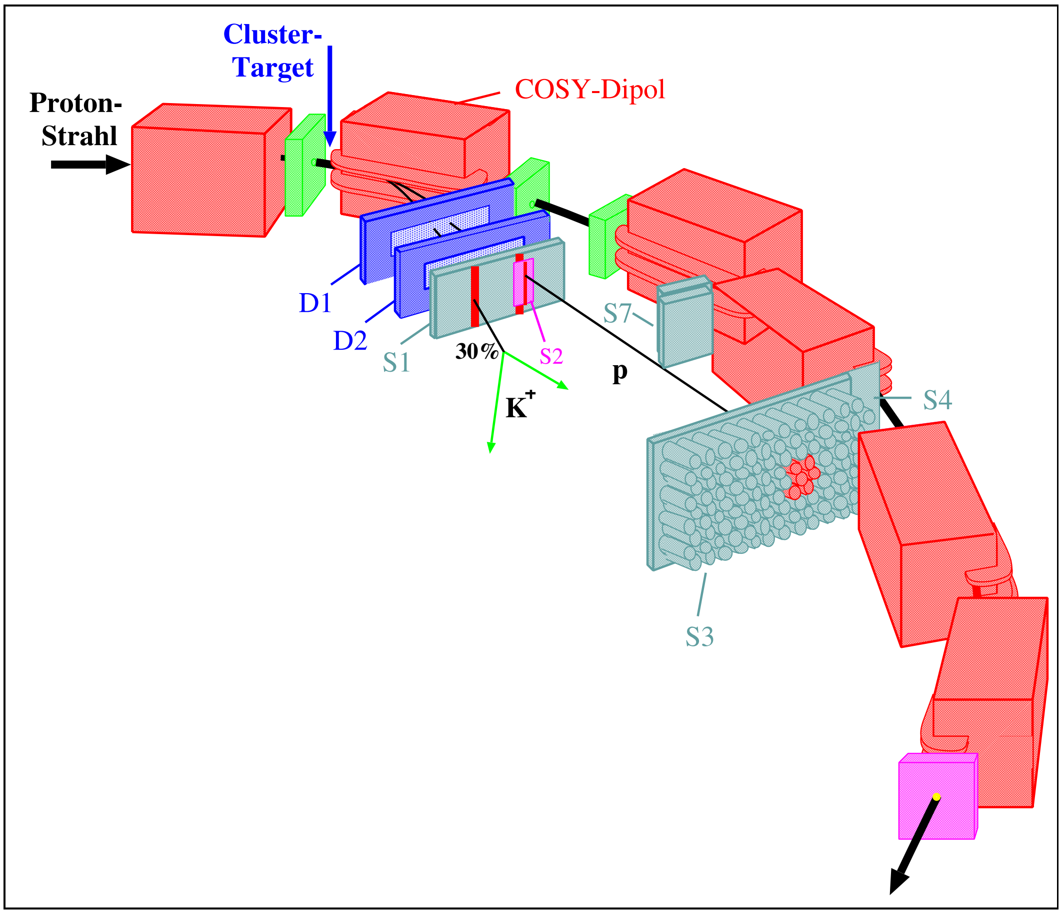


Abbildung 1.2: Aufbau von COSY–11 mit einem Ereignis der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$

ist zu der vorderen versetzt, um einen lückenlosen Nachweis sicherzustellen.

Negativ geladene Teilchen treten durch ein weiteres dünnes Austrittsfenster (150 μm kaltgerollte Chrom–Nickel–Stahlfolie) aus und treffen auf ein System von Silizium–Pad–Detektoren: Dieses Halbleiterzählerfeld mit 6×100 cm^2 aktiver Fläche befindet sich im Polspalt des C–förmigen Ablenkmagneten (Dipol–Gap). Es wird von einem beidseitig auslesbaren Szintillatorstreifen abgedeckt.

Ein 6×25 cm^2 großer „Monitor–Detektor“ zum Nachweis elastisch gestreuter Protonen ist in Targetnähe positioniert. Er besteht ebenfalls aus Silizium–Pad–Elementen, die durch einen einseitig ausgelesenen Szintillator überdeckt sind. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [8].
Mit dieser Anordnung ist es möglich, in unmittelbarer Schwellennähe eine geometrische Akzeptanz von 100% zu erreichen.

1.4 Motivation

Bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten[1] ist es notwendig, die Gesamtzählrate zu kennen, um darauf die Einzelzählrate der gesuchten Reaktion zu normieren. Hierfür benötigt man ein Maß für die Trefferwahrscheinlichkeit, das Luminosität genannt wird. Sie läßt sich auf verschiedene Arten bestimmen, die sich in ihrer Genauigkeit unterscheiden. Es ist sehr interessant zu untersuchen, inwieweit die Ergebnisse verschiedener Methoden konform sind und welche Bestimmung den kleinsten Fehler hat.

In dieser Arbeit werden verschiedene Methoden zur Luminositätsbestimmung untersucht. Neu ist hierbei die Möglichkeit einer Messung parallel zur Datenaufnahme des Experiment–Triggers. Hierfür wurden zwei Vieldrahtproportionalkammern gebaut, getestet und in das Experiment integriert. Der Vorteil dieser Luminositätsmessung ist die hohe Zählrate, die nicht mit einem sogenannten Prescale–Faktor[2] untersetzt wird, da die Detektoren des Luminositätsmonitors vom COSY–11–Datenaufnahmesystem unabhängig ausgelesen werden. Das ist besonders zu Beginn einer Strahlzeit von Vorteil, wenn sofort anhand der sich ändernden Zählrate beobachtet werden kann, wie gut das Target vom Strahl überdeckt wird. Dadurch soll die Strahleinstellung genauer und schneller erfolgen. Zur späteren Auswertung werden das COSY–11–Datenaufnahmesystem und das Luminositätsdatenaufnahmesystem synchronisiert. Eine weitere Anwendung der Kammern ergibt sich durch ihre Ortsauflösung, die eine genaue Bestimmung der (projizierten) Targetposition ermöglichen soll.

[1] Ein Wirkungsquerschnitt beschreibt das Verhältnis der Reaktionen (eines bestimmten Typs) zu der Anzahl der Targetteilchen und der das Target durchquerenden Strahlteilchen.

[2] Reaktionen mit einer sehr hohen Zählrate werden mit einem Faktor untersetzt, d.h. nur ein Bruchteil der Reaktion wird wirklich in die Datenaufnahme aufgenommen, damit das Datenaufnahmesystem nicht zu stark belastet und dadurch die Totzeit nicht zu groß wird.

Kapitel 2

Methoden der Luminositätsbestimmung

Am Experiment COSY–11 kann die Luminositätsbestimmung parallel auf verschiedene Arten und gleichzeitig mit der Datenaufnahme für die zu untersuchende Reaktion erfolgen. Für eine erste Abschätzung eignet sich die Berechnung aus Targetdicke, Teilchenzahl im COSY–Strahl nebst Umlauffrequenz und Überlapp von Strahl und Target. Insbesondere bei Targets, deren Dichte groß im Vergleich zur um den Umfang des Strahles integrierten Dichte des Restgases ist, läßt die Strahllebensdauer ebenfalls eine Luminositätsbestimmung zu, da sie bei gegebener Emittanz und Akzeptanz des Ringes nur vom Vakuum im COSY und der Targetdicke abhängig ist. Hierzu wird die Strahllebensdauer mit und ohne Target bestimmt. Zwei weitere Methoden beruhen auf Messungen von Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Hier stehen im wesentlichen die elastische pp–Streuung und die Reaktion pp$\rightarrow$dπ^+ zur Verfügung, wobei sich besonders die elastische Streuung durch einen gut bekannten und hohen Wirkungsquerschnitt auszeichnet.

2.1 Berechnung aus Strahl– und Targeteigenschaften

Die Luminosität kann in erster Näherung abgeschätzt werden. Sie ist abhängig von der Zahl der Protonen im COSY–Ring N_p, der Hochfrequenz des COSY f, der Zahl der Targetprotonen n_t pro Flächeneinheit und dem Überlapp von Target und Strahl F:

$$L = N_p \; f \; n_t \; F \tag{2.1}$$

Natürlich ist die Berechnung genauer, wenn schon Meßdaten vorliegen, da sonst viele Variablen nur abgeschätzt werden können. Die Zahl der Protonen im Ring wird als BCT–Signal[1] immer mit den Detektorsignalen aufgezeichnet und kann aus den Daten rekonstruiert werden. Die Hochfrequenz des Beschleunigers ist abhängig vom eingestellten Strahlimpuls, der eine absolute und (in der Breite) relative Ungenauigkeit von je einem Promille hat. Die Dichte der Target–Protonen wird nach der Messung des Druckes berechnet, während die Dicke des Targets sowohl durch Elektronenstreuung bestimmt als auch durch geometrische Überlegungen berechnet werden kann. Der Überlapp von Strahl und Target ist nur bedingt bekannt und hängt von verschiedenen Parametern ab. Um ihn zu berechnen, muß man zuerst die transversale Ausbreitung des Strahls am Targetort berechnen, was nur näherungsweise möglich ist. So muß die Teilchenbahn (Anfangsbahnvektor $\vec{X}_0 = \{x_0, x'_0\}$, Endbahnvektor $\vec{X}_E = \{x_E, x'_E\}$) durch ein System aus vielen Magneten berechnet werden, was mit Hilfe von Transformationsmatrizen $\mathbf{M}$ möglich ist [9]:

$$\vec{X}_E = \mathbf{M}\, \vec{X}_0 \; . \tag{2.2}$$

$\mathbf{M}$ ergibt sich durch eine Multiplikation vieler Matrizen, von denen es jeweils eine für jeden Quadrupol, Dipol und für jede Driftstrecke gibt. Hiermit kann jedoch nur die Bewegung einzelner Teilchen durch eine Magnetfeldstruktur berechnet werden. Zur Beschreibung des Verhaltens eines Gesamtstrahls wird eine Differentialgleichung vom Hill'schen Typ betrachtet:

$$x''(s) - k(s)\, x(s) = 0 \; . \tag{2.3}$$

Hierbei ist x die Bahnfunktion und k die Quadrupolstärke, welche beide abhängig vom Ort s sind. Da die Bahnfunktion eine Schwingung um den Orbit mit ortsabhängiger Amplitude ($u(s)$) und Phase ($\Psi(s)$) ist, spricht man von ihr auch als Betatronschwingung. Ein Lösungsansatz für diese Gleichung ist gegeben durch:

$$x(s) = A\; u(s)\; cos[\Psi(s) + \Phi] \; . \tag{2.4}$$

Der konstante Amplitudenfaktor A wird zur weiteren Lösung durch $\sqrt{\varepsilon}$ ersetzt. Dieser und die Phase Φ sind Integrationskonstanten, die durch Anfangsbedingungen festgelegt werden. Die Konstante ε wird als Emittanz bezeichnet. Weiterhin wird die Betafunktion $\beta(s)$, die auch als Amplitudenfunktion bezeichnet wird, durch

$$\beta(s) := u^2(s) \tag{2.5}$$

definiert. Damit wird die ortsabhängige Amplitude $E(s)$ bei voller Halbwertsbreite des als gaußverteilt angenommenen Strahlprofils folgendermaßen

[1] Die auf Kondensatorplatten induzierte Ladung wird durch einen sogenannten Beam Current Transformer abgegriffen.

beschrieben:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon\ \beta(s)}\ . \tag{2.6}$$

Zusätzlich soll auch noch die Bewegung von Teilchen mit der Impulsverteilung $\frac{\Delta p}{p} \neq 0$ betrachtet werden. Sie ist nur dann von Bedeutung, wenn ein Magnetfeld vorhanden ist. Deshalb löst man hier die Bewegungsgleichung für ein homogenes Magnetfeld mit dem Biegeradius R. Man erhält:

$$x'' + \frac{1}{R^2}x = \frac{1}{R}\frac{\Delta p}{p}\ . \tag{2.7}$$

Zweckmäßigerweise berechnet man eine spezielle Bahn $D(s)$ mit $\frac{\Delta p}{p} = 1$, welche als Dispersionsbahn bezeichnet wird. Damit ergibt sich die inhomogene Differentialgleichung

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}D(s) = \frac{1}{R}\ , \tag{2.8}$$

wobei s wieder der Ort ist. Daraus folgt für die Dispersionsbahn

$$D(s) = D_0\ cos\frac{s}{R} + D'_0\ R\ sin\frac{s}{R} + R\left(1 - cos\frac{s}{R}\right)\ . \tag{2.9}$$

Solche Teilchen haben eine Bahnfunktion $x_{ges}(s)$, die sich von der gewünschten Funktion $x(s)$ (Abb. 2.1) durch einen additiven Faktor unterscheidet:

$$x_{ges}(s) = x(s) + D(s)\frac{\Delta p}{p}\ . \tag{2.10}$$

Für die ortsabhängige Amplitude gilt dann:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon\ \beta(s) + D^2(s)\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}\ . \tag{2.11}$$

Die β–Funktion beschreibt – ebenso wie die Dispersion – die Maschinencharakteristik, während die Emittanz die Strahleigenschaften charakterisiert. Wenn $\beta(s)$ ähnlich wie die oben beschriebene Teilchenbahn stückweise durch die Magnetstruktur transformiert wird, kann bei gegebener Emittanz die Strahldimension an jedem Ort angegeben werden. Die Emittanz hat auch eine anschauliche Bedeutung: sie beschreibt bis auf einen Faktor $\pi/\beta\gamma$ die Fläche der Phasenraumellipse. Dadurch wird auch sofort klar, daß sie eine Konstante ist, denn nach Aussage des Liouville'schen Satzes ist das Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant, wenn die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen gehorchen. Durch Strahlkühlung kann sie jedoch verändert werden. Je kleiner sie ist, desto stärker ist der Strahl konzentriert. Hierbei zeigt sich für den COSY–Ring der große Vorteil der stochastischen Kühlung, durch die auch die Impulsauflösung $\frac{\Delta p}{p}$ verbessert und damit der Einfluß der Dispersion wesentlich verringert wird.

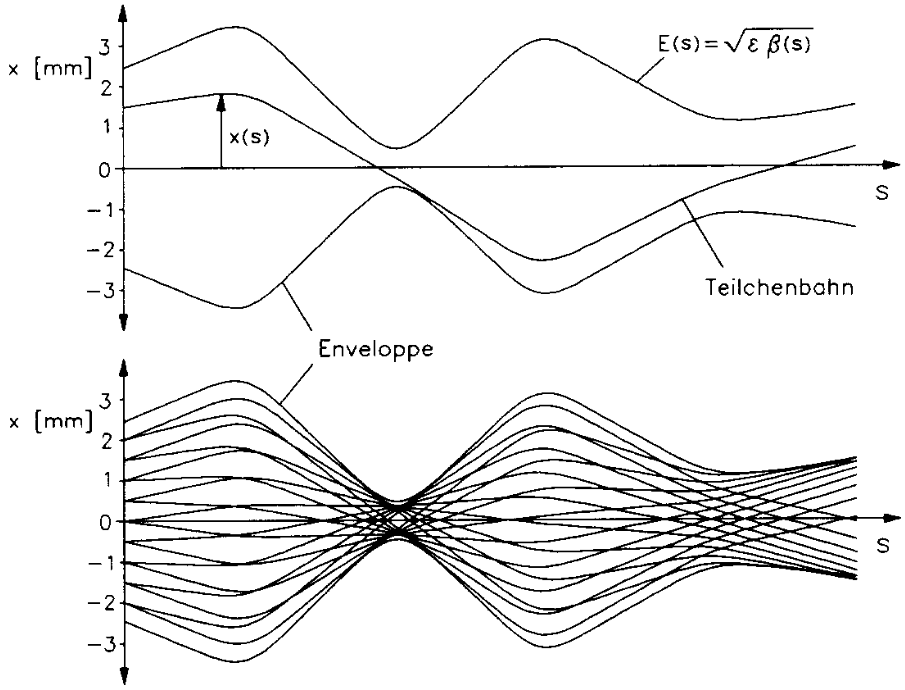


Abbildung 2.1: Teilchenbahn $x(s)$ und die ortsabhängige Amplitude $E(s)$ für $\frac{\Delta p}{p} = 0$ [9]; die Enveloppe stellt die äußere Grenze der Bewegung dar.

2.2 Messung der Strahllebensdauer

Die Lebensdauer des COSY–Strahles hängt von mehreren Einflüssen ab: von dem Restgasdruck im Strahlrohr, der Betafunktion der Optik, der Emittanz des Strahles, der Akzeptanz des Beschleunigers und der Targetdichte. Sie kann auch durch Nähe zu Resonanzen, die bei bestimmten Energien durch Maschineneigenschaften bedingt sind, beeinflußt werden. Bei sehr dünnen Targets wie dem COSY–11–Clustertarget ist die Lebensdauer nur zu einem geringen Teil vom Target abhängig. Selbst bei angeschaltetem Target kann sie größer als eine Stunde sein. Insbesondere dickere Targets – wie Festkörpertargets [10] – erlauben eine Luminositätsbestimmung durch Messung der Strahllebensdauer, da diese dann auf wenige Sekunden reduziert wird. Aus diesem Grund wird diese Methode nicht weiter behandelt, sie soll nur zur Vollständigkeit erwähnt werden.

2.3 Analyse der Reaktion pp → pp

Die Luminosität läßt sich aus der im Experiment gemessenen Zählrate für eine eindeutig bestimmbare Reaktion berechnen. Zwei–Teilchen–Reaktionen sind mit Hilfe des COSY–11 Detektorsystems sehr genau bestimmbar. Die Reaktion pp → pp hat einen sehr gut bekannten und sehr hohen Wirkungsquerschnitt und wurde bei bisherigen Auswertungen dieses Experiments benutzt. Die Luminosität ist mit der Zählrate über

$$\frac{dN}{dt} = L \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega \tag{2.12}$$

verknüpft, wobei N die Zahl der bei vollständiger Akzeptanz nachgewiesenen Teilchen ist. Wenn die Teilchen nicht in dem gesamten Winkelbereich nachgewiesen werden können, sondern nur in einem Teilbereich $\Delta\Omega^*$ (alle Größen, die mit einem Stern gekennzeichnet sind, befinden sich im Schwerpunktsystem), so reduziert sich die Formel auf:

$$\frac{dN}{dt} = L\, \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*)\ \Delta\Omega^* \ . \tag{2.13}$$

Nach Integration über die Zeit erhält man die integrierte Luminosität:

$$L_{int} = \frac{N}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*)\ \Delta\Omega^*} \ . \tag{2.14}$$

Die Trefferverteilung kann in dem kleinen Winkelbereich $\Theta^* \pm \delta\Theta^*$, den die analysierten Teilchen abdecken, in guter Näherung als symmetrisch um den mittleren Winkel Θ^* angenommen werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta^*)$ für den jeweils betrachteten Winkel werden aus der Literatur entnommen. Da sich der Wirkungsquerschnitt über dem betrachteten Intervall $2\ \delta\Theta^*$ in guter Näherung linear verhält, genügt es, den Wert für den mittleren Winkel zu nehmen. Der betrachtete Raumwinkel $\Delta\Omega^*$ wird mit Geant–Monte–Carlo–Simulationen (Code Geant 3 [11]) bestimmt. Durch ihn ist die geometrische Akzeptanz A des Experimentes für die untersuchte Reaktion bestimmt, die das Verhältnis der insgesamt erzeugten Teilchen zu den in dem ausgewählten Winkelbereich detektierten Teilchen beschreibt:

$$\Delta\Omega^* = \frac{1}{2} 4\pi A \ . \tag{2.15}$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ resultiert daraus, daß beide Ejektile Protonen sind, wobei jedes Proton den Raumwinkel voll abdeckt. Die Nachweiseffizienz des Detektors wird mit sehr guter Näherung als 100 % behandelt.

