Alfons Khoukaz

Messungen zur schwellennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton-Proton-Streuung

–1996–

Experimentelle Physik

Messungen zur schwellennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton-Proton-Streuung

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Alfons Khoukaz
aus Dortmund
– 1996 –

Dekan:	Prof. Dr. F.-K. Holtmeier
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. D. Frekers

Tag der mündlichen Prüfung:	30.05.1996 und 10.06.1996
Tag der Promotion:	10.06.1996

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Der Mensch versucht seit je her, die ihn umgebenden Naturerscheinungen zu begreifen, in der Hoffnung, die Natur letztendlich durch sein gewonnenes Wissen zu verstehen. Bis zur heutigen Zeit ist es gelungen, eine Vielzahl von Phänomenen einheitlich zu beschreiben und auf vier fundamentale Wechselwirkungen zurückzuführen:

- Die Gravitation
  Die Gravitation, die zuerst von Isaac Newton behandelt und beschrieben wurde [Ger89], ist eine langreichweitige Wechselwirkung. Sie ist für die Anziehung zweier Massen verantwortlich und wird nach dem heutigen Verständnis durch die (noch nicht nachgewiesenen) Gravitonen übertragen.

- Die Elektromagnetische Wechselwirkung
  Sie ist ebenfalls eine langreichweitige Wechselwirkung, die zwischen geladenen Teilchen wirkt, und wird entsprechend der sie beschreibenden Quantenelektrodynamik (QED) durch Photonen übertragen.

- Die Schwache Wechselwirkung
  Diese Wechselwirkung ist kurzreichweitig ($\leq 10^{-17}\,m$) und beschreibt die Umwandlung von Elementarteilchen untereinander. Sie wird durch den Austausch von W- und Z-Bosonen übertragen.

- Die Starke Wechselwirkung
  Sie ist ebenfalls kurzreichweitig ($\leq 10^{-15}\,m$) und ist z.B. für den Zusammenhalt der Atomkerne verantwortlich. Sie wirkt zwischen (Anti) Quarks und wird nach der sie beschreibenden Quantenchromodynamik durch Gluonen übertragen.

Ein großer Erfolg der Physik war die Vereinheitlichung der Elektromagnetischen und der Schwachen Wechselwirkung zur "Elektroschwachen Wechselwirkung". Ananlog dazu versucht man, auch die restlichen Wechselwirkungen bzw. Kräfte zu vereinen, so daß letztendlich alle Wechselwirkungen nur noch durch eine Eichtheorie beschrieben werden können.

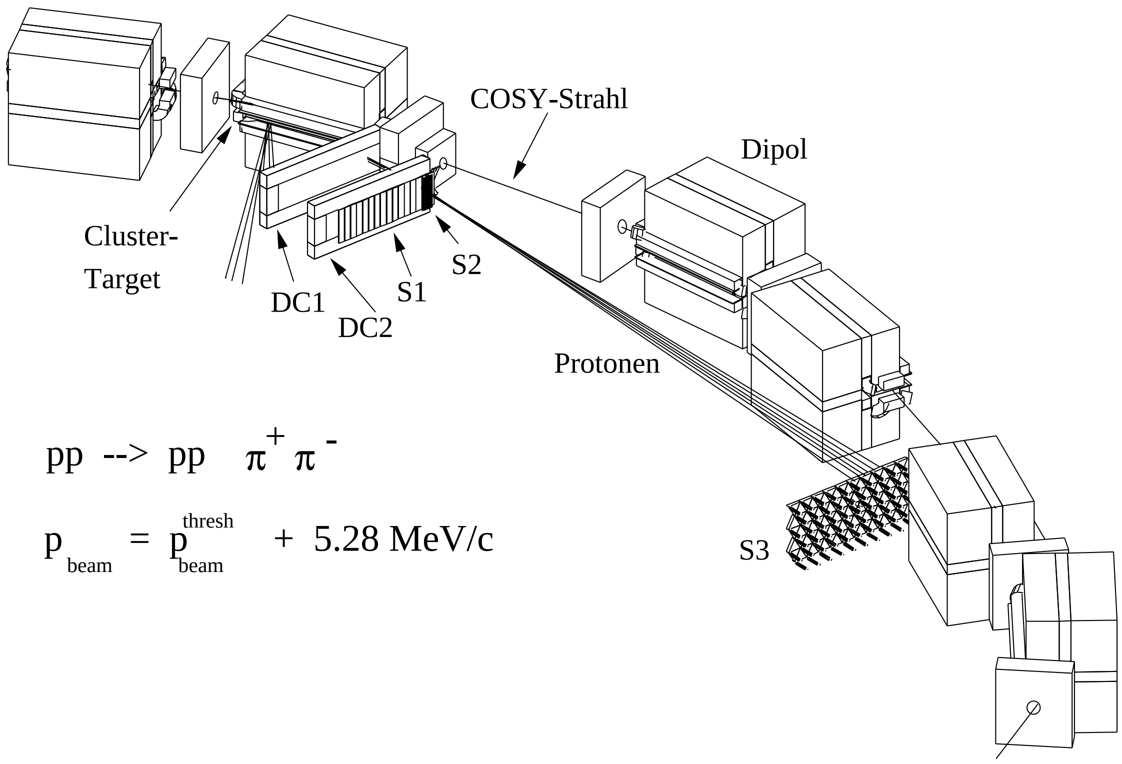

Abbildung 1.1: Räumliche Darstellung des internen COSY-11-Experiments.

Um dieses Ziel zu erreichen, ist es notwendig, die Theorien, welche die aufgeführten Wechselwirkungen beschreiben, weiter zu entwickeln und zu prüfen. Dazu sind vor allen Dingen Experimente an Beschleunigern von großer Bedeutung, da hier Teilchen im Labor produziert werden können, die in der Natur kaum zu beobachten sind. In der Hochenergiephysik werden dazu Teilchen (z.B. Elektronen, Positronen, Protonen und Ionen) auf höchste Energien (GeV bis TeV) beschleunigt und auf ein Targetmaterial (z.B. Atomkerne oder einen weiteren Beschleunigerstrahl) geschossen. Mit dieser Methode läßt sich der Abstand zwischen Projektil und Target entgegen den abstoßenden Komponenten der genannten Kräfte minimieren, so daß sich die kurzreichweitigen Komponenten dieser Kräfte auf diese Weise effektiv untersuchen lassen.

Dementsprechend arbeitet die Mittelenergiephysik mit geringeren Projektilenergien (bis einige GeV), um die Natur der genannten Wechselwirkungen bei geringen Anregungen und großen Abständen der beteiligten Teilchen zu studieren.

Das COSY-11-Experiment (Abb.1.1) ist ein internes Experiment am Protonensynchrotron COSY der KFA-Jülich, bei dem Protonen auf Energien bis zu 2.5 GeV beschleunigt und auf einen Clusterstrahl (siehe Kap.4) geschossen werden. Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Produktion geladener Pionenpaare nahe an der Produktionsschwelle an dem Aufbau des COSY-11-Experiments . Dazu wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Münsteraner Clustertarget am Protonensynchrotron COSY aufgebaut und in Betrieb genommen. Der Aufbau und die Funktionsweise des Targets werden in Kapitel 4 dieser Arbeit vorgestellt. Die im Kapitel 3 vorgestellten Detektorkomponenten samt Versorgungselektronik sowie die Auswerte- bzw. Simulationsprogramme sind ein Beitrag der Kollaboration. Mit dem Gesamtaufbau wurden Proton-Proton-Streuexperimente bei Strahlimpulsen von 1.190, 1.205, 1.222 und 1.224 GeV/c durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden (Kap. 5). Die vorliegenden Resultate entstammen den ersten Messungen an dieser Experimentiereinrichtung.

2 Mesonenproduktion im Mittelenergiebereich

Die Mesonenproduktion im Mittelenergiebereich ist für die Teilchenphysik von besonderer Bedeutung, da mit den verfügbaren energiescharfen Beschleunigern, wie z.B. dem COSY-Ring, in Kombination mit internen fensterlosen Targets Reaktionen sehr präzise untersucht werden können. Von besonderer Bedeutung sind dabei sowohl Untersuchungen zum inneren Aufbau als auch der Wechselwirkung von Hadronen und speziell von Mesonen, die nach dem heutigen Verständnis aus Quarks bzw. Anti-Quarks aufgebaut sind.
In Tabelle 2.1 sind die experimentell nachgewiesenen Quarksorten und deren Quantenzahlen aufgelistet. Mit Ausnahme der Spinquantenzahl handelt es sich dabei um additive Quantenzahlen, welche im Falle der korrespondierenden Antiquarks ihr Vorzeichen umkehren.

2.1 Die Starke Wechselwirkung

Die *Starke Wechselwirkung* zwischen den aus Quarks (Tab. 2.1) bzw. Antiquarks aufgebauten Hadronen, zu denen die Mesonen und die Baryonen gehören, wird mit der Quantenchromodynamik beschrieben (QCD). Diese führt als Austauschteilchen der Kraft zwischen den Quarks 8 *farbgeladene* Gluonen mit drei unterschiedlichen Farbladungen (Farbtriplett) ein. In diesem Bild werden die Quarks von einem Gluonenfeld umgeben, welches aufgrund der farbgeladenen Gluonen mit sich selbst wechselwirken kann. Wegen dieser Eigenschaft steigt die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung mit steigendem Abstand über alle Grenzen an [Die88]. Dieser Mechanismus steht somit im Gegensatz zu dem der Quantenelektrodynamik (QED), bei dem die Austauschteilchen dieser Wechselwirkung, die Photonen, ungeladen sind und somit nicht miteinander wechselwirken können. Zudem schirmen nach heutigem Verständnis virtuelle Fermionenpaare eine “nackte” Ladung ab, so daß die entsprechende Kopplungskonstante dieser Wechselwirkung mit wachsendem Abstand ent-

	d	u	s	c	b	t
elektrische Ladung q	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
Spin S	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
Isospin z-Komponente I_3	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
strangeness s	0	0	-1	0	0	0
charm c	0	0	0	$+1$	0	0
bottomness b	0	0	0	0	-1	0
topness t	0	0	0	0	0	$+1$

Tabelle 2.1: Quantenzahlen der experimentell nachgewiesenen Quarksorten. Das zu jedem Quark q existierende Antiquark $\bar{q}$ hat ebenfalls den Spin S=$\frac{1}{2}$ und unterscheidet sich in den übrigen (additiven) Quantenzahlen durch das komplementäre Vorzeichen.

sprechend abnimmt. Aufgrund der Selbstkopplung des Gluonenfeldes steigt die Anziehungskraft zweier einzelner Quarks mit steigendem Abstand immer weiter an, wohingegen bei sehr geringen Abständen die Kraft verschwindet und quasi-freie Teilchen vorliegen. Dieser Sachverhalt wird *Confinement* genannt. Versucht man trotz der anwachsenden Kopplungskonstante ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, können reelle Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden, sofern die in das Feld gesteckte Energie groß genug ist. Diese beiden entstandenen Teilchen binden sich jeweils an eines der zu trennenden Quarks, so daß statt getrennter isolierter Quarks effektiv wieder gebundene Quark-Antiquark-Paare vorliegen. Somit können (Anti-)Quarks nach dem "Standard-Modell" nicht frei beobachtet werden und liegen nur in gebundener Form in Elementarteilchen vor [Gre89].

2.2 Mesonenfamilien

Die u, d und s-Quarks haben deutlich geringere Massen als die übrigen Quarks, was sich in den Massen der aus ihnen zusammengesetzten Mesonen wiederspiegelt. Dementsprechend hat man versucht, die aus den u, d und s-Quarks aufgebauten Mesonen zu Multipletts zusammenzufassen. Im konventionellen Bild der Quantenchromodynamik bestehen die Me-

Mesonenfamilie	J^{PC}	L	S
pseudo-skalare Mesonen	0^{-+}	0	0
Vektor-Mesonen	1^{--}	0	1
skalare Mesonen	0^{++}	1	1
Axialvektor-Mesonen	1^{+-}	1	0
.	.	.	.
.	.	.	.
.	.	.	.

Tabelle 2.2: Beispiele für Mesonenfamilien mit niedrigen Quantenzahlen L und S.

sonen aus einem Quark und einem Antiquark, die ihrerseits als Fermionen jeweils den Spin S=1/2 tragen, so daß insgesamt ein Spin von S=0 bzw. S=1 möglich ist. Diese beiden Teilchen haben einen Bahndrehimpuls L zueinander. Die Parität P und die Ladungskonjugation C der Mesonen ergeben sich zu $P = (-1)^{L+1}$ und $C = (-1)^{L+S}$, womit sich für das u, d und s-(Anti-)Quark die in Tabelle 2.2 aufgeführten Mesonenfamilien konstruieren lassen.
Entsprechend der $q\bar{q}$-Struktur der Mesonen erhält man aus dem fundamentalen Triplett (u, d, s) der Farb-SU(3) multipliziert mit dem Antitriplett $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ neun unabhängige Quark-Antiquark-Kombinationen,

$$u\bar{u}, u\bar{d}, u\bar{s}, d\bar{u}, d\bar{d}, d\bar{s}, s\bar{u}, s\bar{d}, s\bar{s},$$

aus denen die Mesonenzustände kombiniert werden können. Im Falle der Familie der pseudo-skalaren und der Vektor-Mesonen ist dies in Abbildung 2.1 dargestellt. Dem u-Quark wird dabei I_3=+1/2 und dem d-Quark I_3=−1/2 als dritte Komponente des Isospins zugeordnet. Das s-Quark besitzt per Definition die *Seltsamkeit* s=−1/2. Dementsprechend können die Eck-Zustände der Mesonennonetts eindeutig bestimmten $q\bar{q}$-Kombinationen zugeordnet werden. Die drei Mesonen im Mittelpunkt der Multipletts ergeben sich aus Linearkombinationen der drei entsprechenden $q\bar{q}$-Zustände. Der Nachweis von mesonischen Teilchen mit den nach obigem Muster nicht möglichen Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{--}, 1^{-+}$ bzw. einer Gesamtladung q=2 wäre der Nachweis von exotischen hadronischen Strukturen, welche von den akzeptierten $q\bar{q}$-, qqq- und $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$-Kombinationen der Hadronen zwar abweichen, aber von der Theorie der QCD nicht verboten sind. Zu diesen Strukturen zählen z.B.:

- **Hybride**
  Als Hybride bezeichnet man gebundene Zustände aus Gluonen und (Anti-)Quarks.