2.4 Analyse der Reaktion pp $\to$ dπ^+

Eine weitere Zwei–Teilchen–Reaktion, aus der die Luminosität bestimmt werden soll, ist pp $\to$ dπ^+. Sie ist bisher am Experiment COSY–11 noch nicht analysiert worden. Die Luminositätsbestimmung erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie bei der oben diskutierten Reaktion pp $\to$ pp, nur bei der Berechnung der geometrischen Akzeptanz fällt der Faktor $\frac{1}{2}$ weg, da es sich bei den Ejektilen um verschiedene Teilchen handelt:

$$\Delta\Omega^* = 4\pi A \; . \tag{2.16}$$

2.5 Analyse der Reaktion pp $\to$ pp mit Vieldrahtproportionalkammern

Am Experiment COSY–11 kann zwar bei der Auswertung der Daten die Luminosität mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden, aber während des Experimentes selber ist dies nur sehr ungenau möglich. Deswegen sind zwei Vieldrahtproportionalkammern entwickelt worden, die in Strahlrichtung hinter dem Target die dort elastisch gestreuten Protonen detektieren sollen und dadurch eine schnelle Online–Luminositätsbestimmung erlauben. Sie sind ober– und unterhalb des Strahlrohres angeordnet (Abbildung 2.2), damit sie beide Protonen in Koinzidenz nachweisen können. Aus dem Ort der Treffer der Protonen in beiden Detektoren können Rückschlüsse auf die Position des Zentrums der durch Strahl–Target–Überlapp definierten Wechselwirkungszone in Projektion senkrecht zur Strahlrichtung gezogen werden. So kann festgestellt werden, ob es vom Strahl gut ausgeleuchtet oder nur schlecht abgedeckt wird.

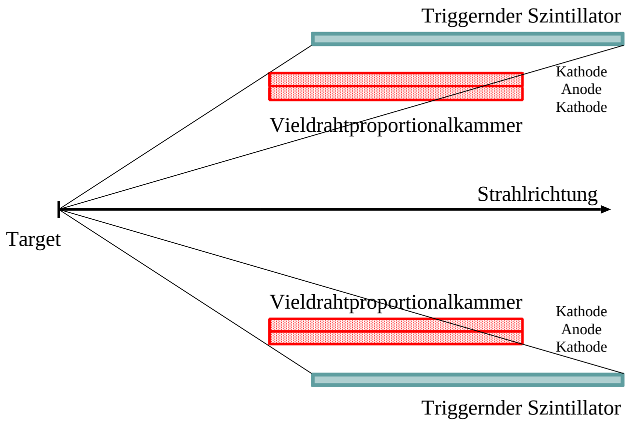


Abbildung 2.2: Positionierung der Vieldrahtproportionalkammern

Kapitel 3

Vieldrahtproportionalkammern

Da Menschen die radioaktive Strahlung nicht direkt wahrnehmen können, haben sie eine Vielzahl von Detektoren entwickelt. Die ersten elektrischen Instrumente, die zur Messung von Strahlung entwickelt wurden, sind Ionisations–Detektoren, die auch unter dem Namen Gaszähler bekannt sind. Sie wurden in den späten 40er Jahren von den neuen Szintillationszählern in den Kern– und Elementarteilchenexperimenten ersetzt.

Im Jahre 1968 wurde das Interesse an Gaszählern wieder geweckt, als Charpak [12] die erste Vieldrahtproportionalkammer entwickelte, die eine Ortsauflösung von weniger als 1 mm hatte. Ihr folgten einige Jahre später die Driftkammer [14] und die Zeit–Projektionskammer [15, 16].

3.1 Gaszähler

Gaszähler bestehen im allgemeinen aus Anode und Kathode, zwischen denen sich ein spezielles Zählgas befindet. Sie detektieren hauptsächlich geladene Teilchen, da diese das Gas im Detektor ionisieren. Die primär erzeugten Ionen werden in Richtung Kathode und die Elektronen in Richtung Anode beschleunigt und erzeugen so sekundäre Ionen bzw. Elektronen, die an Anode und Kathode ein elektrisches Signal hervorrufen. Die Zählgase zeigen unterschiedliches Verhalten in Abhängigkeit von der angelegten Spannung bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens. Auch die Wahl des Gases ist entscheidend für die Effizienz des Detektors.

3.1.1 Arbeitsspannungsbereiche

Das Signal, was man bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch ein einfaches Zählrohr – bestehend aus einem Anodendraht und einem ihn umgebenden Kathodenzylinder – erhält, ist abhängig von der Feldintensität (siehe Abbildung 3.1). Wenn eine sehr kleine Spannung angelegt ist, rekombinieren die freigesetzten Ionen und Elektronen einfach wieder (Bereich I).

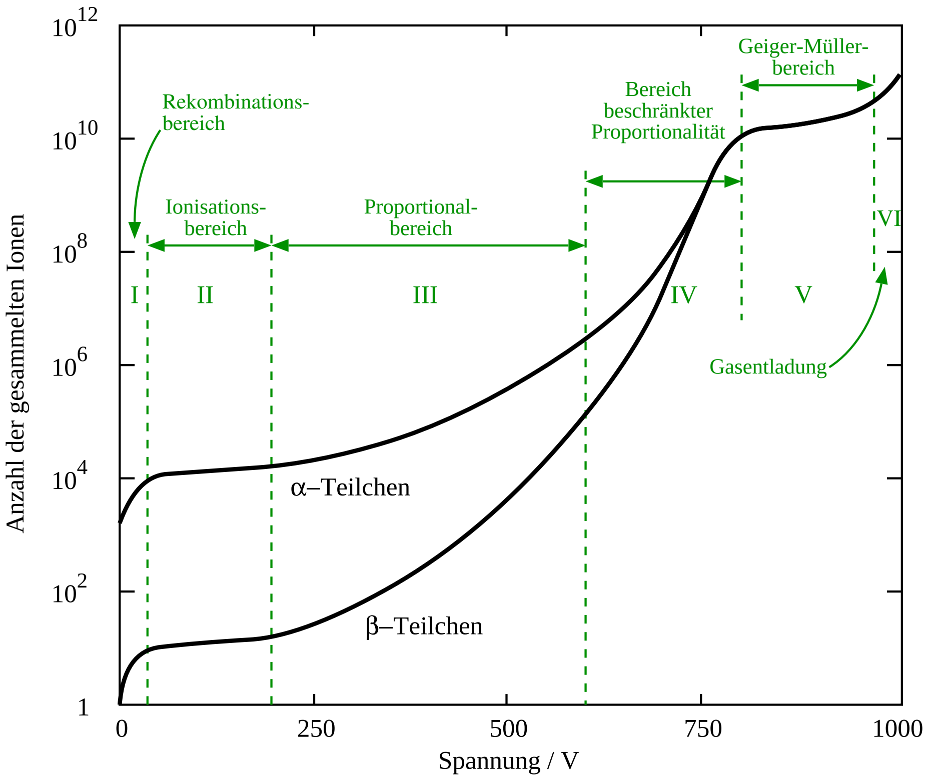


Abbildung 3.1: Arbeitsspannungsbereiche eines Gaszählers(nach [13])

Wird die Spannung erhöht, driften einige Ionen und Elektronen zur Kathode bzw. Anode. Ab einer bestimmten angelegten Spannung wächst die Zahl der gesammelten Ionen und Elektronen nicht weiter. Alle erzeugten Ladungsträger werden erfaßt (Bereich II). Detektoren, die in diesem Bereich arbeiten, heißen Ionisationskammern.

Bei weiterer Erhöhung der Spannung erhalten die primär erzeugten Elektronen genügend Energie, um selbst weitere Ionenpaare zu erzeugen (Bereich III). Auch die so enstandenen Sekundärelektronen können bei genügend großer Feldstärke noch so weit beschleunigt werden, daß sie ihrerseits wieder Atome ionisieren und sich um den Anodendraht eine Lawine ausbildet (siehe Abbildung 3.2).

In diesem Bereich ist die Zahl der insgesamt erzeugten Elektron–Ionen–Paare direkt proportional zu der Zahl der Primärelektronen, weshalb die in diesem Bereich arbeitenden Detektoren Proportionalzähler genannt werden.

Wird die Spannung noch weiter erhöht, so werden insgesamt so viele Ionen erzeugt, daß die Raumladung in der Nähe der Anode stark anwächst. Dadurch wird die Proportionalität beeinträchtigt. Hier spricht man dann vom Bereich beschränkter Proportionalität (Bereich IV).

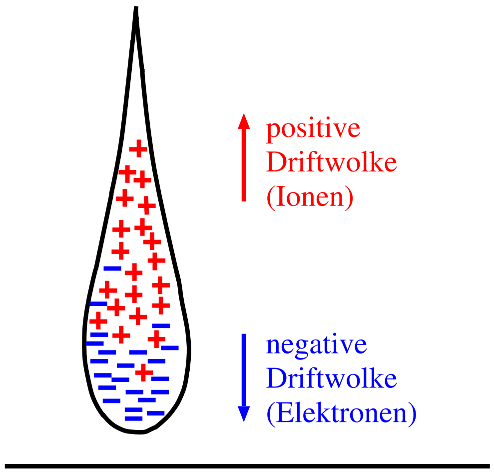


Abbildung 3.2: Ausbildung der Driftwolke in der Nähe des Anodendrahtes (nach [17])

Bei noch größerer Spannung erreicht man schließlich den Geiger–Müller–Bereich (Bereich V), in dem eine Gasentladung stattfindet. Hier bildet sich nicht nur eine einzelne Lawine, die wie beim Proportionalbereich auf eine Stelle am Draht beschränkt ist, sondern es entstehen zusätzlich entlang des gesamten Anodendrahtes Sekundärlawinen. Diese werden durch Photonen erzeugt, die von sich abregenden Molekülen abgestrahlt werden. Um eine ständige Gasentladung zu verhindern, muß hier ein sogenanntes Löschgas zugesetzt werden, das die entstehenden sekundären Photonen absorbiert. Der Geiger–Müller–Bereich ist durch ein Plateau charakterisiert, in dem die Zählrate nur minimal mit der angelegten Spannung ansteigt. Die Breite des Plateaus ist von der Effizienz des Löschgases abhängig.

Wird die Spannung jetzt noch weiter erhöht, kommt man in den Bereich der ständigen Gasentladung. In diesem Bereich findet ununterbrochen eine Entladung statt, die unabhängig davon ist, ob Strahlung vorhanden ist oder nicht (Bereich VI). Dieser Bereich ist nicht mehr sinnvoll zur Detektion von Strahlung, sondern kann im Gegenteil sogar den Detektor stark schädigen.

Für ortsempfindliche Detektoren ist es notwendig, daß die Entladung auf einen kleinen Bereich lokalisiert bleibt. Hiermit scheiden der Geiger–Müller– und der Entladungsbereich für eine Ortsmessung aus. Auch der Ionisationsbereich ist wenig brauchbar, da wegen des kleinen Ausgangssignals im allgemeinen nur ein Stromfluß gemessen werden kann. Am günstigsten ist der Proportionalbereich, wobei für Ortsmessungen über eine Fläche von $10 \times 10\ \mathrm{cm}^2$ eine Vieldrahtproportionalkammer am besten geeignet ist.

3.1.2 Zählgase

Die Wahl des Zählgases hängt von mehreren Faktoren ab:

- möglichst niedrige Arbeitsspannung
- hoher Verstärkungsfaktor
- gute Proportionalität
- Verträglichkeit von hohen Zählraten

Eine niedrige Arbeitsspannung kann mit Argon erreicht werden, jedoch ist es wegen dessen hoher Anregungsenergie nicht möglich, einen hohen Verstärkungsfaktor zu erreichen, ohne kontinuerliche Gasentladung herbeizuführen. Dieses Problem kann umgangen werden, wenn ein mehratomiges Löschgas zugesetzt wird. Geeignet sind hauptsächlich organische Gase wie Methan, Ethan, Alkohol oder auch anorganische Gase wie CO_2 oder BF_3. Früher war ein sogenanntes „magisches Gas“ sehr beliebt, das aus Argon (75%), Isobutan (24.5%) und Freon–13B1 (0.5%) besteht [18]. Aufgrund der Umweltschädlichkeit und gesetzlicher Restriktionen wird es heute im allgemeinen nicht mehr eingesetzt. Für die Vieldrahtproportionalkammern wird das gleiche Gas verwendet, das auch für die großen COSY–11 Driftkammern verwendet wird: es besteht aus einem Gemisch von 50 % durch Ethylalkohol geleitetem Argon und 50 % Ethan.

3.2 Aufbau der Kammern

Eine Vieldrahtproportionalkammer besteht im Normalfall aus einer Anodenebene, die auf Hochspannung gelegt ist, und zwei die Anode einschließenden Kathodenebenen. Die Anode besteht aus einer Ebene von gespannte Drähten, während die Kathoden entweder aus einer dünnen Metallfolie oder ebenfalls aus Drahtebenen bestehen. Im Fall der hier gebauten Kammern handelt es sich um Drahtebenen, wobei die Kathoden ausgelesen werden. Wenn eine zweidimensionale Ortsinformation gewünscht ist, werden zur Verbesserung der Ortsauflösung meist sechs Ebenen verwendet, wobei die Drähte der einen Anode senkrecht zu denen der anderen Anode stehen. Eine genaue Beschreibung zur Konstruktion einer solchen Kammer findet sich in [21] und [22].

Da die Kammern innerhalb des COSY–Maschinendipols, der für das Experiment COSY–11 als Impulsspektrometer dient, installiert werden, dürfen sie nur 3 cm hoch sein. Ihre gesamte Form ist den vorgegebenen Möglichkeiten sehr gut angepaßt und nutzt den vorhandenen Platz voll aus. Wegen der Höhenbegrenzung bestehen die Kammern nur aus 3 Ebenen, und zwar aus zwei Kathodenebenen, die eine Anodenebene einschließen.

Die Kathodenebenen bestehen aus jeweils 72 Drähten mit einem Durchmesser von 50 μm in einem Abstand von 1.5 mm, während die Anodenebe-

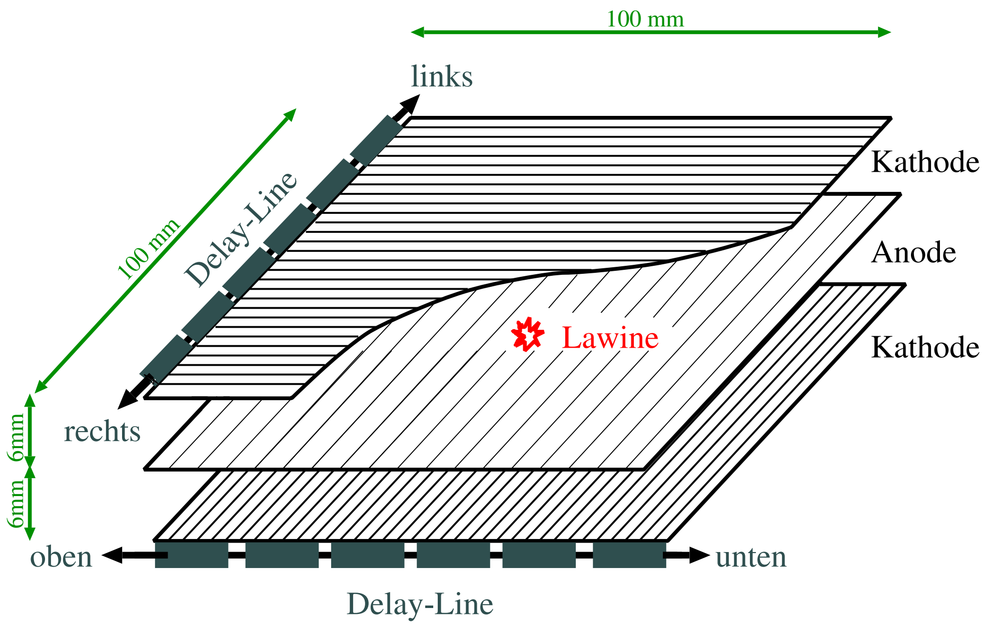


Abbildung 3.3: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer mit Delay–Line–Auslese (nach [19]); die Kathodendrähte sind so angeordnet, daß in Strahlrichtung gesehen die Rechts–Links–Position des Treffers gemessen werden kann. Der Ausgang „oben“ zeigt zum Target hin, während der Ausgang „unten“ in Strahlrichtung vom Target weg weist.

ne, an der die Hochspannung anliegt, aufgrund der hohen Feldstärke, die erreicht werden muß, nur aus 36 Drähten im Abstand von 3 mm aufgebaut ist (Abbildung 3.3). Aus dem gleichen Grund sind die Anodendrähte nur 20 μm dünn. Bei allen Drähten handelt es sich um goldbeschichteten Wolframdraht. Um die Zahl der auszulesenden Kanäle klein zu halten, wurde bei diesen Kammern die sogenannte Delay–Line–Methode zur Auslese verwendet [20]. Direkt auf den Rahmen der beiden Kathodenebenen befindet sich eine Kette von Delay–Chips, durch die die Drähte mit einer Verzögerung von 4 ns hintereinandergeschaltet werden.

Als Trigger werden die Signale zweier externer Szintillatoren verwendet, deren aktive Flächen mit denen der Kammer übereinstimmen und diese genau abdecken (Abbildung 2.2). Eine andere Möglichkeit besteht im Auslesen des (nicht verzögerten) Anodensignals. Hierbei können aber Probleme auftreten, da die Anode auf Hochspannung liegt und das niederenergetische Signal über einen Kondensator ausgekoppelt werden muß. Die Hochspannung kann auf die Platine überschlagen und sie zu Schwingungen anregen. Da für den Einsatzort der Kammern aber ohnehin Szintillatoren vorgesehen sind, wurde hier auf die Auslese der Anode verzichtet.

Da die Signale einen längeren Weg bis zur elektronischen Weiterverarbeitung zurücklegen müssen, besteht die Gefahr, daß die schwachen Kammersignale auf dem Weg verzerrt werden. Deshalb befinden sich die Vorverstärker ebenfalls in dem Kammergehäuse. Sie sind auf einer Platine untergebracht, deren Form an den begrenzten Platz angepaßt wurde.

3.3 Tests

Vor dem endgültigen Einbau der Kammern an ihren Einsatzort wurden sie Tests unterzogen, bei denen einige ihrer Parameter wie Verstärkungsfaktor und Ortsauflösung bestimmt wurden. Es besteht die Möglichkeit, Testpulse einzukoppeln, die entweder auf einen der beiden äußeren Drähte oder auf den mittleren Draht der Kathode jeder Ebene gegeben werden.