- **Gluonenbälle**
  Gluonenbälle sind Zustände, die aus 2 oder mehr gebundenen Gluonen bestehen.

- **$q\bar{q} - q\bar{q}$-Moleküle**
  Unter $q\bar{q} - q\bar{q}$-Moleküle versteht man zwei $q\bar{q}$-Paare, die vermöge der Starken Wechselwirkung gebunden sind und einen molekülähnlichen Zustand bilden.

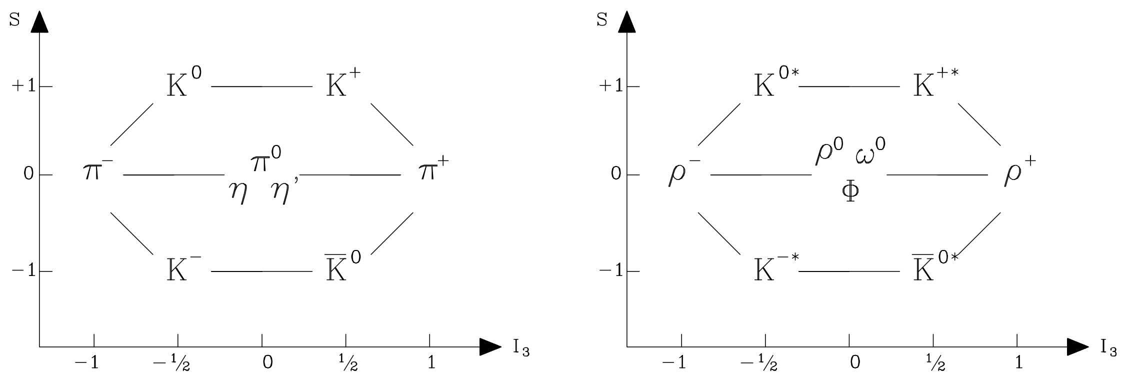

Abbildung 2.1: Darstellung der Multipletts der pseudo-skalaren Mesonen (links) mit $J^P = 0^-$ und der Vektor-Mesonen (rechts) mit $J^P = 1^-$. "s" entspricht der Seltsamkeit und "I_3" der dritten Komponente des Isospins.

Die Mitglieder der in Abb.2.1 dargestellten Mesonen-Multipletts sind experimentell nachgewiesen worden und werden allgemein als $q\bar{q}$-Paare beschrieben. Unabhängig davon wird jedoch z.B. im Falle des Φ-Mesons diskutiert, ob dieses Teilchen statt vollständig nur zu etwa 50% als $s\bar{s}$-System vorliegt. Ebenso gibt es im Falle der η- und der η'-Mesonen kontroverse Meinungen über deren tatsächlichen Quark- bzw. Gluoneninhalt. Im Falle der höheren Multipletts (z.B. L=1, S=1) sind die Zustände der Mitglieder noch weit weniger verstanden. So werden z.B. die $f_0(975)$- und $a_0(980)$-Teilchen als skalare Mesonen [Mor74], als $q\bar{q}q\bar{q}$-Zustände [Jaf77] und als $K\bar{K}$-Moleküle [Wei90] diskutiert.

Obwohl die QCD in der Lage ist, viele Eigenschaften der Hadronen zu erklären, sind noch viele Fragen in Bezug auf den Aufbau der Hadronen und deren Wechselwirkungen offen, so daß weitere Experimente notwendig sind, um z.B. die Mesonenzustände und deren Wechselwirkungen zu verstehen.

2.3 Schwellennahe Mesonenproduktion

Nach dem Konzept von Yukawa kann die Wechselwirkung zwischen Baryonen und speziell zwischen den Nukleonen durch den Austausch von Mesonen beschrieben werden. Gemäß der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ können für eine bestimmte Zeitspanne Δt *virtuelle* Teilchen der Gesamtenergie $\Delta E = m \cdot c^2$ erzeugt werden. Da diese sich nur maximal mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen können, haben sie eine maximale Reichweite von $\delta s = c \cdot \Delta t \approx \frac{\hbar}{mc}$. Dementsprechend ist die Reichweite dieser virtuellen Austauschteilchen massenabhängig, wobei die langreichweitige Komponente der Wechselwirkung folglicherweise durch den Austausch von leichten Teilchen dominiert werden muß. Im Jahre 1935 postulierte Yukawa die Existenz eines solchen leichten Teilchens, welches im Jahre 1946 von Powell experimentell nachgewiesen wurde [May84] und Pi-Meson (Pion) genannt wurde. Dieses Konzept erwies sich als sehr erfolgreich und wird auch heute noch zur Beschreibung der Baryon-Baryon-Wechselwirkung herangezogen. In Abbildung 2.2 ist der Verlauf des Nukleon-Nukleon-Potentials schematisch dargestellt. Entsprechend dem Yukawa-Bild wird der langreichweitige Ausläufer des Potentials durch den Austausch von pseudo-skalaren Mesonen bestimmt, da die Mitglieder dieser Mesonenfamilie aufgrund der niedrigen Quantenzahlen die geringsten Massen besitzen. Dabei kommt den Pionen als leichtesten Mesonen eine besondere Bedeutung zu. Nach heutiger Sicht wird im Bereich mittlerer Abstände das Potential durch die schwereren skalaren Mesonen bestimmt. Im Bereich kleinster Abstände (<1 fm) kehrt sich das Vorzeichen des Potentials um und wird stark abstoßend. In diesem Bereich dominieren die wesentlich schwereren Vektormesonen.

Steht bei der Wechselwirkung zweier oder mehrerer Hadronen genügend Energie zur Verfügung, ist es möglich, daß diese Energie zur Umwandlung von virtuellen Teilchen in reelle Teilchen verbraucht wird. Diese Teilchen können dann der Wechselwirkungszone entkommen und anschließend detektiert werden. Von grundlegender Bedeutung sind dabei Reaktionen, bei denen ein einzelnes Pion oder Pionenpaare erzeugt werden (z.B. $pp \rightarrow pn\pi^+$,

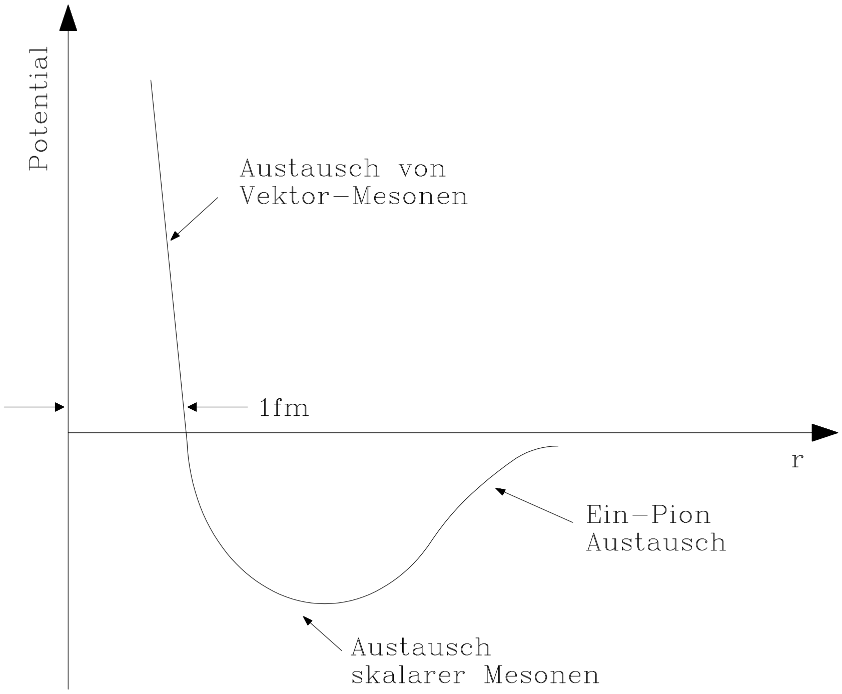

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Nukleon-Nukleon-Potentials [Grz93].

$pn \rightarrow pp\pi^-$, $pp \rightarrow pp\pi^0$, $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$, $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$,...), da die Pionen die leichtesten Mesonen sind und somit Untergrundeffekte durch die Produktion anderer Mesonen entfallen. Mit dieser Methode lassen sich die Kopplungskonstanten zwischen Mesonen und Nukleonen effektiv untersuchen. Im Falle der Pionen sind diese gut verstanden, wohingegen im Falle der schwereren Mesonen noch große Lücken im Verständnis herrschen.

Die Produktion von Mesonen in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen nahe an der Produktionsschwelle stellt ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung der Wechselwirkungsprozesse dar, da ein Großteil der zur Verfügung stehenden Energie in Massenenergie umgewandelt wird und somit nahezu keine kinetische Energie im Ausgangskanal mehr zur Verfügung steht. Dementsprechend erhöht sich die Wechselwirkungszeit der beteiligten Teilchen, so daß Wechselwirkungen der auslaufenden Teilchen ("final state interaction" bzw. "fsi") besonders deutlich werden und somit gut untersucht werden können. Aufgrund der geringen verfügbaren Energie im Ausgangskanal können auch nur wenige Partialwellen angeregt werden, was die Interpretation der Messungen vereinfacht. Desweiteren transformiert sich aufgrund der in Schwellennähe geringen kinetischen CM-Energie der gesamte CM-Phasenraum im Laborsystem in einen kleinen Raumwinkelbereich, so daß bei geeigneter Positionierung

pp − > pp+Meson(en)			
Meson(en)	**Masse**	**Schwelle**	
		Impuls	Energie
	(GeV/c^2)	(GeV/c)	(GeV)
π^0	0.135	0.777	0.280
$\pi^0\pi^0$	0.270	1.192	0.579
$\pi^+\pi^-$	0.279	1.219	0.600
η	0.549	1.982	1.255
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	0.558	2.012	1.283
$\eta\pi$	0.688	2.390	1.629
ρ	0.770	2.632	1.856
ω	0.783	2.670	1.892
η'	0.958	3.208	2.404
f_0	0.975	3.263	2.457
a_0	0.983	3.288	2.481
K^+K^-	0.987	3.302	2.494
$K^0\overline{K^0}$	0.995	3.327	2.519
Φ	1.020	3.404	2.593

Tabelle 2.3: Beispiele für am COSY-Speicherring produzierbare Mesonen. Die angegebenen Schwellen beziehen sich auf die Reaktion $pp \rightarrow ppX$.

mit relativ kleinen Detektoren der volle Raumwinkelbereich des CM-Systems abgedeckt werden kann und alle beteiligten Teilchen detektiert werden können. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß bei Annäherung an die Produktionsschwelle die Wirkungsquerschnitte stark abfallen.

Das Protonensynchrotron COSY ist besonders für Untersuchungen der Wechselwirkungen zwischen Nukleonen und Mesonen geeignet, da es aufgrund der zukünftig verfügbaren Kühlmechanismen einen extrem energiescharfen Beschleunigerstrahl zur Verfügung stellen kann. Bei Strahlimpulsen bis $\sim 3.5\,GeV/c$ (Protonenstrahl) können z.B. in Proton-Proton-Stößen einzelne Mesonen bzw. Mesonenkombinationen bis hin zum Φ(1020)-Teilchen produziert werden. In Tabelle 2.3 sind einige der produzierbaren Mesonen bzw. Mesonenkombinationen aufgeführt.

3 Das COSY-11-Experiment

Die Mittelenergiephysik im Bereich weniger GeV Strahlenergie gewinnt dank extrem energiescharfer Beschleuniger in der heutigen Zeit mehr und mehr an Bedeutung. Eine besondere Rolle spielen dabei Streuexperimente nahe an der Produktionsschwelle von Mesonen, da die Teilchen im Ausgangskanal nur sehr geringe Relativimpulse haben, so daß den Ejektilen relativ lange Wechselwirkungszeiten zur Verfügung stehen.
Das COSY-11-Experiment ist ein internes Experiment am Protonen-Synchrotron COSY der KFA-Jülich, in welchem vornehmlich in p-p-Reaktionen vom Typ $pp \rightarrow ppX$ Mesonen bzw. Mesonenpaare bis zu einer Masse von ca. $1\,GeV/c^2$ nahe an der Schwelle produziert werden.
Mit der Aufnahme differentieller und absoluter Wirkungsquerschnitte können sowohl Theorien bezüglich der Kernkräfte geprüft und weiterentwickelt als auch die Natur der produzierten Teilchen studiert werden. Die Stärken dieses Experimentes liegen zum einen in der hohen Energieschärfe des Beschleunigers in Verbindung mit einem *fensterlosen* Target, so daß eine Energieverschmierung durch Sekundärreaktionen weitestgehend vermieden wird. Zum anderen besitzt das Detektorsystem im Gegensatz zu den meisten Experimenten nahe an der Produktionsschwelle für die auslaufenden geladenen Teilchen eine 4π-Akzeptanz im Schwerpunktsystem, wodurch effektive Messungen nahe der Schwelle überhaupt erst möglich werden.

3.1 Der COSY-Ring

Mit dem COSY-Speicherring können $\leq 2 \cdot 10^{11}$ Protonen auf Impulse im Bereich von 270-3500 MeV/c gespeichert und beschleunigt werden (Tab.3.1). Um einen extrem energiescharfen Protonenstrahl zu erhalten und um die Protonen trotz interner Experimente möglichst lange in dem $183.5\,m$ langen Ring speichern zu können, stehen zwei Kühlmechanismen zur Verfügung: Im niederenergetischen Bereich bis $645\,MeV/c$ ist die Elektronenstrahlkühlung anwendbar, während im Bereich höherer Strahlimpulse (1.5-3.5 GeV/c) die stochastische

COSY-Parameter	
Umfang	$183.5\,m$
Protonen-Impuls	270-3500 MeV/c
Impulsschärfe, ungekühlt gekühlt	 10^{-3} 10^{-4}
Emittanz	$\epsilon \leq 1\,\pi\ mm\ mrad$
Strom	$\leq 50\,\mu A$

Tabelle 3.1: Betriebsparameter des COSY-Beschleunigers der KFA-Jülich.