3.3.1 Delay–Line

Für die Delay–Line wurden C14B–04022–Delay–Chips der Firma Floeth Electronic verwendet. Die Gesamtverzögerungszeit eines ICs beträgt 40 ns, während die Anstiegszeit maximal 6 ns lang ist. Da die Chips eine Ungenauigkeit von 10% haben, war es nötig, die gesamte Verzögerungszeit noch einmal genau nachzumessen. Hierzu wurde ein Testpuls (Abbildung 3.4) auf einen der beiden äußeren Drähte der betrachteten Kathode gegeben und die Signale beider Ausgänge auf dem Oszilloskop betrachtet (Abbildung 3.5). Hierbei ergab sich anstelle eines erwarteten Delays von 280 ns (bei einer Reihenschaltung von sieben Chips) bei allen Ebenen ein tatsächliches Delay von 310 ns.

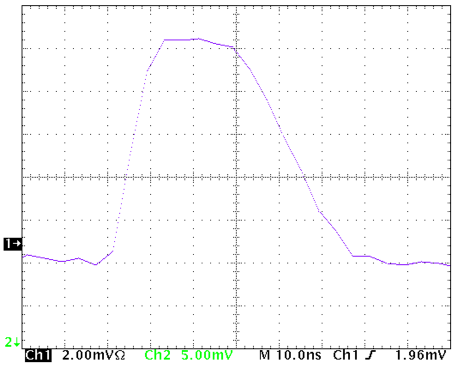


Abbildung 3.4: Testpuls

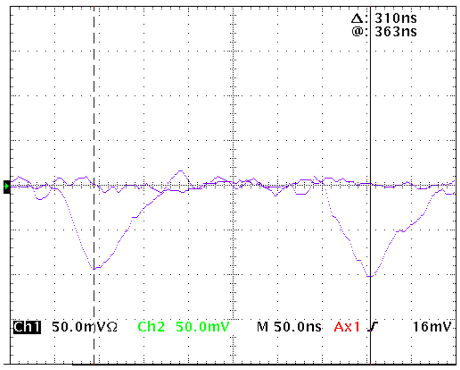


Abbildung 3.5: Gemessene Länge der Delay–Line

3.3.2 Verstärkung der Vorverstärker

Da bei den Kammern die Vorverstärker direkt eingebaut sind, muß deren Verstärkung vor der Berechnung der Gasverstärkung bestimmt werden. Dies geschieht durch folgenden Aufbau: Testpulse der Spannung $U = 1\text{V}$ werden über einen Kondensator ($C = 1\text{pF}$; 2pF) in den mittleren Testeingang eingekoppelt. Dadurch erhält man eine definierte Ladung Q_E, für die gilt:

$$Q_E = \frac{1}{4}\, C\, U\ . \tag{3.1}$$

Der Verstärkungsfaktor V ergibt sich dann aus der eingekoppelten Ladung Q_E und der ausgegebenen Ladung Q_A:

$$V = \frac{Q_A}{Q_E}\ . \tag{3.2}$$

Es wurde ein Vorverstärkungsfaktor von 10^3 gemessen, was den Erwartungen entspricht.

3.3.3 Gasverstärkung

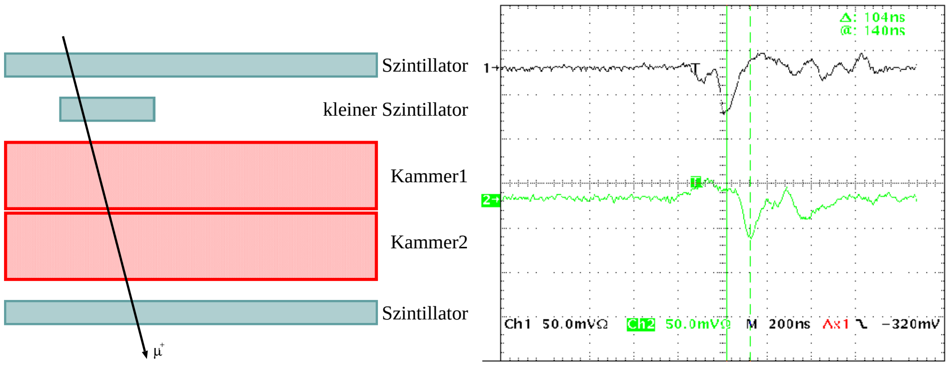
Zur Bestimmung der Gasverstärkung wird eine ^{55}Fe–Quelle benutzt, die dafür gut geeignet ist, da sie hauptsächlich (25%) γ–Strahlung von 5.89 keV abstrahlt, die von den Kammern gut detektiert werden kann. Die vorverstärkten Signale der ^{55}Fe–Quelle werden gemessen und ihre Ladung Q_A bestimmt. Aus der Primärelektronenzahl N_{prim} des Argon–Ethan–Gemisches [23] kann dann die Gasverstärkung G berechnet werden:

$$G = \frac{Q_A}{V\ N_{prim}\ e}\ . \tag{3.3}$$

Die Primärelektronenzahl berechnet sich aus der Energie der γ–Quanten dividiert durch die mittlere Ionisierungsenergie des benutzten Zählgases, wobei es sich in diesem Fall um Argon mit 26 eV handelt. Bei einer Hochspannung von 3250 V ergibt sich für das Argon–Ethan–Gemisch eine Gasverstärkung von $5 \cdot 10^3$.

3.4 Tests der Kammern mit Hilfe kosmischer Strahlung

Die ersten Tests, bei denen festgestellt werden sollte, ob die Kammern erwartungsgemäß arbeiten, sind mit Hilfe von kosmischer Strahlung durchgeführt worden. Diese besteht hauptsächlich aus Neutrinos und aus Myonen. Neutrinos sind aufgrund ihres sehr kleinen Wirkungsquerschnitts bei dieser



(a) (b)

Abbildung 3.6: a) Testaufbau zum Messen der kosmischen Strahlung
b) Signal eines kosmischen Teilchens

Messung bedeutungslos, während sich Myonen im Kammergas als minimal ionisierende Teilchen verhalten.

Zwei in Koinzidenz triggernde Szintillatoren mit einer aktiven Fläche von 10×10 cm^2 wurden jeweils ober– bzw. unterhalb der übereinander plazierten Kammern so aufgebaut, daß sich ihre aktiven Bereiche genau in einer Linie befanden. Zusätzlich wurde noch ein dritter kleiner beweglicher Szintillator, dessen aktive Fläche einen Durchmesser von 2.5 cm hat, in Koinzidenz geschaltet und über den aktiven Bereich der Kammer bewegt (Abbildung 3.6 a)). Mit diesem Aufbau konnte schon beim direkten Vorverstärkersignal eine Verzögerung zwischen den beiden Ausgängen einer Ebene festgestellt werden (Abbildung 3.6 b)). Dies bedeutet, daß es sich hierbei tatsächlich um das Signal eines ionisierenden Teilchens gehandelt hat. Anhand der unterschiedlichen Verzögerung kann bei diesem Aufbau sogar schon eine qualitative Aussage über den Ort, an dem das Teilchen die Kammer durchquert hat, gemacht werden.

3.5 Bestimmung der Ortsauflösung

Für eine quantitative Messung der Ortsauflösung werden die Kammern innerhalb des COSY–11–Experimentes integriert und Messungen mit am Target gestreuten Protonen bzw. anderen dort erzeugten Teilchen durchgeführt. Hierzu wurde die gute Ortsauflösung der COSY–11–Driftkammern D1 und D2 ausgenutzt, indem die beiden Vieldrahtproportionalkammern zwischen ihnen aufgestellt wurden (Abbildung 3.7). Um Ortsunschärfen aufgrund von Kleinwinkelstreuung klein zu halten, sind die Kammern möglichst nahe an der zweiten Driftkammer positioniert. Wenn bei oder nach den Kammern noch Streuung auftritt, so werden in diesem Fall die kleinen Winkel bei der sehr kurzen Strecke keine große Abweichung vom erwarteten Auftreffpunkt in der zweiten Driftkammer hervorrufen. Eine Positionierung der Kammern hinter der zweiten Driftkammer ist aufgrund des Szintillators S1 nicht möglich. Noch günstiger wäre ein Aufstellen vor beiden Driftkammern gewesen, was aber ebenfalls aus Platzgründen nicht möglich war.

Die Vieldrahtproportionalkammern sind genau parallel hintereinander aufgestellt, so daß nicht nur die aus der Driftkammerspurrekonstruktion berechnete Soll–Position mit der tatsächlich gemessenen Position verglichen werden kann, sondern noch zusätzlich die Trefferpositionen in beiden Kammern, da sich zwischen ihnen nur wenig streuendes Material befindet.

Der Strahlimpuls während der Messung bei angeschaltetem Target betrug 3218 MeV/c. Für die Ortsauflösung ergeben sich leicht differierende Werte für die beiden Kammern. Zunächst sei die Rechts–Links–Ebene beider Kammern betrachtet, bei denen sich die Kathodendrähte senkrecht zu den Anodendrähten befinden (Abbildung 3.3).

Trägt man die gemessenen Daten aus den Vieldrahtproportionalkammern (hier gibt die TDC–Differenz des rechten und linken Signals die Position an) gegen die errechneten Position aus der Driftkammerspurrekonstruktion auf, so erhält man eine Diagonale (Abbildung 3.8 a) und b)). Projiziert man diese entlang der eingezeichneten Diagonalen, so erhält man eine Gaußverteilung,

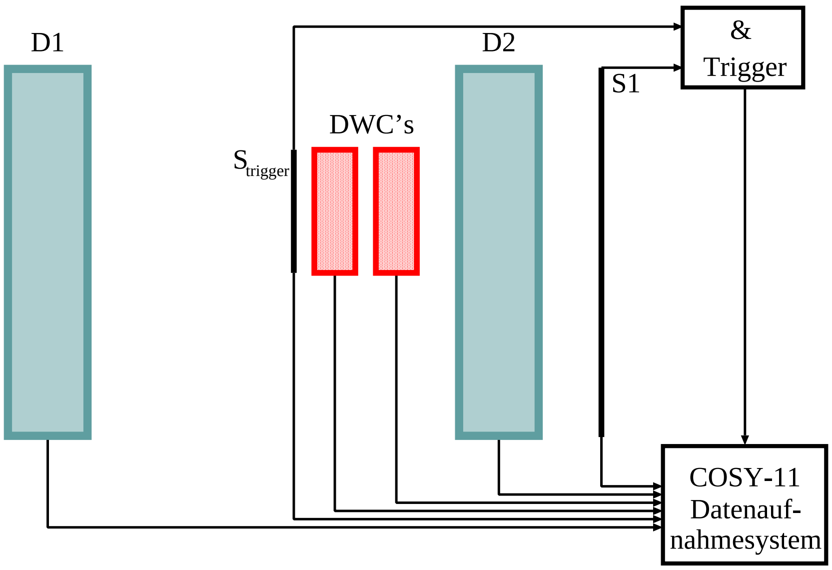


Abbildung 3.7: Aufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern; die Rechts–Links–Ebene liegt vertikal in der Ebene, während die Oben–Unten–Ebene senkrecht auf der Zeichenebene steht.

die die Abweichung des Ist–Wertes vom Soll–Wert beschreibt. Die Standardabweichung dieser Verteilung entspricht der Ortsauflösung (Abbildung 3.8 c) und d)). Die Auflösung der Driftkammern D1 und D2 beträgt in der der Rechts–Links–Ebene entsprechenden Orientierung σ=220 μm, für diejenige, die der Oben–Unten–Ebene entspricht, sogar nur σ=100 μm [7].

Für die erste Kammer ergibt sich bei der Rechts–Links–Ebene eine Ortsauflösung von 1.9 mm, für die zweite 2.2 mm.

Bei den Oben–Unten–Ebenen sind die Anoden– und Kathodendrähte parallel zueinander angeordnet, weshalb eine schlechtere Ortsauflösung erwartet wird. Das hängt mit zwei Phänomenen zusammen:

1. Die stärksten Signale bilden sich an dem Kathodendraht, der dem Anodendraht direkt gegenüber liegt, an dem Lawinenbildung stattfindet. Dadurch erhält man bei parallel angeordneten Drähten eine kleinere Clustergröße von signalführenden Drähten pro Ereignis als bei senkrecht zur Anode stehenden Kathodendrähten.

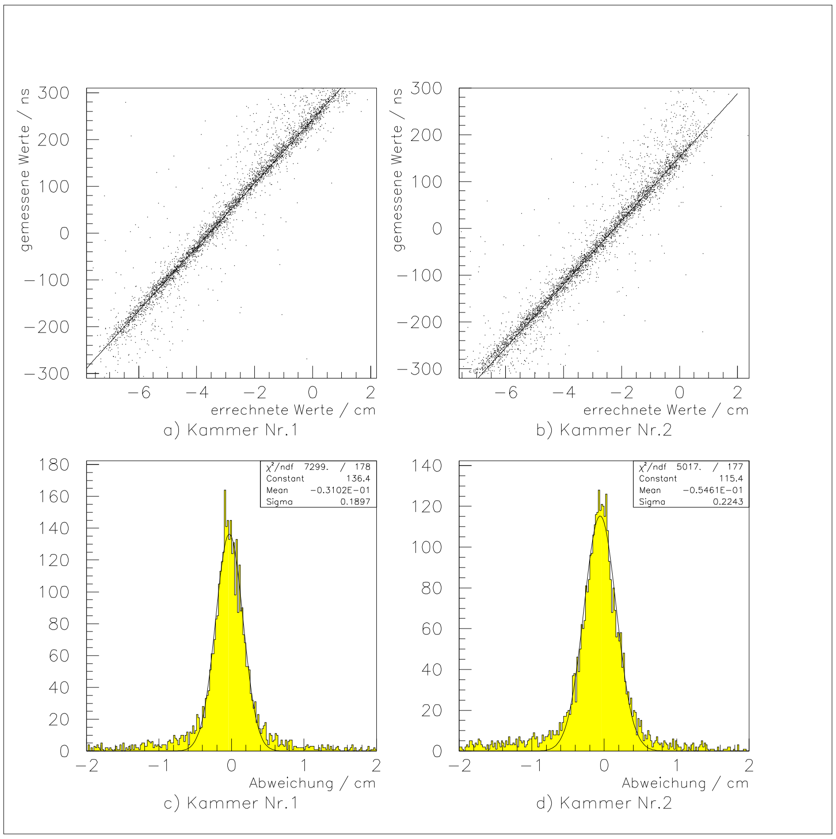


Abbildung 3.8: Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern für die Rechts–Links–Ebene

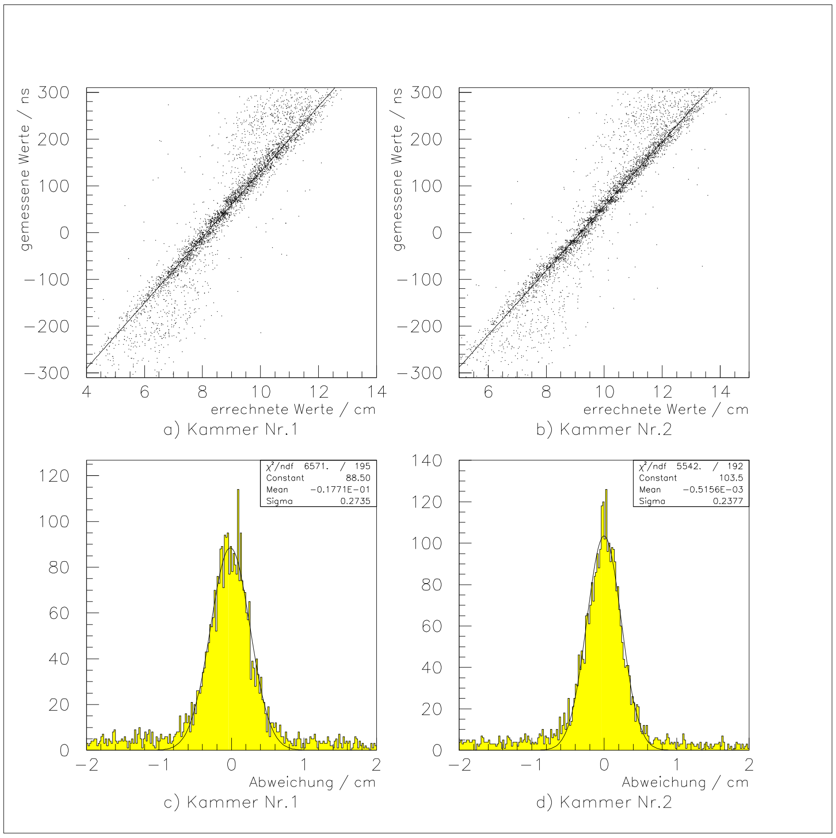


Abbildung 3.9: Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern für die Oben–Unten–Ebene

2. Das Feld wird zum Rand hin schlechter, was ebenfalls bei parallel angeordneten Drähten auffälliger ist.

Die Abbildungen der Anodendrähte sind in Abbildung 3.9 a und b schwach als vertikale Modulation der Diagonalen zu erkennen. Als Ortsauflösung ergibt sich für die Oben–Unten–Ebene der ersten Kammer 2.7 mm und für die der zweiten Kammer 2.4 mm.

3.6 Monte–Carlo–Simulationen

Um die geometrische Akzeptanz der Vieldrahtproportionalkammern für verschiedene Reaktionen bestimmen zu können, wurden die Kammern und die triggernden Szintillatoren in das bestehende COSY–11–Monte–Carlo–Programm eingefügt. Die Abbildungen 3.10 und 3.11 zeigen einen Schnitt senkrecht bzw. horizontal zur Strahlrichtung mit einem Ereignis der Reaktion pp $\rightarrow$ pp.

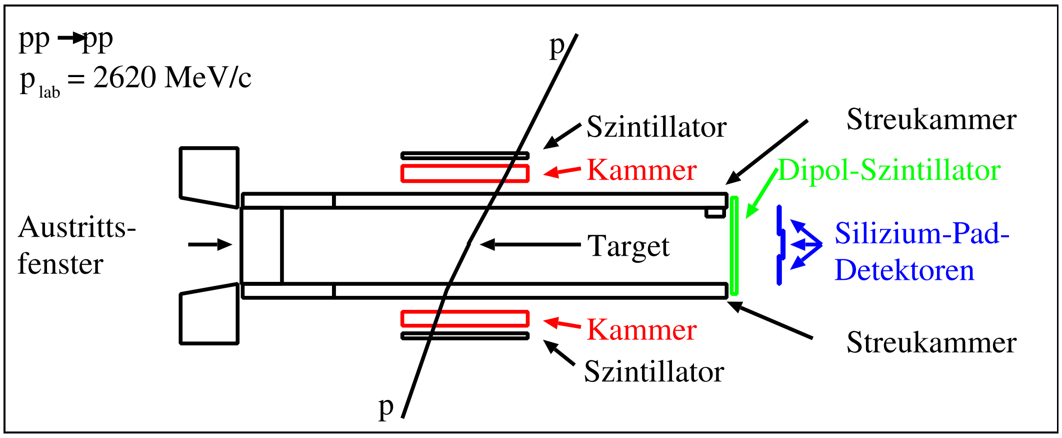


Abbildung 3.10: Monte–Carlo–Simulation mit den Vieldrahtproportionalkammern; die Strahlrichtung zeigt aus der Ebene heraus.