Kühlung zum Einsatz kommt. Die mit diesen Mechanismen für interne und externe Experimente erreichbare Impulsschärfe liegt bei einer Emittanz von $\epsilon \leq 1\,\pi\ mm\ mrad$ voraussichtlich im Bereich unterhalb $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-4}$, während ungekühlt ein Wert von $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-3}$ vorliegt.

3.2 Der Aufbau des Experiments

Eine schematische Aufsicht auf das COSY-11-Experiment ist in Abbildung 3.1 gegeben. Zusätzlich dargestellt sind die Trajektorien für ein typisches Ereignis der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ nahe an der Produktionsschwelle. Aufgrund ihres durch die Massenproduktion reduzierten Impulses werden die an der Reaktion beteiligten Protonen durch das Dipolfeld stärker abgelenkt als der ungestörte Protonenstrahl, verlassen die im Dipol eingebaute Streukammer durch ein dünnwandiges Fenster und passieren die Driftkammern DC1 und DC2. Mit Kenntnis der Magnetfeldstärke in der Streukammer und den rekonstruierten Teilchenspuren in den Driftkammern lassen sich die Teilchenimpulse eindeutig rekonstruieren, da der Wechselwirkungspunkt aufgrund des räumlich gut definierten Targetstrahles ($\o\,9\,mm$) bestimmt ist. Direkt hinter den Driftkammern befindet sich eine Anordnung von zwei Szintillationshodoskopen S1 und S2, welche die getrennte Detektion der gestreuten Protonen ermöglicht. In Verbindung mit der $\approx 9\,m$ entfernten Szintillationswand S3 ("Amadeus") als Stopzähler bildet der S1-Zähler eine Flugzeitstrecke (TOF), mit welcher

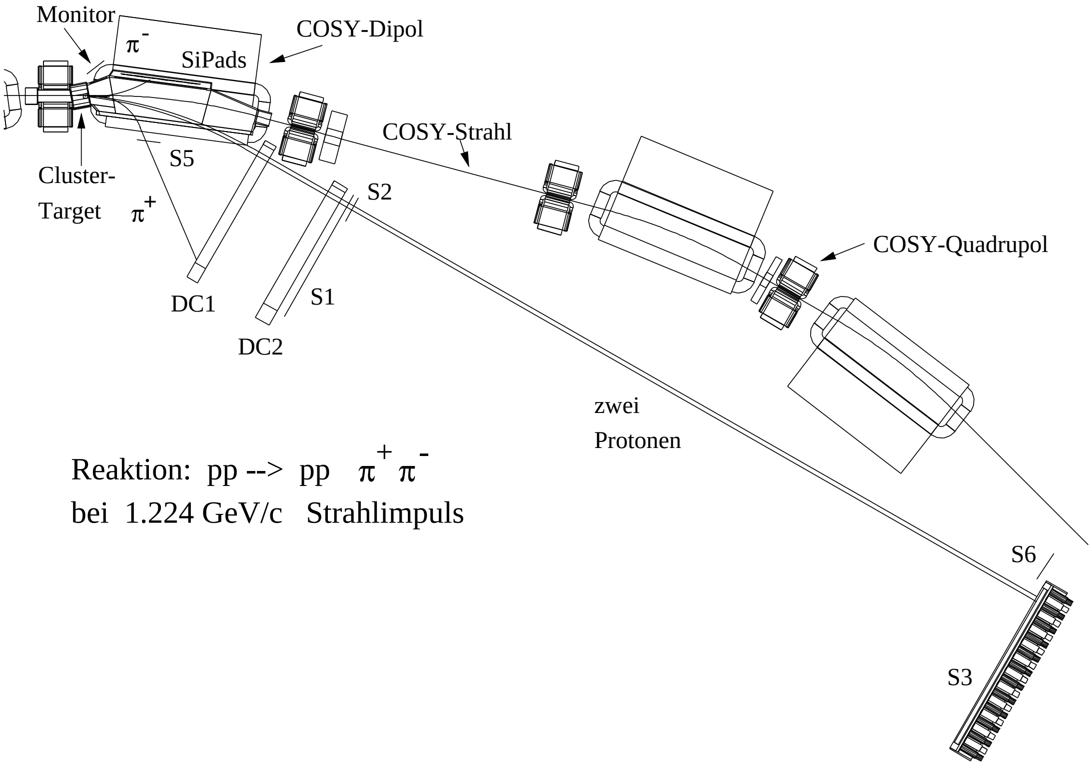

Abbildung 3.1: Aufsicht auf den COSY-11-Experimentaufbau.

zusätzlich die Teilchenimpulse rekonstruiert werden können. Untergrundereignisse, welche ihren Startpunkt außerhalb des Targets haben, können beim Vergleich der Impulse aus der TOF-Messung mit denen der Driftkammerrekonstruktion erkannt werden, da letztere von einem Reaktionspunkt im Target ausgeht und somit abweichende Werte liefert. Auf diese Weise können nachträglich die Daten effektiv von Untergrundreaktionen bereinigt werden.
Im Inneren des Dipols steht zur Detektion von negativ geladenen Teilchen wie π^- oder K^- eine Matrix von Silizium-Pad-Zählern zur Verfügung, welche in Strahlrichtung eine Ortsauflösung von ca. $0.5\,cm$ liefert. Vor dieser Matrix befindet sich zusätzlich ein beidseitig ausgelesener Szintillator, welcher zur Untergrundreduktion sowie als Trigger eingesetzt werden kann.
Im Gegensatz zu den wesentlich schwereren K^+-Mesonen werden die π^+-Mesonen so stark durch das Magnetfeld abgelenkt, daß sie nur mit geringer Wahrscheinlichkeit die erste Driftkammer erreichen. Um sie aber dennoch nachweisen zu können, wurden im Rahmen dieser Messung direkt vor der Austrittsfolie zu den Driftkammern drei zusätzliche Szintillatoren aufgestellt (S5).

Um absolute Streuquerschnitte angeben zu können, ist die Kenntnis der Luminosität erforderlich, die aus den gemessen Raten einer bekannten Reaktion ermittelt wird. Dieses geschieht in dieser Messung durch Vergleich mit der elastischen Streuung. Dazu befindet sich unmittelbar vor dem Dipol auf der Ringaußenseite ein Silizium-Pad-Detektor, welcher für einen Teil der in den S1 gestreuten elastischen Protonen das zweite zugehörige Proton detektiert [Bra95].

3.3 Die Streukammer

Entsprechend den besonderen Anforderungen wurde eine spezielle Streukammer konstruiert, welche anstelle eines Strahlrohres in dem Dipol MD08 eingebaut und mit dem Magneten fest verbunden wurde. Unmittelbar vor dem Dipolfeld stehen an der Kammer zwei CF-35 Vakuumflansche für die Verbindung mit den beiden Funktionsgruppen des Clustertargets, der Clusterquelle und dem Auffänger, zur Verfügung. Zusätzlich zu einer Ionen-Zerstäuberpumpe kann noch eine Titan-Sublimationspumpe in die Streukammer eingebaut werden.

Da die Teilchendetektoren außerhalb des Vakuums in Normalatmosphäre arbeiten, benötigt man spezielle Austrittsfenster, die einen möglichst geringen Einfluß auf die Ejektile gewährleisten. Bei der Konstruktion mußte zum einen auf dünne Materialien mit niedriger Kernladungszahl zurückgegriffen werden, um Streuungen der Ejektile beim Durchgang der Fenster so gering wie möglich zu halten. Zum anderen müssen die Fenster eine ausreichende mechanische Festigkeit aufweisen, um das COSY-Vakuumsystem abzusichern. Besonders kritisch ist hierbei das Austrittsfenster entlang der Streukammer, durch welches die Ejektile die Driftkammern erreichen sollen, da es bei einer Größe von $1870 \times 76\,mm^2$ besonders hohen Kräften ausgesetzt ist. Zum Einsatz kommt daher ein spezielles Folienfenster aus zwei Lagen in Epoxyd eingebetteten $150\,\mu m$ dicken Kohlenstofffasern in horizontaler und vertikaler Richtung, welches vakuumseitig mit einer $30\,\mu m$ dicken Aluminiumfolie versehen ist. Diese Struktur wurde bei einer Temperatur von $130°C$ und einem Druck von $6\,bar$ mit Epoxydharz verklebt. Der durch Streuung an diesem Fenster verursachte Winkelfehler beträgt für Protonen mit einem typischen Impuls von $1\,GeV/c$ etwa $0.8\,mrad$.

Im Falle der verbleibenden drei Fenster konnten $150\,\mu m$ dicke Cr-Ni-Stahlfolien verwendet werden, da sich die enstprechenden Detektoren unmittelbar hinter diesen Fenstern befinden und Winkelfehler somit unrelevant bleiben.

3.4 Das Target

Das Clustertarget ist in einem Aluminiumgestell unmittelbar vor dem Dipol untergebracht und stellt in der Streukammer einen ca. $9\,mm$ dicken Targetstrahl zur Verfügung. Aufgrund des begrenzten Raumangebotes zwischen dem Dipol und einem Quadrupol mußten spezielle Kryopumpen entwickelt werden, welche Vakuumkammer und zugleich Vakuumpumpe darstellen. Eine detaillierte Beschreibung des Clustertargets wird in Kapitel 4 gegeben.

3.5 Das Detektorsystem

Mit den Abbildungen 1.1 und 3.1 ist eine Aufsicht auf die Detektorkomponenten in der Umgebung des Targets gegeben. Zum Verständnis der räumlichen Anordnung sind zusätzlich Monte-Carlo-Trajektorien der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ nahe an der Produktionsschwelle dargestellt. Im Folgenden wird das Detektorsystem beschrieben.

3.5.1 Die Driftkammern

Zur Bestimmung der Trajektorien positiv geladener Teilchen stehen zwei Driftkammern vom CERN-Typ [Cha73] im Abstand von $\approx 70\,cm$ zur Verfügung.
Die aktiven Flächen beider Kammern sind in horizontaler Richtung $1680\,mm$ breit und haben eine Höhe von $433\,mm$. Die Anordnung der Driftkammerebenen ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Verwendet werden sowohl vertikale als auch um $\pm 31°$ verkippte Ebenen, wobei jeweils zwei aufeinanderfolgende Ebenen vom selben Typ sind. Im Gegensatz zu der zweiten Kammer wurde aus Platzgründen in der ersten Kammer auf die letzten beiden vertikalen Ebenen verzichtet, sie besteht somit aus 6 anstatt aus 8 Detektionsebenen [Gug92]. Der Abstand aufeinanderfolgender Ebenen beträgt jeweils $18\,mm$. Da jede Kammer aus mehr Ebenen besteht, als für eine eindeutige Spurrekonstruktion notwendig ist, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich erhöht und die Trajektorien werden präziser bestimmt. Zudem können Mikro-HV-Überschläge erkannt und herausgerechnet werden, ohne das aufgezeichnete Event verwerfen zu müssen.

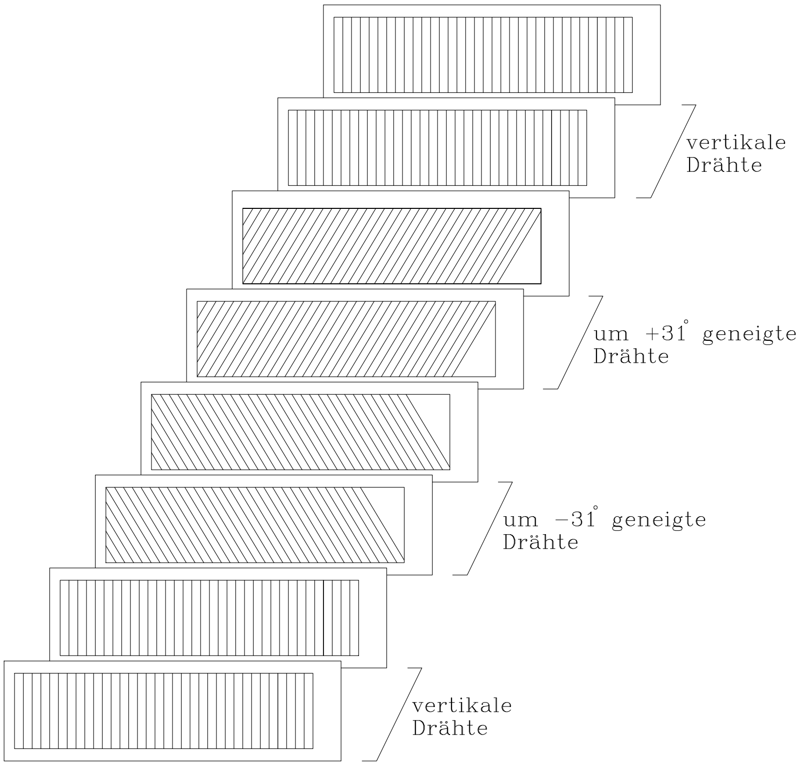

Abbildung 3.2: Anordnung der Driftkammerebenen

Für nahezu senkrecht auftreffende Teilchen beträgt die Driftzeit bei einer maximalen Driftstrecke von $20\,mm$ etwa $400\,ns$. Die Ortsauflösung wurde mit $1\,GeV/c$-Protonen bestimmt und beträgt $100\,\mu m$ (rms), so daß mit Kenntnis des Dipolfeldes selbst mit einem ungekühlten COSY-Strahl in Messungen zur η-Produktion eine Missing-Mass-Auflösung von ca. $2\,MeV$ erreicht werden konnte.
Aufgrund der großen Anzahl von verwendeten Detektionsebenen liegt die Rekonstruktionseffizienz nahe bei 100%.