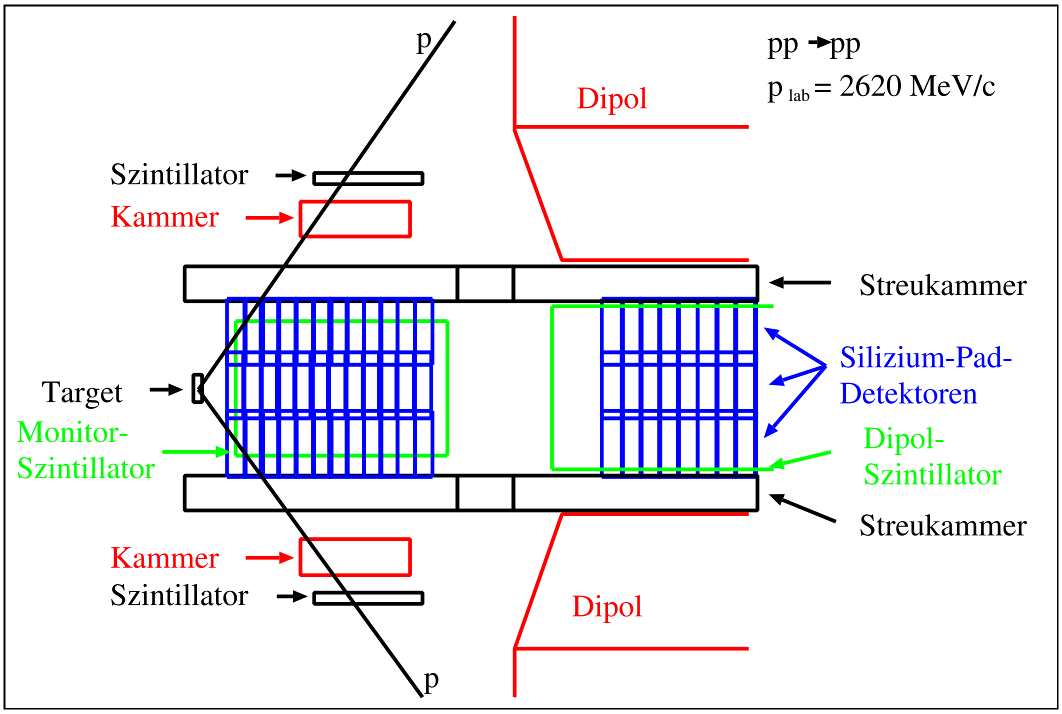


Abbildung 3.11: Monte–Carlo–Simulation mit den Vieldrahtproportionalkammern; die Strahlrichtung liegt horizontal in der Ebene (von links nach rechts).

Neben Simulationen der Reaktion pp → pp wurden auch Simulationen anderer Reaktionen durchgeführt, die einen ausreichend hohen Wirkungsquerschnitt und genügend Akzeptanz erreichen, um einen nicht vernachlässigbaren Anteil an koinzidenter Zählrate in den Kammern zu erzeugen.

Kapitel 4

Auswertung

Zum Vergleich der beiden Methoden zur Bestimmung der Luminosität mit Hilfe der Reaktionen pp $\rightarrow$ pp bzw. pp $\rightarrow$ dπ^+ wurde die COSY–11–Strahlzeit vom April 1997 untersucht. Hier wurde die Reaktion pp $\rightarrow$ ppK$^+$K$^-$ bei einem Strahlimpuls von 3390 MeV/c gemessen.

Um die Methode der Luminositätsbestimmung aus Strahl– und Targeteigenschaften vergleichen zu können, wurden die Daten der Strahlzeit von COSY–11 im März 1998 verwendet. Es wurde die Reaktion pp $\rightarrow$ pK$^+\Sigma^0$ nahe der Schwelle bei einer Überschußenergie von 12.8 MeV bzw. einem Strahlimpuls von 2605 MeV/c gemessen. Hierbei handelte es sich um 5–Minuten–Zyklen bei ungekühltem Strahl.

4.1 Berechnung aus Strahl und Targeteigenschaften

Zur Berechnung der Luminosität nach Gleichung 2.1 liegen für die bei einem Strahlimpuls von 2605 MeV/c durchgeführte Messung folgende Werte vor:

1. **Umlauffrequenz des COSY–Strahls**
   Die Umlauffrequenz der Strahlprotonen ist mit hoher Präzision bekannt, da dies ein festgelegter Maschinenparameter ist: die einzustellende Frequenz wird aus dem Sollimpuls gemäß $p{=}m_0\,\nu/\sqrt{1-(\nu/c)^2}$ berechnet, wobei m_0 die Protonenmasse und ν das Produkt aus Frequenz und Umfang ist.

   $f = 1.53572$ MHz

2. **Zahl der Strahlprotonen**
   Die Zahl der Strahlprotonen wird aus dem gemessenen Strom (BCT–Signal) und der Umlauffrequenz im COSY–Ring direkt berechnet:

   $N_p = (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$.

3. **Zahl der Targetprotonen**
   Die Zahl der Targetprotonen pro Flächeneinheit ist nicht exakt bestimmbar, da sie von der nur ungenau meßbaren Dichte der Targetprotonen ρ und der Dicke des Targets x abhängig ist:

$$n_t = \rho \, x \; . \tag{4.1}$$

Das eingesetzte Clustertarget besteht aus einem runden Strahl homogener Dichte mit einem Durchmesser von ungefähr 9 mm [6]. Die Targetdicke x, die von einem Strahlproton durchquert wird, ist somit nicht konstant. Zur Berechnung der mittleren effektiven Flächendichte $\bar{n_t}^{\text{eff}}$ muß demnach über die Beiträge der einzelnen Strahlprotonen integriert werden. Unter der Annahme, daß der Beschleunigerstrahl das Target mittig trifft, ergibt sich:

$$\bar{n_t}^{\text{eff}} = \rho \int_0^{r_{Strahl}} \int_0^{2\pi} dr \, d\phi \, x(r,\phi) \, \frac{I(r,\phi)}{I_0} \; . \tag{4.2}$$

Dabei ist $I(r,\phi)$ der Anteil der Strahlatome (bei Gesamtzahl der Strahlatome I_0), der die Dicke $x(r,\phi)$ durchquert.

Bei einem konstanten Gasfluß G in eine Vakuumkammer, die mit einer Pumpe (konstanten) Saugvermögens bestückt ist, stellt sich der Gleichgewichtsdruck p=G/S ein. Mit der Saugleistung S am Clusterstrahlauffänger, dem dort gemessenen Druck p, der Fläche, die der Clusterstrahl einnimmt, und der Clustergeschwindigkeit v ergibt sich:

$$\rho = \frac{S \; p}{\pi \, \left(\frac{d}{2}\right)^2 \, v} \; . \tag{4.3}$$

Die Geschwindigkeit v ergibt sich aus der Flußgeschwindigkeit, die näherungsweise der maximalen Gasgeschwindigkeit entspricht [5]:

$$v \approx u_{max} = \left(\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \, \frac{k_B T_0}{m_{H_2}} \right)^{\frac{1}{2}} \; . \tag{4.4}$$

k_B ist die Boltzmann–Konstante, T_0 die Temperatur und m_{H_2} die Masse eines Wasserstoffmoleküls in atomaren Masseneinheiten; κ errechnet sich aus der Zahl der Freiheitsgrade f (bei den hier betrachteten Temperaturen sind es 3) nach der Formel:

$$\kappa = \frac{f+2}{f} = \frac{5}{3} \; . \tag{4.5}$$

Für die Rechnung wurden folgende Werte verwendet:

$S \approx 900$ l/s (vom Hersteller [24] angegebene Saugleistung)

$p = (9.0 \pm 3.0) \cdot 10^{-6}$ mbar (über die Zeit gemittelter Wert)

$d \approx 9$ mm

$v = 661$ m/s (bei $T_0 = 21$ K) .

Es ergibt sich eine Dichte von $(5.8 \pm 1.9) \cdot 10^{12}$ Atomen/cm^3. Bei dieser Rechnung wurde lediglich die nominale Saugleistung der Turbopumpe in der letzten Auffängerstufe eingesetzt. Das gesamte Auffängersystem besteht aus vier Stufen [25], wobei die letzten beiden Stufen vakuumtechnisch gekoppelt sind. Das zum gemessenen Druck gehörige Saugvermögen erhöht sich um den in der letzten Stufe wirksamen Anteil der dritten Stufe – einer sehr leistungsfähigen Kryopumpe.

Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß der Clusterstrahl direkt auf die Schaufeln der Turbopumpe auftrifft, wodurch eine drastische Erhöhung des Saugvermögens erzielt wird. Genaue Daten zum effektiven Saugvermögen an der letzten Auffängerstufe sind nicht verfügbar; es kann die nominale Saugleistung der Turbopumpe durchaus um einen Faktor zehn übersteigen. Somit ist der errechnete Wert nur als Untergrenze zu betrachten. Aufgrund des großen Fehlers, der durch den schwankenden Druck in der Auffängerstufe gegeben ist, kann mit guter Näherung die mittlere Flächendichte ohne Integration über die einzelnen Beiträge des Strahls berechnet werden:

$n_t = (4.1 \pm 1.4 + 41) \cdot 10^{12}$ Targetprotonen/cm^2 .

4. **Überlapp von Strahl und Target**
Zur Abschätzung des Überlapps von Strahl und Target wird die Ausdehnung x des Strahls nach Gleichung 2.11 am Target errechnet [9].

$$x = 2\sqrt{\varepsilon_{x,p}\,\beta_x + D^2\,\left(\frac{\Delta\,p}{p}\right)^2}\;. \tag{4.6}$$

$\varepsilon_{x,p}$ ist die horizontale Emittanz beim Endimpuls $p = 2605$ MeV (es wird von einer Emittanz bei der Injektion von 50 π mm mrad ausgegangen ([26],[27])), β_x die Betafunktion am Target, D die Dispersion und $\frac{\Delta\,p}{p}$ die Impulsauflösung, welche von der Phasenfokussierung η und von der Frequenzauflösung abhängig ist:

$$\frac{\Delta\,p}{p} = \frac{1}{\eta}\,\frac{\Delta\,f}{f}\;. \tag{4.7}$$

Mit den Parametern

$\varepsilon_{x,p} = (5.6 \pm 0.6)$ mm mrad

$$\begin{aligned}
\beta_x &= (13.7 \pm 0.1)\ \mathrm{m} \\
D &= (6 \pm 1)\ \mathrm{m} \\
\eta &= -(0.09 \pm 0.01) \\
\Delta f &= 180\ \mathrm{Hz}
\end{aligned}$$

ergibt sich eine Ausdehnung von $x = 1.8$ cm (FWHM) bzw. 0.8 cm (σ) des gaußförmig verteilten Strahls. Daraus folgt ein Überlapp von Strahl und Target von 72%.

Mit diesen Daten ergibt sich bei einer Meßzeit von $2.6 \cdot 10^5$ s nach Gleichung 2.1 folgende Luminosität:

$$\boxed{\begin{aligned}
L_{int} &= (2.1 \pm 0.7 + 21) \cdot 10^{34}\mathrm{cm}^{-2} \\
L &= (0.80 \pm 0.28 + 8) \cdot 10^{29}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}
\end{aligned}}$$

Der erste angegebenen Fehler ist zum größten Teil auf statistische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls zurückzuführen, während der zweite angegebene Fehler aus der nicht bestimmbaren Saugleistung resultiert.

4.2 Analyse der Reaktion pp → pp

Die Luminosität wird bei der Messung der Reaktion pp → pp mit Hilfe der Formeln 2.13 bzw. 2.14 bestimmt. Da es sich bei dieser Reaktion um eine Zwei–Teilchen–Reaktion handelt, ist durch den Impuls des einen Teilchens der Impuls des anderen Teilchens bestimmt. Zur Filterung der elastischen Protonen aus den Rohdaten wurden mehrere Schnitte verwendet. Aufgrund der räumlichen Abhängigkeit der beiden Protonen voneinander kann schon bei der Datenaufnahme ein Trigger auf sie gesetzt werden. Ereignisse mit diesem Trigger werden mit einem Prescale–Faktor untersetzt aufgenommen, da die elastischen Protonen einen vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt haben. Ohne die Untersetzung würde der Totzeitanteil bei der Datenaufnahme für die gemessene Hauptreaktion zu groß. Der Trigger für die elastischen Protonen ist bei beiden untersuchten Energien eine Koinzidenz zwischen einem Treffer im Monitor–Detektor und einem Treffer im S1 (vergleiche Abbildung 4.3). Zur Flugzeitbestimmung werden die beiden Szintillatoren S1 und S7 benutzt.

4.2.1 $\mathbf{p}_{lab}$=3390 MeV/c

Vor Beginn der Analyse war es notwendig, den S7–Szintillator zu kalibrieren. Hierfür eignet sich besonders gut das Spektrum der invarianten Masse, die aus der Flugzeit zwischen S1 und S7 und Impulsrekonstruktion berechnet wird. Der Impuls wird bestimmt, indem die durch die Driftkammern rekonstruierte Spur durch das Dipolfeld zum nominalen horizontalen Targetpunkt gemäß

$$m = \frac{|\vec{p}|}{\beta\gamma} \tag{4.8}$$

zurückverfolgt wird. Man erkennt drei Peaks, die von Pionen, Protonen und Deuteronen erzeugt werden (Abbildung 4.1). Durch Anpassung des Zeitoffsets vom S7 wird der Protonenpeak auf den Literaturwert der Protonenmasse [28] geschoben.

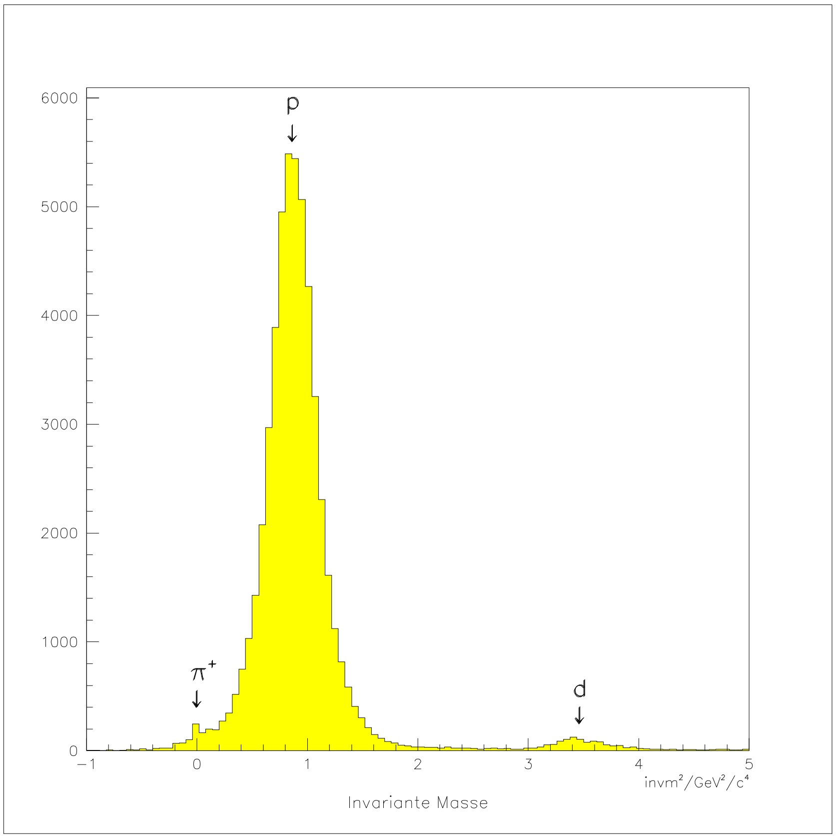


Abbildung 4.1: Invariante Masse berechnet aus der Flugzeit vom S1 zum S7 bei p_{lab}=3390 MeV/c

Zahl der gemessenen elastischen Ereignisse

Allein anhand des Schnitts auf die Winkelverteilung, der durch die Triggerbedingung gegeben ist, erhält man noch keine eindeutige Selektion elastischer Ereignisse. Beim Auftragen des Transversalimpulses gegen den Longitudinalimpuls im Laborsystem sollten sich die Protonen im Bereich der eingezeichneten Ellipse befinden. Die Ellipsengleichung folgt aus der relativistischen

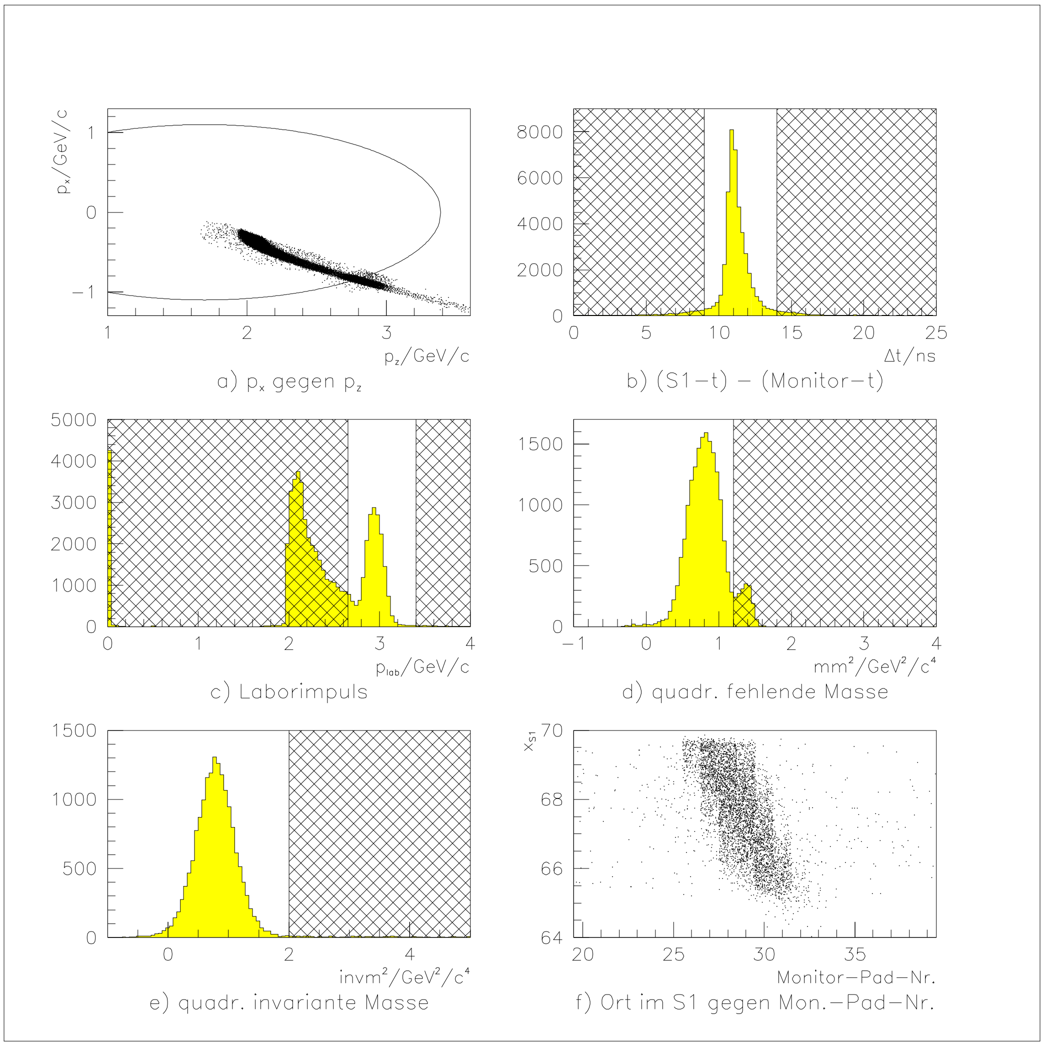


Abbildung 4.2: Analyse der Daten im Hinblick auf elastische Protonen bei p_{lab}=3390 MeV/c (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert); in jedem Bild werden nur die beim vorherigen Schnitt selektierten Daten verwendet.

Kinematik:

$$p_z = \pm p^* \sqrt{1 - \frac{(p_x + \beta^* \gamma^* E_p - 2\gamma^* p^*)^2}{\gamma^* p^*}} \tag{4.9}$$

Die mit dem Stern gekennzeichneten Größen befinden sich im Schwerpunktsystem, wobei p^* der Impuls, γ^* der Lorentzfaktor und β^* der auf c normierte Geschwindigkeitsbeitrag ist. Die Größe E_p entspricht der Energie des betrachteten Teilchens, und p_x und p_z sind die Impulsbeiträge des Teilchens im Laborsystem in x– und z–Richtung (auf die y–Richtung, die dem vertikalen Impuls entspricht, wird verzichtet, da der Impuls in dieser Richtung von dem schmalen Dipol–Gap beschränkt wird). Abbildung 4.2 a) zeigt die Verteilung bei der Koinzidenz von S1, S7 und Monitor–Detektor. Man sieht deutlich, daß auch in anderen Bereichen Einträge vorhanden sind, die nicht von elastischen Protonen stammen können. Diese können aber durch mehrere Bedingungen herausgefiltert werden, die im folgenden beschrieben werden:

1. Die Zeitdifferenz im S1 und im Monitor–Detektor muß in einem bestimmten Intervall (dreifache Standardabweichung) liegen (Abbildung 4.2 b)).

2. Der Laborimpuls des im S1 detektierten Teilchens muß in dem in Abbildung 4.2 c) sichtbaren Bereich liegen. Bei angenommener Gaußverteilung wurde bei 2σ geschnitten.

3. Auf die fehlende Masse, die der Protonenmasse entsprechen muß, wird ebenfalls mit einer Vertrauensgrenze von 2σ geschnitten (Abbildung 4.2 d)).

4. Nur bei einem sehr kleinen Teil der Daten weicht die invariante Masse noch stark von der erwarteten Protonenmasse ab. Dieser Teil wird ebenfalls geschnitten (Abbildung 4.2 e)).

Nach diesen Schnitten sind die Daten auf einen kleinen Winkelbereich reduziert (Abbildung 4.4 a)). Der Winkel im Schwerpunktsystem berechnet sich nach der Gleichung [29]

$$\cos\Theta^* = \frac{1 - \gamma^2\,\tan^2\Theta^*}{1 + \gamma^2\,\tan^2\Theta^*} \tag{4.10}$$

mit $\gamma = (m_p + E_{lab})/(2\,m_p^2 + 2\,m_p\,E_{lab})$, wobei E_{lab} die Gesamtenergie des Strahlprotons im Laborsystem und m_p die Protonenmasse darstellt.

Da die elastische Streuung eine Zwei–Teilchen–Reaktion ist, besteht zwischen den beiden Protonen eine feste Ortsabhängigkeit. Beim Auftragen des durch die Driftkammern rekonstruierten horizontalen Trefferortes im

S1 (erstes Proton) gegen die horizontal fortlaufend gezählte Numerierung der Silizium–Pads des Monitor–Detektors (zweites Proton) erhält man eine deutliche Anhäufung in dem für elastische Ereignisse erwarteten Bereich (Abbildung 4.2 f)). Diese Teilchen werden als elastisch gestreute Protonen identifiziert. Der Untergrund beträgt 1 %. In diesem Fall handelt es sich um 14365±120 Protonen (statistischer Fehler); diese Zahl muß noch mit dem Prescale–Faktor (2^7) multipliziert werden. So erhält man eine Zahl von

$$N = 1838720 \pm 14709 \ .$$

Raumwinkel

Die Akzeptanz wird mit Hilfe einer Monte–Carlo–Simulation bestimmt (Abbildung 4.3). Es werden eine Million elastische Proton–Proton–Stöße erzeugt und mit demselben Programm analysiert, mit dem auch die realen Daten ausgewertet wurden. Auf diese Art und Weise sind 1229±35 Protonen (statistischer Fehler) gefunden worden, was nach Formel 2.15 zu folgendem Raumwinkel führt:

$$\Delta\Omega^* = (77.2 \pm 2.2) \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

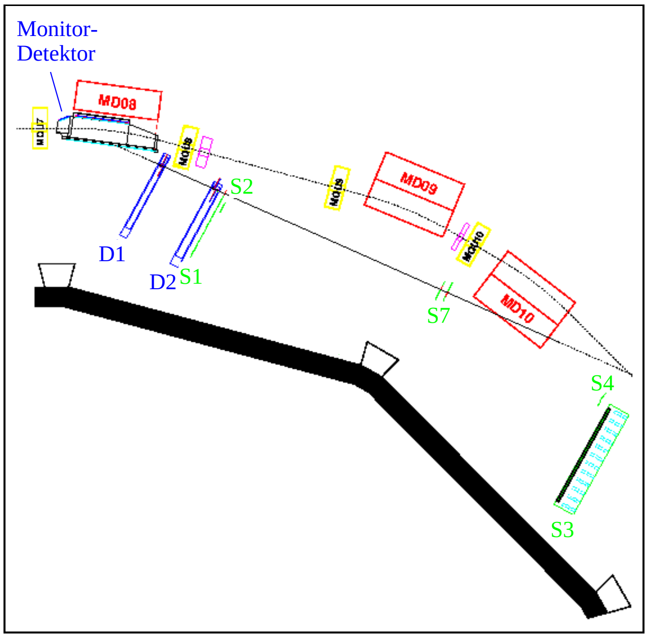
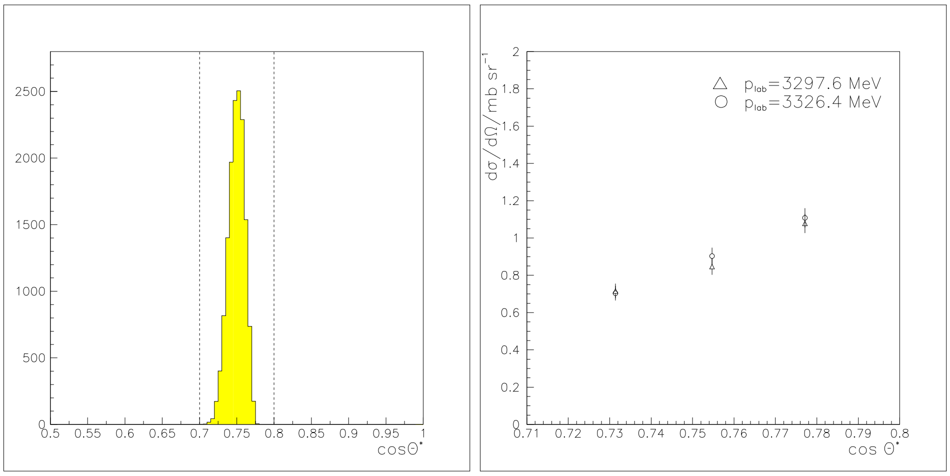


Abbildung 4.3: Monte–Carlo–Simulation bei p_{lab}=3390 MeV/c: elastische Streuung, bei der ein Proton in S1 und S7 und das andere in den Monitor–Detektor gestreut wird.



(a) (b)

Abbildung 4.4: a) gemessene Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel cos Θ^* bei p_{lab}=3390 MeV/c
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [30] im Bereich der gemessenen Winkelverteilung; der hier gezeigte Winkelbereich ist in Bild a) durch die zwei senkrechten Linien gekennzeichnet.

Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische Proton–Proton Streuung sind von dem Experiment EDDA an COSY [30] vermessen worden. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein internes Experiment. Die Messungen wurden während der Beschleunigung der Protonen mit einem Polypropylen–Faden–Target durchgeführt. Für einen CM–Winkel von 41^0 (die gemessenen Daten decken einen Winkelbereich von 41 ± 1.5^0 ab (siehe Abb. 4.4 a))) beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt bei einem Impuls von p_{lab} = 3326 MeV/c (siehe Abbildung 4.4 b)):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\Theta^*=41^0} = (0.903 \pm 0.090)\ \mathrm{mb\ sr}^{-1}\ .$$

Luminosität

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist winkelabhängig und verhält sich in dem betrachteten kleinen Winkelbereich in guter Näherung linear (Abbildung 4.4 b)). Da die Daten in dem betrachteten Winkelbereich gleichmäßig um den mittleren Winkel verteilt sind (Abbildung 4.4 a)), genügt es, den differentiellen Wirkungsquerschnitt für diesen zu nehmen. Daten für den exakten Impuls dieser Messung liegen leider nicht vor, aber da sich der Wirkungsquerschnitt bei der betrachteten Energie auf einem kleinen Intervall nicht sehr stark ändert (Abbildung 4.4 b)), kann der obige Wert in guter Näherung übernommen werden. Es ergibt sich bei einer Meßzeit von $1.79{\cdot}10^5$ s folgende Luminosität:

$$\boxed{\begin{aligned} L_{int} &= (2.6 \pm 0.26) \cdot 10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2} \\ L &= (1.5 \pm 0.15) \cdot 10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} \end{aligned}}$$

Die angegebenen Fehler sind zum größten Teil auf den Fehler des Literaturwertes für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zurückzuführen.

4.2.2 $\mathbf{p}_{lab}$=2605 MeV/c

Die folgende Analyse ist ähnlich der vorherigen, nur die Schnitte sind – entsprechend den unterschiedlichen kinematischen Bedingungen – anders gewählt. Auch hier war eine Kalibration des S7–Szintillators analog der vorher beschriebenen notwendig.

Zahl der gemessenen elastischen Ereignisse

Die Impulsverteilung nach dem durch die Triggerbedingung gegebenen Schnitt (Koinzidenz von S1, S7 und Monitor–Detektor) zeigt Abbildung 4.5 a). Im folgenden werden die einzelnen Schnitte zur Reduzierung auf elastische Protonen beschrieben:

1. Es wurden diejenigen Ereignisse verworfen, deren Laborimpuls mit einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen nicht dem erwarteten entsprach (Abbildung 4.5 b)). Nach diesem Schnitt sind fast nur noch Protonen übrig, wie in Abbildung 4.5 c) anhand der invarianten Masse gesehen werden kann.

2. Die wenigen noch vorhandenen Pionen und Deuteronen werden durch einen Schnitt auf die invariante Masse ausgeschlossen (Abbildung 4.5 c)).

3. Die Zeitdifferenz zwischen dem S1 und dem Monitor–Detektor muß in einem bestimmten Bereich (drei Standardabweichungen vom erwarteten Wert) liegen (Abbildung 4.5 d)).

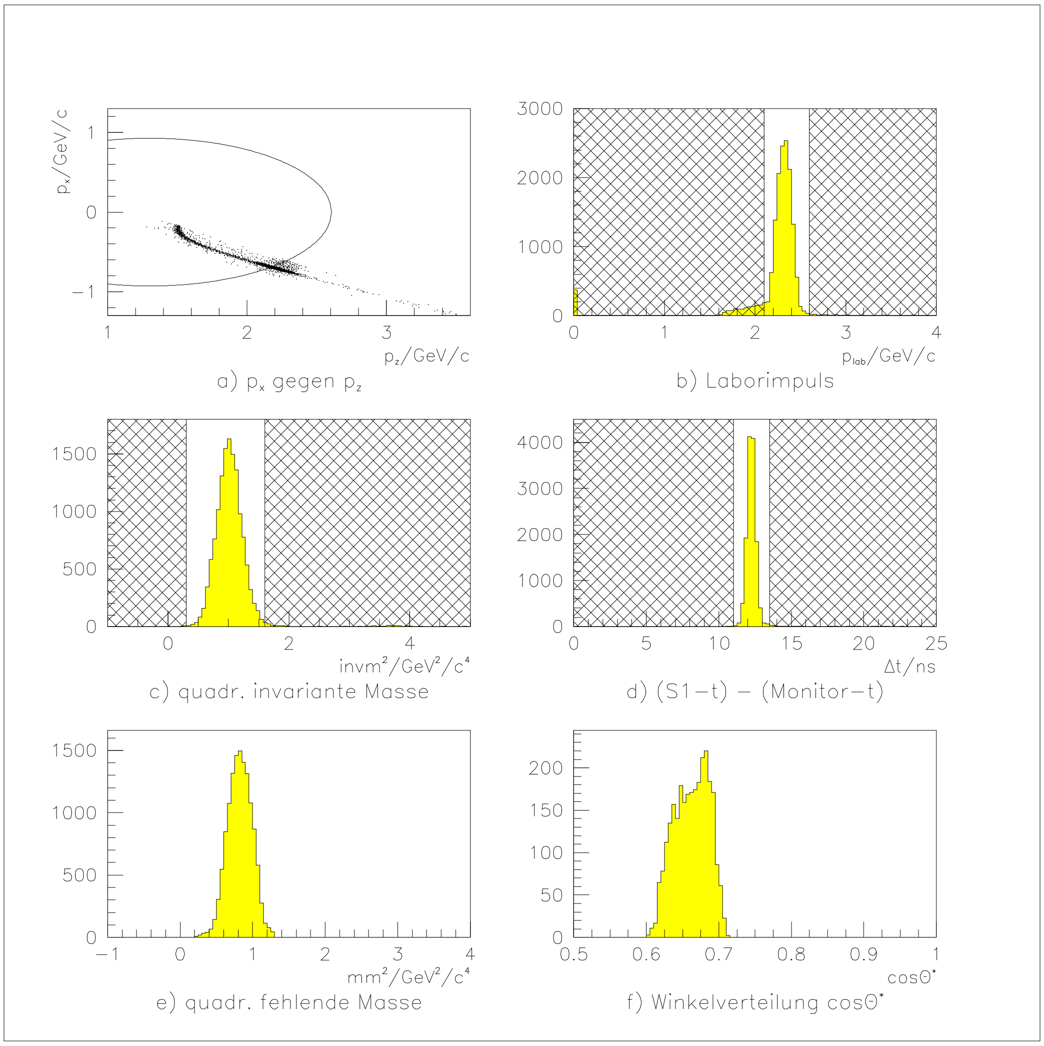


Abbildung 4.5: Analyse der Daten im Hinblick auf elastische Protonen bei p_{lab}=2605 MeV/c (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert); in jedem Bild werden nur die beim vorherigen Schnitt herausgefilterten Daten verwendet.

Jetzt sind nur noch Ereignisse mit einer invarianten Masse und einer fehlenden Masse vorhanden, die beide jeweils der Protonenmasse entsprechen (Abbildung 4.5 e)). Abbildung 4.5 f) zeigt die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel nach allen Schnitten. Die Korrelation des Trefferortes im S1 und im Monitor–Detektor zeigt, daß bis auf 0.5 % Untergrund nur elastische Ereignisse selektiert wurden (Abbildung 4.6). Gezählt werden nach Multiplikation mit dem Prescale–Faktor

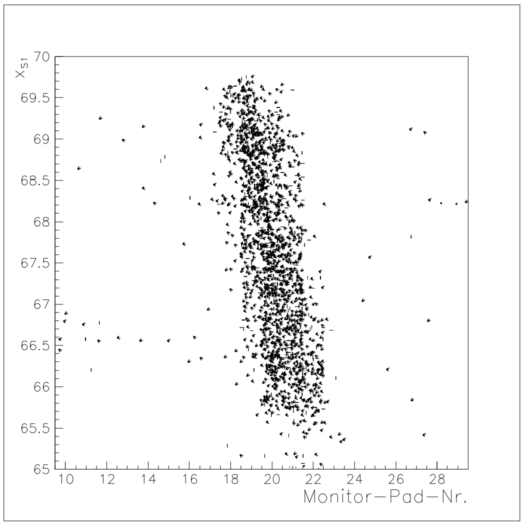


Abbildung 4.6: horizontaler Ort im S1 gegen horizontal hochgezählte Monitor–Pad–Numerierung (elastisch gestreute Protonen mit einem Untergrund von 0.5 %)

$$N = 10680728 \pm 213615$$

Ereignisse (statistischer Fehler).

Raumwinkel

Die Akzeptanz wird wie bei dem vorher analysierten Impuls mit Hilfe einer Geant–Monte–Carlo–Simulation mit einer Million elastischen Proton–Proton–Ereignissen berechnet. Der daraus berechnete Raumwinkel beträgt (mit statistischem Fehler)

$$\Delta\Omega^* = (14.4 \pm 0.30) \cdot 10^{-3} \text{ sr} .$$

Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion pp → pp ist von dem Experiment EDDA am COSY [30] bei p_{lab}=2606.9 MeV/c vermessen worden [30] und beträgt für den Winkel, bei dem die hier gezeigten Daten gemessen wurden,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\Theta^*=47^0} = (1.004 \pm 0.043) \text{ mb sr}^{-1} .$$

Auf dem kleinen betrachteten Winkelbereich kann der differentielle Wirkungsquerschnitt als linear ansteigend betrachtet werden, so daß mit dem mittleren Winkel gerechnet werden kann, um den die Daten annähernd gleichmäßig verteilt sind.

Luminosität

Mit diesen Daten folgt aus den Formeln 2.14 und 2.13 bei einer Meßzeit von $2.6 \cdot 10^5$ s eine Luminosität von

$$\boxed{\begin{array}{rcl} L_{int} & = & (7.4 \pm 0.38) \cdot 10^{35}\mathrm{cm}^{-2} \\ L & = & (2.8 \pm 0.15) \cdot 10^{30}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1} \end{array}}$$

Die angegebenen Fehler setzen sich haupsächlich aus der Ungenauigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Akzeptanz zusammen.

Beim Vergleich der Auswertungen der beiden Strahlzeiten fällt auf, daß die entscheidenden Schnitte in unterschiedlicher Reihenfolge stattfinden. Bei der ersten Strahlzeit (p_{lab}=3390 MeV/c) wurde auf Zeitdifferenz, Laborimpuls und fehlende Masse geschnitten. Bis auf einen minimalen Untergrund entspricht die invariante Masse der nach diesen Schnitten selektierten Daten der Protonenmasse. Bei der zweiten Strahlzeit (p_{lab}=2605 MeV/c) wurde zuerst auf den Laborimpuls, dann auf invariante Masse und Zeitdifferenz geschnitten. Die fehlende Masse der nach diesen Schnitten selektierten Masse entspricht der Protonenmasse.

Unabhängig von der Reihenfolge der Schnitte wird das gleiche Ergebnis erzielt. Dadurch wird die Konsistenz beider Möglichkeiten zur Auswertung bestätigt.

4.3 Analyse der Reaktion pp $\to$ dπ^+

Die Analyse der Reaktion pp $\to$ dπ^+ erfolgt analog der der in Kapitel 4.2 beschriebenen Analyse der Reaktion pp $\to$ pp; da jedoch der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wesentlich kleiner ist, muß darauf geachtet werden, daß elastische Protonen sofort von der Analyse ausgeschlossen werden. Dies gelingt durch Ausnutzen der unterschiedlichen Kinematik beider Reaktionen. Gelangen Deuteronen der Reaktion pp $\to$ dπ^+ in den Szintillator des Dipol–Detektors, so können die Pionen in den ersten vier Segmenten des Detektors S1 (vom Strahlrohr aus gesehen) gefunden werden. Diese Verteilung ist für elastisch gestreute Protonen kinematisch nicht möglich. Deswegen ist der Trigger für diese Reaktion eine Koinzidenz zwischen dem Dipol–Detektor und dem S1. Zur Flugzeitmessung wurden bei der höheren Energie die Szintillatoren S1 und S7 verwendet. Auch hier sind die Rohdaten mit einem Prescale–Faktor untersetzt. Bei der niedrigeren Energie wurden die Szintillatoren S1 und S4 neben der Szintillatorwand S3 benutzt.