3.5.2 Die Szintillator-Hodoskope S1 und S2

Unmittelbar hinter der zweiten Driftkammer DC2 befindet sich die Szintillatorwand S1, welche aus 16 vertikalen Modulen (Bicron BC 404 [Bicro]) der Größe $450 \times 100 \times 4\,mm^3$ besteht. Zur vertikalen Treffpunktbestimmung werden die Module beidseitig ausgelesen und zeigen in Verbindung mit Photomultipliern vom Typ Thorn Emi 9954B [Thorn] für minimalionisiernde Teilchen je nach Auftreffort eine Zeitauflösung von 160-220 ps.

Da bei der Reaktion $pp \rightarrow ppX$ nahe an der Schwelle die beiden auslaufenden Protonenspuren sehr dicht zusammen liegen, befindet sich direkt hinter dem S1 das feiner segmentierte Szintillatorhodoskop S2. Dieses Hodoskop besteht aus 16 vertikalen Modulen der Größe $450 \times 13.5 \times 2\,mm^3$ (Bicron BC 404) und ermöglicht so die getrennte Detektion beider Protonen, so daß nahe an der Schwelle auf diese Doppeltreffer getriggert werden kann. Für den Fall, daß die Protonenspuren jedoch so nah beieinander liegen, daß sie auch nicht mehr vom S2 getrennt werden können, besteht zusätzlich noch die Möglichkeit, einen Doppeltreffer in einem Modul zu erkennen, indem neben zwei Einfachtreffern zusätzlich auf Einfachtreffer mit hoher Energiedeposition getriggert wird. Zudem kann der S2-Detektor entsprechend dem erwarteten Auftreffort der Protonen hinter dem S1 positioniert werden.

3.5.3 Die Szintillatorwand S3

Die Szintillatorwand S3 in Verbindung mit dem S1 ermöglicht eine Flugzeitmessung (TOF) der Ejektile, wobei der S1 das Startsignal gibt und der S3 als Stopzähler dient. Aufgebaut ist der S3 aus einem Szintillatorblock (BC 404) der Breite $220\,cm$ und der Höhe $100\,cm$. Hinter dem $5\,cm$ dicken Szintillator befindet sich getrennt durch einen $4\,cm$ breiten Luftspalt eine Matrix von 217 Photomultipliern, welche auf den Eckpunkten von gleichseitigen Dreiecken der Kantenlänge $11.5\,cm$ sitzen. Aufgrund der Totalreflexion an der Grenzfläche des Szintillators zum Luftspalt nimmt die Anzahl der von den Photomultipliern registrierten Photonen stark mit dem Abstand zum Eintreffort der Teilchen ab, so daß nur wenige Photomultiplier nahe dem Auftreffort ein wesentliches Signal zeigen. Auf diese Weise können auch nah beieinanderliegende Treffer getrennt werden und der Auftreffort auf bis zu ca. $1.0\,cm$ genau bestimmt werden.

Messungen mit minimalionisierenden Teilchen ergaben eine Zeitauflösung von 135-190 ps (rms) je nach Auftreffort, so daß in Verbindung mit dem S1 als Startzähler bei einem relativem Abstand von ca. $9\,m$ für $1\,GeV/c$-Protonen eine TOF-Zeitauflösung von 195-265 ps (rms) vorliegt. Somit kann über die Flugzeitbestimmung eine Impulsrekonstruktion im Bereich von $\Delta p/p \approx 1 - 1.5\%$ erreicht werden. Dieser Impulswert kann als Startwert für die Impulsrekonstruktion mit den Driftkammerspuren genutzt werden und wird zur Untergrundreduzierung eingesetzt.

3.5.4 Die Si-Pad-Detektoren

Zur Detektion von negativ geladenen Teilchen steht in der Dipolöffnung eine Matrix von Silizium-Pad-Detektoren zur Verfügung. Das Basismodul bildet dabei ein Vierfach-Pad mit einer Breite von $19.65\,mm$ und einer Höhe von $24.10\,mm$, welches aus vier separat auslesbaren nebeneinander angeordneten vertikalen Pads gleicher Breite besteht. Insgesamt besteht diese Matrix aus drei Reihen zu je 60 Vierfach-Pads, wobei zur Vermeidung inaktiver Bereiche sowohl die Vierfach-Pads einer Reihe untereinander als auch jeweils zwei benachbarte Reihen zueinander einen Überlappbereich besitzen.

Analog zu diesem Detektor besteht der Monitordetektor für elastische Protonen ebenfalls aus drei überlappenden Reihen. In jeder Reihe kommen hierbei jedoch nur jeweils 12 Vierfach-Pads zum Einsatz.

Ausgelesen werden die insgesamt 864 Silizium-Pads über die am CERN entwickelten AMPLEX-16-Chips [Beu90] mittels sogenannter CAMAC DRAMS Receiver und DRAMS Control Module [Che88] [Mar90]. Parallel können damit jeweils zwei Gruppen zu je maximal 512 Pads sequentiell ausgelesen, digitalisiert und den Event-Daten zugeführt werden.

3.5.5 Zusätzliche Szintillatorstreifen

Um die Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$ eindeutig nachzuweisen, muß neben den beiden Protonen auch mindestens ein Pion nachgewiesen werden, da sonst eine Trennung von der kinematisch ähnlich verlaufenden $pp \to pp\pi^0\pi^0$-Reaktion kaum möglich ist. Um die Akzeptanz des Detektorsystems zu vergrößern, wurden im Rahmen dieser Messung drei einseitig ausgelesene Szintillatorstreifen (2 zu je $25 \times 10 \times 0.4\,cm^3$, 1 zu $10 \times 10 \times 0.4\,cm^3$) vor die Austrittsfolie der Streukammer in Richtung Driftkammern montiert (S5, siehe Abb.3.1). Somit können die π^--Mesonen über die Silizium-Pad-Zähler und die π^+-Mesonen über diese zusätzlichen Detektoren nachgewiesen werden.

Desweiteren zeigten Monte-Carlo-Rechnungen, daß ein Teil der Trajektorien der auslaufenden Protonen dieser Reaktion neben dem Amadeus-Detektor (S3) Richtung Strahlrohr verlaufen. Da aber ein Treffer in diesem Detektor zur Auslösung des Triggers erforderlich ist, wurde dieser Raumbereich mit drei nebeneinander montierten vertikalen Szintillator-Streifen (je $45 \times 10 \times 0.4\,cm^3$) bestückt (S6, siehe Abb.3.1).

3.6 Die Datenaufnahme

In dem COSY-11-Experiment kommt ein universelles Datenaufnahmesystem zum Einsatz, welches für mehrere Experimente am COSY entwickelt wurde und bezüglich der Architektur auf dem Einsatz allgemein verfügbarer Standards ausgelegt ist [Zwo94]. Die Digitalisierungs- und Hilfssysteme für die Detektoren ("Front-End-Elektronik") basieren dabei auf CAMAC, FASTBUS und VME. Die Auslese und das sogenannte "Event-Building", d.h. das Zusammenstellen der separaten Detektorinformationen zu einem Ereignis (Event), erfolgt über ein Multiprozessorsystem aus sogenannten "Intelligent CAMAC controllers", "FASTBUS masters" und VME CPU's, welche unter dem Betriebssystem OS-9 arbeiten.