4.3.1 p_{lab}=3390 MeV/c

Zahl der gemessenen Ereignisse

Wie bei der Analyse der elastischen Protonen erhält man allein aufgrund der Selektion durch den Trigger (Dipol–Szintillator in Koinzidenz mit S1 und S7) noch keine eindeutig selektierten Ereignisse, wie anhand Abbildung 4.7 a) gesehen werden kann. Die möglichen Pionimpulse sind durch die eingezeichnete Ellipse dargestellt. Folgende Schnitte wurden verwendet, um die Pionen und Deuteronen der gesuchten Reaktion herauszufiltern:

1. Aufgrund eines sehr großen Untergrundes, der durch Teilchen anderer Reaktionen gegeben ist, ist es schwierig, eindeutige Schnitte auf Impuls, invariante und fehlende Masse zu setzen. Diese Schnitte können bei einem zweimaligen Durchgang der Analyse aber wesentlich genauer gemacht werden. So kann ein Schnitt, der sich erst nach Selektion der Ereignisse nach den drei oben genannten Observablen als legitim erweist, beim zweiten Durchgang der Analyse vorgezogen werden. Dadurch wird der Untergrund so stark reduziert, daß die übrigen Schnitte eindeutig werden.

   Da mit der untersuchten Reaktion ein Zwei–Teilchen–Ausgangskanal vorliegt, ist der Impuls des einen Teilchens durch den Impuls des anderen bestimmt. Dies wird ausgenutzt, indem der durch Driftkammerrekonstruktion berechnete horizontale Ort der Teilchen im S1 gegen die horizontal fortlaufend gezählte Silizium–Pads–Numerierung aufgetragen wird. Im S1 und S7 werden die Pionen selektiert, während die Deuteronen im Dipol nachgewiesen werden. Nach scharfen Schnitten auf Impuls, invariante und fehlende Masse erhält man über einem kleinen Untergrund eine deutliche Anhäufung in dem Bereich, wo die Deuteronen erwartet werden. Diese Anhäufung wird herausselektiert (Abbildung 4.7 b)) und der Untergrund bestimmt. Im zweiten Analysedurchgang wird dieser Bereich herausselektiert, bevor die anderen Schnitte erfolgen. Die ortsabhängige Selektion hat noch einen weiteren Vorteil: durch die Schnitte auf Impuls, invariante und fehlende Masse kann die Reaktion $pp \to pn\pi^+$ nicht ausgeschlossen werden, da das Deuteron ohne die Ortsbestimmung nur durch die fehlende Masse nachgewiesen wurde, die für letztere Reaktion nur um 0.1 % größer ist als für die

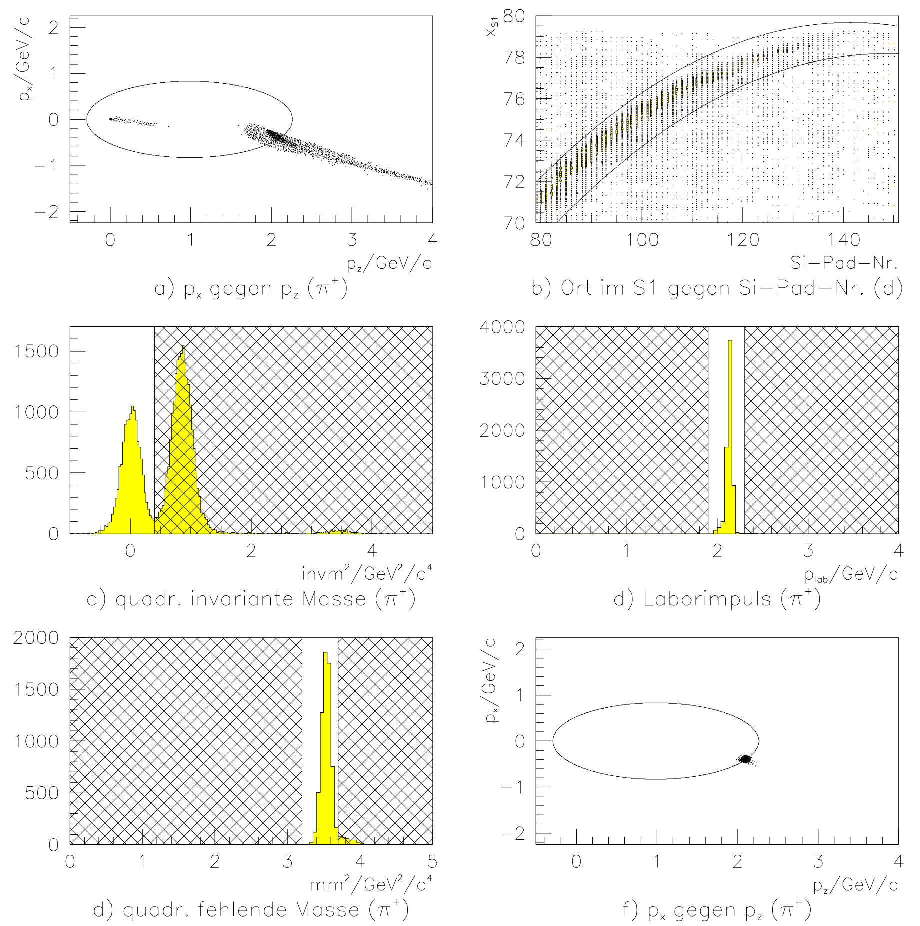


Abbildung 4.7: Analyse der Daten im Hinblick auf Pionen und Deuteronen bei p_{lab}=3390 MeV/c (weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert)

untersuchte. Da es sich bei der Reaktion pp $\rightarrow$ pnπ^+ aber um eine Drei–Teilchen–Reaktion handelt, ist sie aufgrund der nicht eindeutigen Ortskorrelation des Protons im Dipol–Detektor weitgehend herausgefiltert. Der in dem selektierten Bereich noch vorhandene Untergrund wird mit 2 % bestimmt.

Nach Schnitt auf die Ortsabhängigkeit in den Silizium–Pads im Dipol können die folgenden Schritte eindeutig durchgeführt werden.

2. Die invariante Masse des in S1 und S7 detektierten Teilchens muß innerhalb einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen der Pionmasse [28] entsprechen (Abbildung 4.7 c)).

3. Der Laborimpuls des im S1 detektierten Teilchens muß innerhalb des Bereiches liegen, der für Pionen des (π^+d)–Endzustandes erwartet wird (Abbildung 4.7 d)).

4. Die fehlende Masse bezüglich des in S1 und S7 detektierten Teilchens (Abbildung 4.7 e)) muß innerhalb einer Vertrauensgrenze von zwei Standardabweichungen mit der Masse des Deuterons [28] übereinstimmen.

Die übriggebliebenen Teilchen zeigen Impulsverteilungen, die scharf um die eingezeichnete Ellipse verteilt sind (Abbildung 4.7 f)). Abbildung 4.8 a) zeigt die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel. Nach Abzug des Untergrunds aus Abbildung 4.7 b) erhält man 5450±74 Teilchen, die als Pionen aus der Reaktion pp $\to$ dπ^+ identifiziert werden. Nach Multiplikation mit dem Prescale–Faktor (2^2) entspricht dies einer Anzahl von

$$N = 21800 \pm 295$$

gemessenen Ereignissen. Der angegebene Fehler folgt aus der Statistik.

Raumwinkel

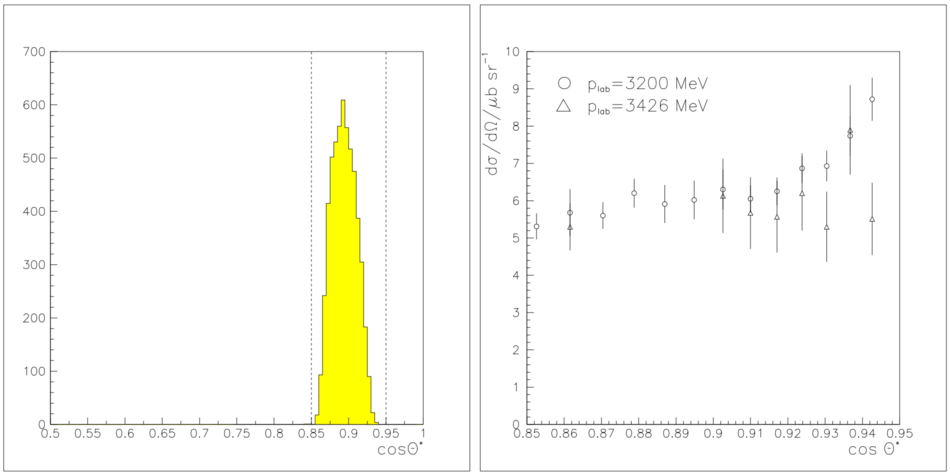
Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz werden Geant–Monte–Carlo–Simulationen gemacht. Hierzu wird die Reaktion mit einer Phasenraumverteilung generiert. Man erhält daraus nach Formel 2.16 einen Raumwinkel (mit statistischem Fehler) von:

$$\Delta\Omega^* = (12.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \text{ sr} .$$

Differentielle Wirkungsquerschnitte aus der Literatur

In dem betrachteten Winkelbereich sind am Bevatron (Lawrence Berkeley Laboratory) Messungen für den Impuls p_{lab}=3200 MeV/c und p_{lab}=3426 MeV/c durchgeführt worden [31]. Da diese sich innerhalb der Fehlergrenzen für die beiden Impulse nur unwesentlich unterscheiden (Abbildung 4.8 b)), kann in guter Näherung auf den hier gemessenen Impuls p_{lab}=3390 MeV/c interpoliert werden. Die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann auf dem kleinen hier betrachteten Winkelbereich vernachlässigt werden. Der Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}|_{\Theta^*=37^0} = (6.1 \pm 1.0)\ \mu\text{b sr}^{-1} .$$



(a) (b)

Abbildung 4.8: a) gemessene Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel cos Θ^* bei p_{lab}=3390 MeV/c
b) differentielle Wirkungsquerschnitte [31] im Bereich der gemessenen Winkelverteilung; der hier gezeigte Winkelbereich ist in Bild a) durch die zwei senkrechten Linien gekennzeichnet.

Luminosität

Damit ergibt sich bei einem Zeitintervall von $1.79 \cdot 10^5$ s folgende Luminosität:

$$\boxed{\begin{aligned} L_{int} &= (2.8 \pm 0.47) \cdot 10^{35}\text{cm}^{-2} \\ L &= (1.6 \pm 0.27) \cdot 10^{30}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1} \end{aligned}}$$

Der Hauptanteil des Fehlers ist auf die Unsicherheit im differentiellen Wirkungsquerschnitt zurückzuführen. Da für den untersuchten Impuls keine Daten vorhanden waren, mußte der Wert aus den Daten zweier anderer Impulse interpoliert werden.

Diese Ergebnisse der Luminositätsbestimmung stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den gemessenen Werten aus der Luminositätsbestimmung mit Hilfe der Reaktion pp → pp überein.

Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+

Da der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ für den Impuls p_{lab}=3390 MeV/c noch nicht gemessen wurde, bietet es sich an, auf dem umgekehrten Weg mit Hilfe der durch die Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp bestimmten Luminosität und der gemessenen Zählrate den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zu bestimmen. Bei einer Luminosität von

$L = (2.6 \pm 0.26) \cdot 10^{35} \mathrm{cm}^{-2}$

und einer Anzahl nachgewiesener Ereignisse von

$N = 21800 \pm 295$

ergibt sich bei einer Größe des Raumwinkels von

$\Delta\Omega^* = (12.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ sr

nach Formel 2.14 folgender differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\Big|_{\Theta^*=37^0} \quad = \quad (6.6 \pm 0.72)\ \mu\mathrm{b\ sr}^{-1}}$$

Der Hauptanteil des Fehlers ist durch die Ungenauigkeit der vorher durch die Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp erhaltenen Luminosität gegeben.

Kalibration der Detektoren im Dipol

Die selektierten Daten, die bis auf einen geringen Untergrund nur Ereignisse der Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ enthalten, können zur Kalibration der beiden Detektoren im Dipol genutzt werden.

Aus der Laborgeschwindigkeit β_d und dem Lorentzfaktor γ_d der Deuteronen kann nach der Bethe–Bloch–Formel [32]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\, N_A\, r_e^2\, m_e\, c^2\, z^2\, \frac{Z}{A}\, \frac{1}{\beta_d^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e\, c^2\, \gamma_d^2\, \beta_d^2}{I} \right) - \beta_d^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{4.11}$$

ihr Energieverlust in den Silizium–Pads und im Szintillator berechnet werden. Es ist N_A die Avogadrosche Zahl, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, Z die Ordnungszahl und A das Atomgewicht des vom ionisierenden Teilchen der Ladung ze durchquerten Materials und I die Ionisierungskonstante. Sie beträgt 15 eV für atomaren Wasserstoff; für Materialien mit $Z>1$ ist sie näherungsweise gegeben durch $16\, Z^{\,0.9}$ eV. Der Faktor δ ist ein Korrekturfaktor bei relativistischen Energien: das transversale elektrische Feld des einfallenden relativistischen Teilchens ist von der Ladungsdichte der atomaren Elektronen abgeschirmt, was den Energieverlust um wenige Prozent reduziert ($\delta \approx 2\ln\gamma_d + const$ [33, 34]).

Die auf c normierte Geschwindigkeit β_d der Deuteronen im Laborsystem ist durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\beta_d = \frac{p_d}{\sqrt{p_d^2 + m_d^2}} \, . \tag{4.12}$$

Dabei ist m_d die Ruhemasse des Deuterons und p_d sein Impuls im Laborsystem; er folgt aus:

$$p_d = \sqrt{p_\pi^2 \, \sin^2\Theta_\pi + (\beta^* \, \gamma^* \, E^* - p_\pi \, \cos\Theta_\pi)^2} \, . \tag{4.13}$$

Der Laborimpuls des Pions – wird wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben – aus der Driftkammerspurrekonstruktion bestimmt. Aus dem rekonstruierten Impuls kann dann auch der Winkel beschrieben werden:

$$\Theta_\pi = \arccos\frac{p_\pi^z}{p_\pi} \, . \tag{4.14}$$

Dabei ist p_π^z der Impulsanteil des Pions in Strahlrichtung, bezüglich der der Winkel gemessen wird.

Die Wegstrecke $\Delta\, x$, die das Deuteron in dem Detektor zurücklegt ist neben der Dicke d des Detektors selbst auch von dem Einfallswinkel der Deuteronen Θ_d und der Neigung des Dipols zur Strahlachse Θ_{Dipol} abhängig:

$$\Delta\, x = \frac{d}{\sin(\Theta_d + \Theta_{\mathrm{Dipol}})} \, . \tag{4.15}$$

Der Einfallswinkel der Deuteronen folgt ebenfalls aus der Kinematik (geringfügige Ablenkung im Dipolmagneten selbst wird nicht berücksichtigt):

$$\Theta_d = \arctan\left(\frac{1}{\gamma^*}\,\frac{\sin\Theta^*}{\cos\Theta^* + \frac{\beta^*}{\beta_d}}\right) \, . \tag{4.16}$$

Die mit einem Stern gekennzeichneten Größen befinden sich im Schwerpunktsystem.

Die folgende Tabelle enthält die Parameter, die in die Bethe–Bloch–Formel eingesetzt wurden:

Eigenschaften	Szintillator (BC–404 [35])	Silizium–Pads [36]
Dichte/g/cm^3	1.032	2.33
Dicke/mm	4	0.28
H/C–Verhältnis	1.100	–
Ordnungszahl Z	1 (H), 6 (C)	14
Verhältnis Z/A	0.7954	0.4985

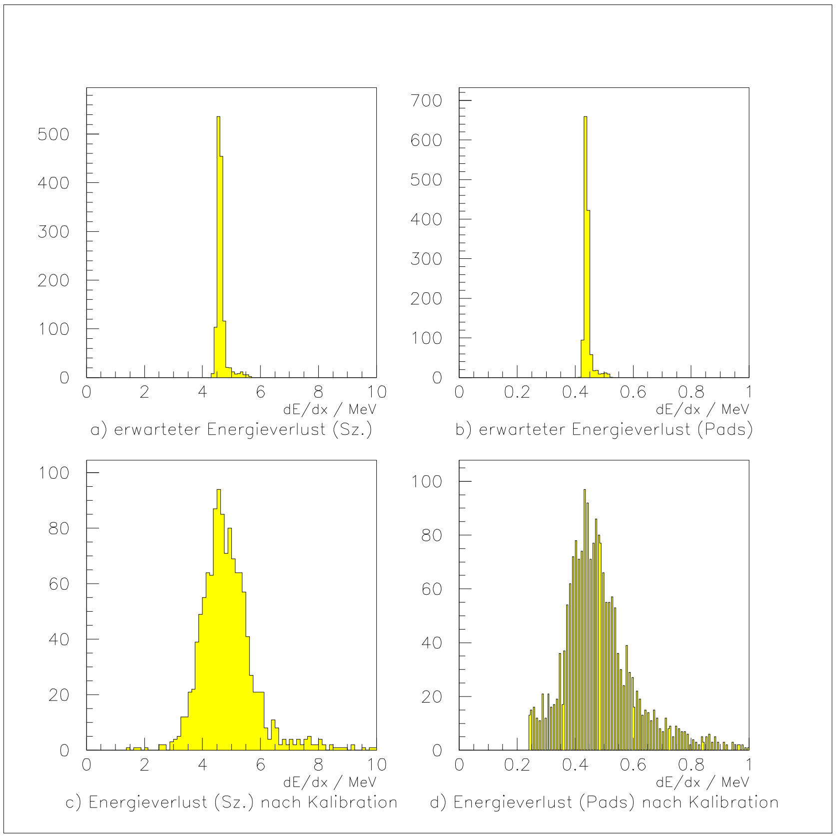


Abbildung 4.9: Kalibration der Dipol–Detektoren

In Abbildung 4.9 sind die berechneten Energieverluste im Vergleich zu den durch Kalibration erhaltenen gezeigt. Die Energieverteilung bei den Silizium–Pads ist relativ breit, was darauf zurückzuführen ist, daß nicht jedes Pad einzeln entsprechend seiner Verstärkung kalibriert wurde, sondern nur alle gleichzeitig.

4.4 Vieldrahtproportionalkammern in Verbindung mit Szintillatoren als Luminositätsmonitor

Das Hauptziel bei der Anwendung der Kammern besteht darin, die Position des Strahl–Target–Überlapps zu bestimmen. Diese kann nicht absolut bestimmt werden, sondern nur in Projektion senkrecht zur Strahlebene. Hierbei wird ausgenutzt, daß in den beiden Kammern bei Koinzidenz der beiden triggernden Szintillatoren fast ausschließlich elastische Protonen nachgewiesen werden. Da es sich bei dieser Reaktion um eine Zwei–Teilchen–Reaktion handelt, befinden sich die beiden Protonen in einer den Protonenstrahl enthaltenden Reaktionsebene.

Zusätzlich wird die Rate der koinzidenten Treffer beider Szintillatoren als Online–Luminositätsmonitor genutzt. Sie wird zusammen mit den Scaler–Werten der anderen Trigger direkt während der Datenaufnahme auf den Bildschirm des Datenaufnahmecomputers gegeben. Anhand der Zählrate kann die Luminosität dann ständig überwacht werden. Den Aufbau zur Datenaufnahme zeigt Abbildung 4.10.

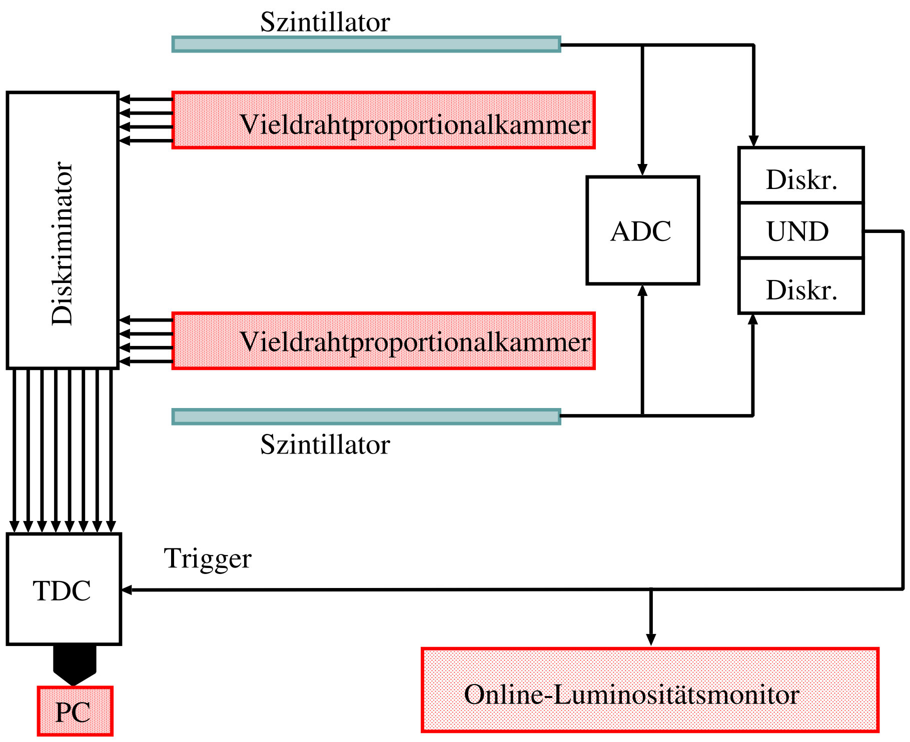


Abbildung 4.10: Aufbau zur Online–Messung der Luminosität und zur Bestimmung der Targetposition

4.4.1 Nutzung als Online–Luminositätsmonitor

Die koinzidente Zählrate der beiden triggernden Szintillatoren eignet sich besonders gut zur ständigen Überwachung der Luminosität, da die Zählrate dieser Szintillatoren (sogar in Koinzidenz) viel größer ist als die der meisten anderen Detektoren des COSY–11–Detektorsystems. Dies ist dadurch bedingt, daß aufgrund des vergleichsweise großen Wirkungsquerschnitts ein Hauptteil der in den beiden Szintillatoren nachgewiesenen Teilchen elastisch gestreute Protonen sind, die einen sehr großen Wirkungsquerschnitt haben. Da die Zählrate so groß ist, können Schwankungen in der Luminosität sofort durch eine deutliche Änderung der Zählrate entdeckt werden.

Ein Beispiel hierfür zeigt Bild 4.11, wo mehrere Zyklen bei dem Impuls p_{lab}=2605 MeV/c von einem Zyklus mit dem Impuls p_{lab}=2377 MeV/c unterbrochen wurden (Superzyklus). Hierbei entspricht die Zählrate von ca. 500 s^{-1} der koinzidenten Zählrate der Kammerszintillatoren bei dem Impuls p_{lab}=2605 MeV/c. Der Anstieg der Zählrate im 2. Zyklus auf ca. 800 s^{-1} ist auf einen höheren differentiellen Wirkungsquerschnitt bei dem Impuls p_{lab}=2377 MeV/c bei einer etwas veränderten Akzeptanz zurückzuführen. Beispielsweise beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt[30] bei einem Winkel im Schwerpunktsystem von 81^0 (mittlerer Winkel des abgedeckten Winkelbereiches) für den Laborimpuls 2376.7 MeV/c $\frac{d\sigma}{d\Omega}$=0.316±0.018 mb/sr und für den Laborimpuls 2606.9 MeV/c $\frac{d\sigma}{d\Omega}$=0.231±0.017 mb/sr.

Durch diese Änderung ist es bei Superzyklen mit vergleichsweise großen Impulsänderungen möglich, allein durch Vergleich des Scaler–Wertes des Luminositätsmonitors mit einem der anderen Scaler–Werte auf den Impuls des COSY–Strahls zu schließen.

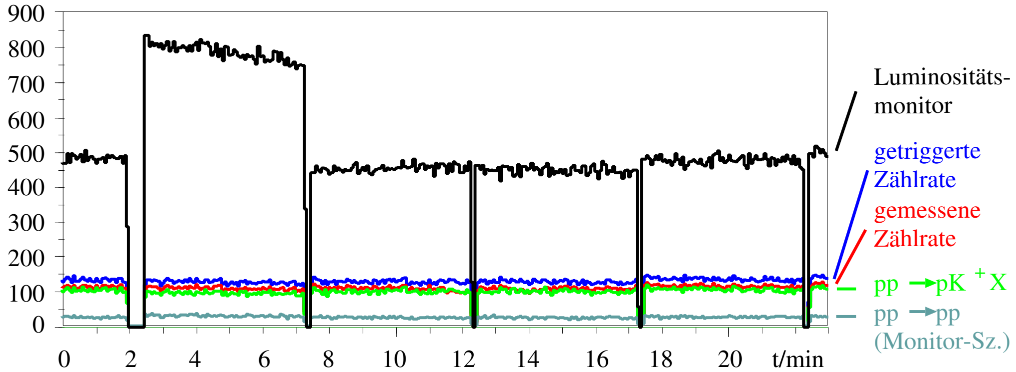


Abbildung 4.11: Koinzidente Zählrate der Szintillatoren bei den Vieldrahtproportionalkammern im Vergleich mit der zum Teil untersetzten Zählrate anderer Trigger

4.4.2 Positionsbestimmung des Targets

Durch die Ortsbestimmung in den Vieldrahtproportionalkammern ist es möglich, auf die Position des Targets bzw. des Wechselwirkungspunktes von Strahl und Target in Projektion zu schließen. Zur Auswertung der Daten werden die gemessenen Orte beider Kammern senkrecht zur Strahlrichtung (Rechts–Links–Ebene) folgendermaßen aufgetragen: bei koinzidentem Signal wurde an der oberen Seite des Diagramms der Ort in der oberen Kammer, an der unteren Seite der Ort in der unteren Kammer aufgetragen und beide Punkte dann verbunden (Abbildung 4.12). Diese Linie stellt die Reaktionsebene der beiden elastischen Protonen in Projektion senkrecht zur Strahlrichtung dar. In dieser Reaktionsebene liegt ebenfalls der Protonenstrahl des Beschleunigers. Zur quantitativen Auswertung wird durch dieses Diagramm ein Schnitt bei y=0 (entsprechend der Ebene, in der der Protonenstrahl liegt) gemacht und die einzelnen Linien durch Eintragung in ‚Bins' aufaddiert.

Dann ergeben sich Verteilungen wie in Abbildung 4.13, wo Ergebnisse der Simulationen für verschiedene Reaktionen und eine mit dem Zufallsgenerator erzeugte Verteilung gezeigt werden. Man sieht für die elastischen Protonen einen Peak über einem Untergrund, der hauptsächlich durch hadronische Wechselwirkung verursacht wird. Dieser Effekt ist groß, da die Protonen eine

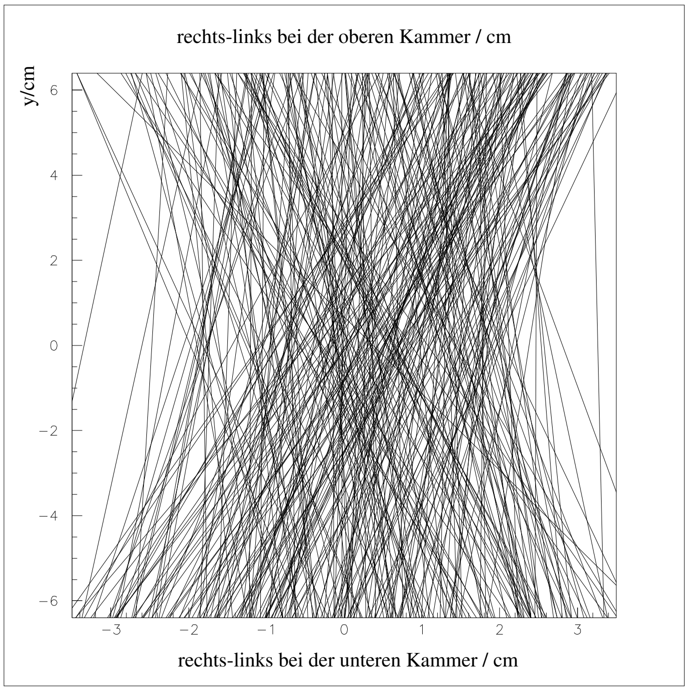


Abbildung 4.12: Verbindungslinien vom Trefferort in der oberen Kammer zu dem in der unteren Kammer zur Bestimmung der Reaktionsebene

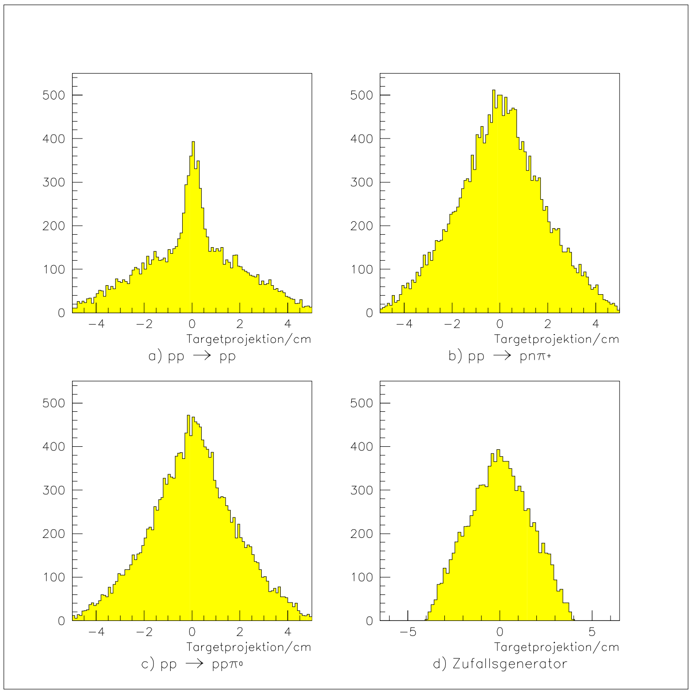


Abbildung 4.13: Monte–Carlo–Simulationen: a)–c) Projektionen des Targets für verschiedene Reaktionen bei p_{lab} = 2620 MeV/c ; d) mit dem Zufallsgenerator erzeugt

1.2 cm dicke Eisenplatte der Streukammer durchqueren müssen. Zur Analyse des Untergrundes wurden die Reaktionen pp $\rightarrow$ pnπ^+ und pp $\rightarrow$ ppπ^0 betrachtet.

Für diese beiden Drei–Teilchen–Reaktionen sieht man keinen so scharfen Peak, da es keine Reaktionsebene wie bei einer Zwei–Teilchen–Reaktion gibt. Trotzdem zeigen beide Verteilungen einen höheren Peak mit einer etwas steiler abfallenden Flanke als die, die mit dem Zufallsgenerator erzeugt wurde, da auch in einer Drei–Teilchen–Reaktion noch eine Verbindung zwischen den Ejektilen besteht. Für die zufällige Verteilung wurden jeweils für den Ort in der oberen Kammer und in der unteren Kammer mit dem Zufallsgenerator Zahlen erzeugt, die dann wie die Daten aus der Simulation behandelt wurden.

Der Untergrund durch andere Reaktionen ist zu einem großen Teil von der gesuchten Reaktion zu trennen, indem auf die Ortsabhängigkeit der elastischen Protonen geschnitten wird. Diese sind bei den untersuchten Impulsen aufgrund ihres großen Öffnungswinkels nur auf der zum Target weisenden Seite der Kammer und vermehrt an den Rändern der Kammern zu finden, wie gut auf Abbildung 4.14 zu erkennen ist. Die Teilchen aus Untergrundreaktionen verteilen sich homogen mit einer geringen Anhäufung in Richtung

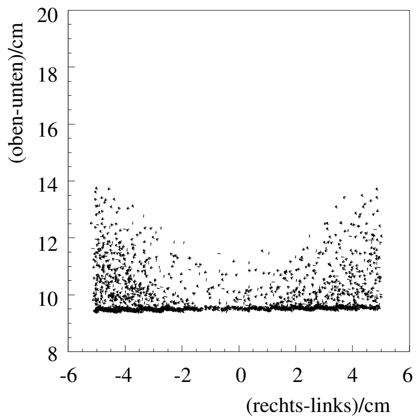


Abbildung 4.14: Verteilung der elastischen Protonen in einer Kammer bei Koinzidenz mit der anderen (Monte–Carlo–Simulation)

Target über die gesamte Kammer.

Es wurden mehrere Messungen bei einem Impuls von p_{lab}=2620 MeV/c durchgeführt. Zunächst wurde der Protonenstrahl des Beschleunigers mit Standardoptik [27] direkt auf das Target gelenkt. Danach wurde die Lage des Strahls bei ansonsten gleichen Bedingungen 2 mm nach rechts bzw. 2 mm nach links verschoben.

Zunächst wird in der Analyse nur der für elastische Ereignisse kinematisch erlaubte Bereich zugelassen, Ereignisse mit abweichenden rekonstruierten Orten werden verworfen (schraffierte Bereiche in Abbildung 4.16 a)). Da die Reaktion pp $\rightarrow$ pp eine Zwei–Teilchen–Reaktion ist, kann zusätzlich noch auf die Reaktionsebene geschnitten werden. Bei Auslenkung des einen elastischen Protons mit einem Winkel Φ muß das andere Proton um den Winkel $-\Phi$ (Abbildung 4.15) in die andere Richtung ausgelenkt werden. Dieser Schnitt ist in Abbildung 4.16 b) (schraffierte Fläche) zu sehen.

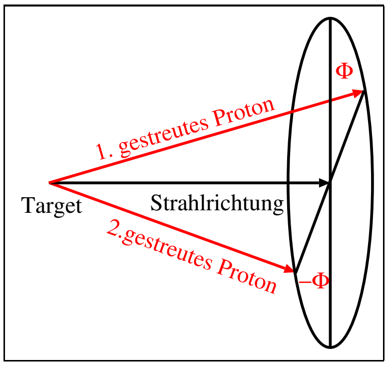
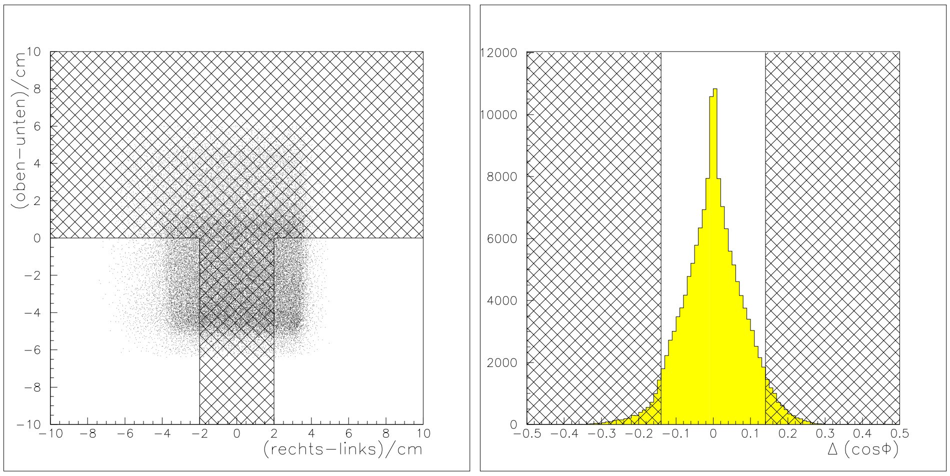


Abbildung 4.15: Winkel Φ



(a) (b)

Abbildung 4.16: a) gemessene Ortsverteilung in einer Kammer
b) Abweichung der Winkel Φ in einer Kammer
(weggeschnittene Teile sind schraffiert markiert)

Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abbildung 4.17. Der mittlere Peak wird von sich diagonal gegenüberliegenden Teilchenspuren in den Kammern

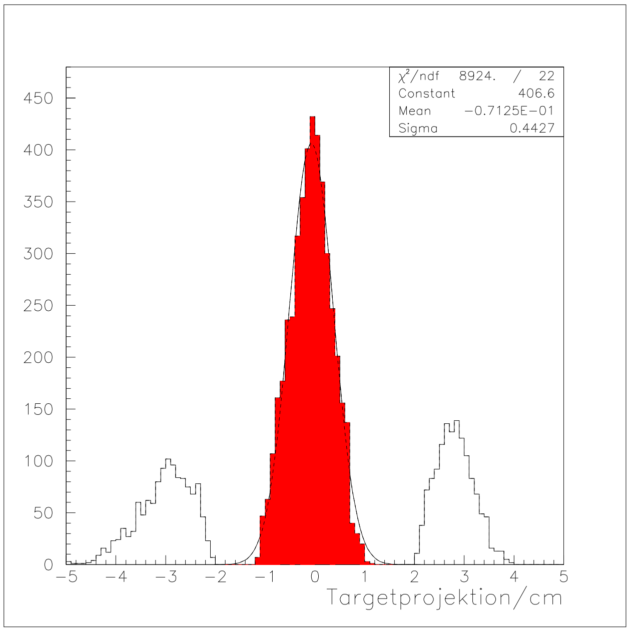


Abbildung 4.17: Targetprojektion mit klar separiertem Untergrund

gebildet (zum Beispiel in der oberen Kammer in der rechten Hälfte und in der unteren Kammer in der linken Hälfte). Diese Spuren werden von Teilchen erzeugt, die als elastische Protonen identifiziert worden sind. Daneben befindet sich auf jeder Seite jeweils noch ein Peak. Diese beiden Peaks werden durch Untergrund (andere Reaktionen) gebildet, bei dem sich die Teilchenspuren in den Kammern senkrecht gegenüberliegen (Einträge in beiden Kammern entweder auf der rechten oder auf der linken Hälfte).

An den mittleren Peak kann eine Gaußkurve mit einem $\sigma = (4.4 \pm 0.1)$ mm angepaßt werden. Der Schwerpunkt liegt in guter Näherung bei Null, was den Erwartungen entspricht, da das Target von dem aufgrund von Standardoptik weit aufgefächerten Protonenstrahl vollständig ausgeleuchtet wird.

Die Größe $2\sigma = (8.8 \pm 0.2)$ mm entspricht mit hoher Genauigkeit dem Durchmesser des Targets, der als ca. 9 mm bestimmt wurde [6]. Hierbei muß jedoch beachtet werden, daß die Gaußkurve eine Faltung von Targetdurchmesser und Ortsauflösung der Kammern darstellt.

Die Ergebnisse der Messungen, bei denen der Strahl 2 mm nach rechts bzw. nach links ausgelenkt wurde, sind in den Bildern 4.18 und 4.19 zu sehen.

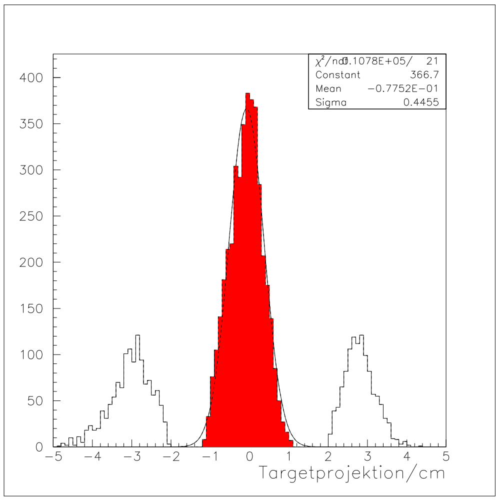


Abbildung 4.18: Strahlauslenkung um 2 mm nach rechts

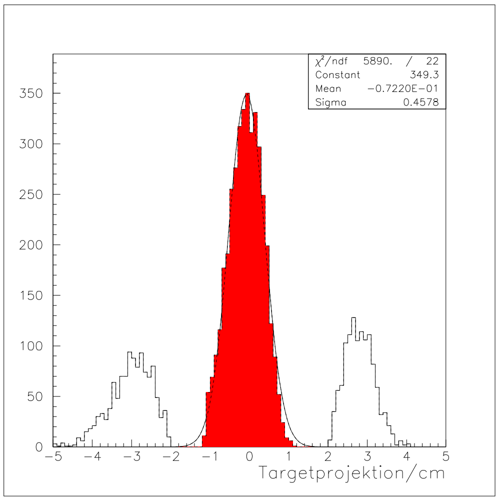


Abbildung 4.19: Strahlauslenkung um 2 mm nach links

Es wurde eine Ausdehnung $\sigma = (4.5 \pm 0.1)$ mm für den nach rechts ausgelenkten und $\sigma = (4.6 \pm 0.1)$ mm für den nach links ausgelenkten Strahl gemessen. Der Schwerpunkt liegt bei diesen beiden Messungen ebenfalls in guter Näherung bei Null. Dies ist nicht anders zu erwarten, da es sich bei der benutzten Strahloptik um Standardoptik handelt. Hierbei ist der Strahl am COSY–11–Target aufgrund großer Dispersion so weit aufgeweitet, daß er auch bei einer Verschiebung von 2 mm noch das Target vollständig ausleuchtet. Deswegen wurde eine spezielle COSY–11–Strahloptik entwickelt [27], die die Dispersion am Target auf fast Null verkleinert. Diese verbesserte Strahloptik wird nur bei COSY–11–Strahlzeiten verwendet und konnte bei dieser Messung, die außerhalb der Strahlzeit stattfand, aufgrund aufwendiger Einstellung nicht verwendet werden.

Deshalb ist zu erwarten, daß die Bestimmung des Wechselwirkungspunktes von Strahl und Target bei zukünftigen Einsätzen des Systems während der Strahlzeit noch genauer gelingen wird.

Für den zukünftigen Gebrauch steht ein Handbuch zur Handhabung sowohl des Luminositätsmonitors selbst als auch des ebenfalls anwendungsbereiten Auswertungsprogrammes zur Verfügung.

4.5 Vergleich der Ergebnisse

Die Luminosität einer Strahlzeit wurde sowohl aus Strahl– und Targeteigenschaften berechnet als auch durch Analyse der Reaktionen pp $\rightarrow$ pp und pp $\rightarrow$ dπ^+ bestimmt. Für eine zweite Strahlzeit wurden ebenfalls die beiden Analysen verglichen. Die Ergebnisse finden sich in der untenstehenden Tabelle.

Impuls/MeV/c	$L_{Rechnung}/cm^{-2}\ s^{-1}$	$L_{pp}/cm^{-2}\ s^{-1}$	$L_{d\pi^+}/cm^{-2}\ s^{-1}$
3390	–	$1.5 \pm 0.15 \cdot 10^{30}$	$1.6 \pm 0.27 \cdot 10^{30}$
2605	$0.8 \pm 0.28 + 8 \cdot 10^{29}$	$2.8 \pm 0.15 \cdot 10^{30}$	–

Die Ergebnisse der beiden Analysen der Reaktionen bei dem Impuls 3390 MeV/c stimmen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein. Die Unsicherheit bei der mit der Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp erhaltenen Luminosität ist etwas kleiner, was auf den genauer bekannten Wirkungsquerschnitt zurückzuführen ist. Die Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ kann hier sehr gut als Vergleichsmöglichkeit genutzt werden. Zusätzlich kann sogar umgekehrt aus der durch die Reaktion pp $\rightarrow$ pp bestimmten Luminosität der differentielle Wirkungsquerschnitt für den untersuchten Raumwinkelbereich bestimmt werden.

Bei der aus Strahl– und Targeteigenschaften berechneten Luminosität (Impuls 2605 MeV/c) fällt sofort der große Fehler auf, der hinter dem statistischen Fehler angegeben ist. Dieser Fehler ist dadurch bedingt, daß bei der Rechnung nur die nominelle Saugleistung der Pumpe in der letzten Aufhängerstufe berücksichtigt wurde. Verbesserungen der Saugleistung werden dadurch erzielt, daß in den anderen Stufen ebenfalls sehr leistungsfähige Pumpen vorhanden sind (Kryopumpen), deren Anteil an der Saugleistung in der Rechnung nicht berücksichtigt wird. Eine weitere Verbesserung der Saugleistung wird dadurch erzielt, daß der Clusterstrahl direkt in die Schaufeln der Turbopumpe geschossen wird. Zusätzlich folgt eine kleine Abweichung aus der Berechnung der Geschwindigkeit der Targetprotonen. In der Rechnung wird der Clusterstrahl als normales Gas behandelt. Es wurde bis jetzt noch keine Formel gefunden, in die die Eigenschaft der Clusterbildung eingeht. Der aus dieser Rechnung erhaltene Wert kann also nur als untere Abschätzung der tatsächlichen Luminosität gelten. Der Vergleich mit dem Wert, der aus der Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp erhalten wurde, bestätigt diese Aussage (für den niedrigeren Impuls ist hier der angegebene Fehler kleiner als für den höheren, weil der differentielle Wirkungsquerschnitt [30] genauer bekannt ist). Umgekehrt kann aus der durch die elastische Streuung bestimmten Luminosität die Dichte der Targetprotonen errechnet werden [6].

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das interne Experiment COSY–11 am Protonenbeschleuniger und Kühlersynchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich untersucht die Produktion von Mesonen nahe der Schwelle.

Bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist die Genauigkeit in der Luminositätsbestimmung von entscheidender Bedeutung. Deshalb werden in dieser Arbeit verschiedene Methoden zur Luminositätsbestimmung untersucht und miteinander verglichen. Die Luminosität kann aus Strahl– und Targeteigenschaften oder durch Analyse von Reaktionen mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Die Luminosität kann dann aus der Zählrate, der Größe des anlysierten Raumwinkels und dem aus der Literatur bekannten differentiellen Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Reaktionen pp $\rightarrow$ pp und pp $\rightarrow$ dπ^+ untersucht. Die Analyse der letztgenannten Reaktion wurde in diesem Experiment zum ersten Mal zur Luminositätsbestimmung genutzt.

Zusätzlich wurde ein Luminositätsmonitor (Vieldrahtproportionalkammern in Verbindung mit Szintillatoren) entwickelt, mit dem sowohl die Luminosität online während der Strahlzeit überwacht als auch der Wechselwirkungspunkt von Strahl und Target in Projektion senkrecht zur Strahlrichtung bestimmt werden kann. Vor Einbau in das Experiment wurde die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern bestimmt. Die Detektoranordnung wurde in das bestehende Monte–Carlo–Simulationsprogramm, in dem das gesamte COSY–11–Detektorsystem vorhanden ist, eingebaut und ausführliche Simulationsrechnungen zu verschiedenen möglichen Reaktionen gemacht. Zur Analyse der Daten wurde ein Auswertungsprogramm entwickelt, mit dem sowohl reale Daten als auch Ergebnisse der Simulation analysiert werden können. Erste Daten wurden bereits aufgenommen und zeigen die Funktionsfähigkeit des Detektorsystems.

Der Luminositätsmonitor besteht aus einem System von zwei Vieldrahtproportionalkammern, die mit Hilfe von zwei Szintillatoren getriggert werden. Die Vieldrahtproportionalkammern, die eine aktive Fläche von 10×10 cm^2

haben, werden sowohl in x– als auch in y–Richtung mit einem Delay–Line–System ausgelesen. Ihre aktiven Flächen werden von den Szintillatoren (ebenfalls 10×10 cm^2 aktive Fläche) vollständig abgedeckt. Die Ortsauflösung in x–Richtung beträgt 1.9 mm (2.2 mm) für die erste (zweite) Kammer, in y–Richtung 2.7 mm (2.4 mm). Die besser auflösende x–Richtung wird zur Bestimmung der Trefferorte senkrecht zur Strahlrichtung (horizontal) benutzt, da hauptsächlich diese Richtung zur Bestimmung der Reaktionsebene und damit des Wechselwirkungspunktes genutzt wird.

Aus den ersten Daten konnte sowohl die Position der Wechselwirkungszone als auch deren Breite in Projektion senkrecht zur Strahlrichtung bestimmt werden. Die Breite (zwei Standardabweichungen) entsprach dem bekannten Durchmesser des Targets (9 mm [6]), das bei der eingestellten Strahloptik vollständig vom Strahl getroffen wurde. Diese Messung bestätigt die volle Funktionstüchtigkeit des Systems.

Der Vergleich verschiedener Methoden zur Luminositätsbestimmung führte zu folgenden Ergebnissen:

Die aus Strahl– und Targeteigenschaften abgeschätzte Luminosität ist um eine Größenordnung kleiner als die aus den Analysen errechnete. Dies hängt damit zusammen, daß die reale Dichte des Targets größer ist als durch Rechnungen erhalten werden kann. Diese Methode stellt daher nur eine Abschätzung der Untergrenze der Luminosität dar.

Die Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp ist am besten zur Luminositätsbestimmung geeignet, da sie den kleinsten Fehler (ca. 5 bis 10 %) beinhaltet. Es wurden integrierte Luminositäten von $(2.6 \pm 0.26) \cdot 10^{35}$cm^{-2} ($p_{lab}$=3390 MeV/c) und $(7.4 \pm 0.38) \cdot 10^{35}$cm^{-2} ($p_{lab}$=2605 MeV/c) bestimmt.

Daneben kann die Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ analysiert werden, die sich sehr gut eignet, um das Ergebnis der ersteren Analyse zu verifizieren. Der einzige Nachteil dieser Analyse ist durch den nicht so gut bekannten differentiellen Wirkungsquerschnitt gegeben, durch den der Fehler beim Endergebnis größer wird (ca. 15 bis 20 %). Nur bei wenigen Energien ist auch dieser Wirkungsquerschnitt so gut bekannt, daß der Fehler so klein wie bei der Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp wird. Die erhaltene Luminositäten liegt bei $(2.8 \pm 0.47) \cdot 10^{35}$cm^{-2} ($p_{lab}$=3390 MeV/c) und stimmt mit dem aus der Analyse der Reaktion pp $\rightarrow$ pp erhalten Wert innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein.

Weiterhin war es möglich, aus der Zählrate bei der Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ und der aus der Reaktion pp $\rightarrow$ pp bestimmten Luminosität den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion pp $\rightarrow$ dπ^+ bei dem Laborimpuls 3390 MeV zu errechnen. Er beträgt (6.6 ± 0.72) μb sr^{-1} bei einem Schwerpunkssystemwinkel von $(37 \pm 1.5)^0$.

Eine weitere Anwendung der analysierten Daten ergab sich bei der Kalibration der beiden sich im Dipol befindlichen Detektoren. Die erwarteten Energieverluste sowohl im Szintillator als auch in den Silizium–Pad–Detektoren konnten mit den bekannten Parametern der sie durchquerenden Deuteronen bestimmt werden und die gemessenen Energieverluste darauf normiert werden.

Eine ständige Online–Überwachung der Luminosität wird bei zukünftigen Strahlzeiten durch den neu entwickelten Luminositätsmonitor ermöglicht. Die Positionsbestimmung des Wechselwirkungspunktes wird dann ebenfalls in das Online–Monitorsystem der Datenaufnahme mitaufgenommen werden, so daß eventuelle Abweichungen vom idealen Strahl–Target–Überlapp sofort festgestellt werden können und eine Änderung in der Strahloptik zur Verbesserung des Überlapps schnell durchgeführt werden kann.

Literaturverzeichnis

[1] Johann Wolfgang von Goethe, Werke Kommentare und Register, Hamburger Ausgabe in 14 Bänden, Band 13, Naturwissenschaftliche Schriften I

[2] R. Maier et al., Operational Characteristics of the COSY Electron Cooler, Proc. EPAC94, London (1994) 1200

[3] R.Maier, Nucl. Instr. & Meth. A 390 (1997)

[4] W.Oelert et al., COSY Proposal No. 11, IKP–KFA (1988)

[5] C. Quentmeier, Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1997

[6] H. Dombrowski et al., Nuclear Physics A626 (1997) 427c

[7] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, KFA-IKP(I)–1992–3

[8] S. Braucksiepe et al., Nucl. Instr. & Meth. A 376 (1996) 397

[9] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner Verlag, Stuttgart 1992

[10] H. R. Koch, Reaction Rates in Internal Solid State Targets, aus Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings, Proceedings, Physikzentrum Bad Honnef, Konferenzen des Forschungszentrums Jülich 12 (1993) ISSN 0938-6521, ISBN 3-89336-112-X

[11] GEANT–Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Geneva 1993

[12] G. Charpak et al., Nucl. Instr. & Meth. 62 (1968) 262

[13] W. Price, Nuclear Radiation Detection, McGraw–Hill, New York 1958

[14] A. H. Walenta et al., Nucl. Instr. & Meth. 92 (1971) 373

[15] D. R. Nygren, LBL Int. Report, Februar 1974

[16] D. R. Nygren, Phys. Scripta 23 (1981) 584

[17] L. B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics, University of California Press, Berkeley 1961

[18] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. & Meth. 88 (1970) 149

[19] A.Breskin et al., Nucl. Instr. & Meth. 143 (1977) 29

[20] G. Charpak et al., Nucl. Instr. & Meth. 65 (1968) 217

[21] P. Nettebrock, Konstruktion und Test einer Vieldrahtproportionalkammer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1991

[22] A. Manarin und G. Vismara, The Delay Wire Chamber (DWC) Description 1985, CERN LEP/BLTA/NOTE 85–3

[23] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975–1976, Geneva 1977

[24] Leybold Turbovac 1000

[25] A. Khoukaz, Messungen zur schwellennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton–Proton–Streuung, Dissertation, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1996

[26] D. Prasuhn, private Mitteilung

[27] G. Schepers, Assoziierte Strangeness–Erzeugung an der Produktionsschwelle in der Reaktion pp $\rightarrow$ p$K^+\Lambda$ am Experiment COSY–11 mit einer optimierten Strahloptik, Dissertation, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1998

[28] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54 (1996) 1

[29] E. Bykling, K. Kayante, Particle Kinematics John Wiley & Sons, London 1973

[30] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1652

[31] H. L. Anderson et al., Measurements of the differential cross section of the reaction pp $\rightarrow$ dπ^+ from 3.0 to 5.0 Gev/c, Physical Review Letters D, 580 (1974)

[32] U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 1Z

[33] R. K. Swank, Ann. Rev. Nucl. Sci. 4 (1954) 137

[34] Proc. Phys. Soc. B68 (1955) 929

[35] Bicron Corporation, Newbury, Ohio 44065, USA

[36] M. Köhler et al., Die Silizium–Pad–Detektoren im Experiment COSY–11, Technischer Bericht, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3071 (1995) ISSN 0944–2952

[37] R. M. Heinz et al., Differential Cross Section for p + p $\rightarrow$ d + π^+ from 1 to 3 BeV, Phys. Rev. 167 No.5 (1968) 1232

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere:

Prof. Dr. Rainer Santo für die interessante und vielseitige Aufgabenstellung und die Möglichkeit, die Diplomarbeit am Forschungszentrum Jülich anzufertigen.

Prof. Dr. Walter Oelert für eine stets begeisternde, ausgezeichnete persönliche Betreuung.

Prof. Dr. Kurt Kilian für die stets freundlichen Diskussionen und den Besuch im Theater.

Georg Schepers für die sehr gute Betreuung und die Einführung in die Datenanalyse, mit der er mich nicht nur in mancher Nachtschicht wach hielt.

Dr. Thomas Sefzick für die großartige Unterstützung bei den Umbauarbeiten der Kammern und für seine ruhigen Finger beim Löten.

Dr. Dieter Grzonka für seine vielen Vorschläge zur Analyse der Targetdaten und für seinen unerschütterlichen Optimismus.

Dr. Magnus Wolke für seinen unverzichtbaren Beitrag zum Experimentbetrieb von COSY–11 und die richtigen Antworten zum richtigen Zeitpunkt.

Peter Wüstner für die vielen Computertricks und Programmierkenntnisse, mit denen er mich immer wieder zum Staunen brachte.

Matthias Hofmann für die Melonen.

Für ein hervorragendes Arbeitsklima und eine sehr gute Zusammenarbeit: Dr. Jan Balewski, Heinz Gutschmidt, Michael Jochmann, Dr. Manfred Köhler, Andrzej Majewski, Jurek Misiak, Pawel Moskal, Usama Mostafa, Matthew Prior, Swen Sewerin, Dr. Jurek Smyrski, Dorota Wyrwa und allen weiteren Mitgliedern der COSY–11 Kollaboration sowie Dr. Eduard Roderburg, Helmut Hadamek und der mechanischen Werkstatt, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen.

Den Kollaborationsmitgliedern in Münster: Dr. Alfons Khoukaz, Thomas Lister, Christoph Quentmeier und Carsten Thomas für die tatkräftige Unterstützung, sei es auf Strahlzeiten oder bei meinen Besuchen in Münster.

Der COSY–Betriebsmannschaft: Dr.Rudolf Maier, Dr. Dieter Prasuhn, Dr. Ulf Bechstedt, Dr. Jürgen Dietrich, Kurt Henn, Dr. Andreas Lehrach, Dr. Alexander Schnase, Rolf Stassen, Dr. Hans Stockhorst, Herbert Schneider und Dr. Raimund Tölle, Peter Brittner, Peter Engels, Klaus Jach, Georg Langenberg, Dr. Sig Martin, Michael Müskes, Horst Pütz, Bernd Rogozik, Norbert Rotert, Dirk Ruhrig, Frank Scheiba und Hans Zens für ihre Hilfe bei allen Strahlmanipulationen.

Mardi Karnadi, Robert Nellen und Dr. Karl Heinz Watzlawik für vielfältige Unterstützung auf dem Gebiet der Datenverarbeitung.

Oliver für sein Verständnis für meine Arbeit.

Meinen Eltern und meiner Oma für ihre großartige Unterstützung während meines gesamten Studiums.