Zur Übergabe der Eventdaten zwischen den Crates untereinander und zur Workstation wurde als standardisierte Verbindung der VICbus ISO/IEC 26.11458 [ISO93] [Par92] gewählt, wobei als Workstation eine DEC Alpha zum Einsatz kommt, welche unter dem Betriebssystem OSF/1 arbeitet.

Während die Szintillator-Signale über LeCroy ADC 1881 und TDC 1875A ausgelesen werden, kommen für die Driftkammern LeCroy multihit TDC 1877 und TDC 1875-Module zum Einsatz, welche gemeinsam in einem FASTBUS-Crate untergebracht sind. Neben diesem Crate besteht die "Front-End"-Hardware aus drei CAMAC-Crates, welche "intelligente" Controller vom Typ Struck STR 330 [STR92], CES VCC 2117 und VCC 2118 [Erv92] benutzen.

Als "Subeventbuilder" stehen zwei ELTEC E6 [EUROC] zur Verfügung, deren VSB-Schnittstellen über ein spezielles Modul [Zwo94] zur Anbindung an den VICbus dienen.

Das Wegschreiben der Eventdaten auf EXABYTE 8505 [EXB90] erfolgt durch den Eventbuilder (Typ CES FIC8234 [FIC92]), welcher desweiteren zur "Online"-Datenauswertung Events per TCP der Workstation zuführen kann.

Zur Event-Synchronisation wird ein von der GSI-Darmstadt entwickeltes System [Ess92] verwendet.

Die Experiment-Software ist auf mehrere Prozessoren verteilt und ist im wesentlichen als Echtzeit-Software auf den Controller-Boards (CAMAC, FASTBUS und VME) und auf der Workstation implementiert. Dabei basiert die Software auf MAP/MMS (Manufacturing Message Specification, ISO 9506 [ISO90]), welches als Oberfläche für die Kommunikation verschiedener programmierbarer Geräte arbeitet.

Die Online-Datenanalyse zum Erstellen von Histogrammen, Trefferverteilungen in Detektoren etc. benutzt Standard CERN Softwarepakete wie z.B. PAW, HBOOK [Bru89] und HPLOT.

3.7 Erste Ergebnisse

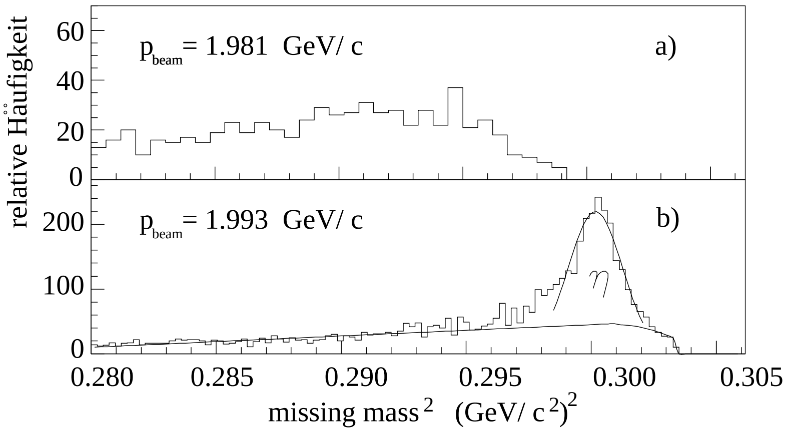

Abbildung 3.3: Vergleich der Spektren der rekonstruierten "missing mass" für Strahlimpulse von 1.981 GeV/c (1 MeV/c unterhalb der Produktionsschwelle des η-Mesons) und 1.993 GeV/c (11 MeV/c überhalb der Schwelle).

Die Funktionstüchtigkeit des Experimentaufbaus konnte in ersten Messungen der Kollaboration zur η-Meson-Produktion an der Schwelle (p_{beam}=1.982 GeV/c) bestätigt werden [Cos96]. Hierbei wurden Daten bei Strahlimpulsen von 1.981 GeV/c (1 MeV/c unterhalb der Schwelle) und 1.993 GeV/c (11 MeV/c oberhalb der Schwelle) aufgenommen. Da das η-Mesons zu kurzlebig ist, um direkt nachgewiesen zu werden und zu etwa 71% in neutrale Teilchen zerfällt (γ 's und π^0's) [PPB94], wurde es durch Detektion der an der Reaktion beteiligten Protonen indirekt nachgewiesen, indem der Massenverlust ("missing mass") bestimmt wurde. Bei der Analyse der Daten wurden daher nur solche Events selektiert, bei denen genau zwei Spuren mit den Driftkammern rekonstruiert wurden und die innerhalb bestimmter Detektorbereiche des S1- und S3-Detektors lagen. Die mit der Flugzeitstrecke bestimmte Geschwindigkeit β und der mittels der Ablenkung im Magnetfeld bestimmte Impuls p ermöglichten die Bestimmung der invarianten Masse $m = \sqrt{p^2(\beta^{-2} - 1)}$, welche der

Protonenmasse entsprechen mußte. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Während

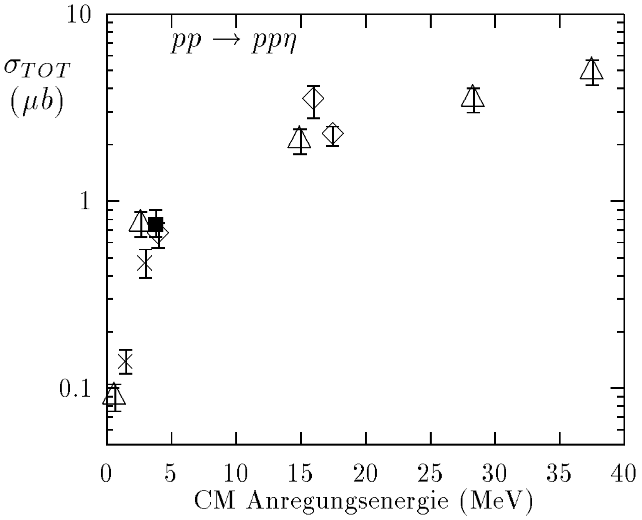

Abbildung 3.4: Absoluter Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \to pp\eta$. Der COSY-11-Punkt (■) ist konsistent mit den Ergebnissen von Calén ($\triangle$) [Cal95], Chiavassa ($\times$) [Chi94] und Bergolt ($\diamond$) [Ber93].

bei der Messung unterhalb der Schwelle im missing-mass-Spektrum keine deutliche Struktur zu erkennen ist, ist im Spektrum oberhalb der Schwelle eine signifikante Erhöhung bei einer entsprechenden Masse von ca. 548 MeV/c^2 (Literaturwert: 547.5 MeV/c^2) zu beobachten. Normiert auf die integrierte Luminosität konnte bei dem Strahlimpuls von 1.993 GeV/c ein absoluter Wirkungsquerschnitt von $0.77\,\mu b \pm 33\%$ ermittelt werden, welcher im Einklang mit den Literaturwerten ist (Abb.3.4).

4 Das Clustertarget

Interne Experimente an Kühler-Speicherringen bieten die Möglichkeit, Reaktionen mit kleinsten Wirkungsquerschnitten sehr präzise zu untersuchen, da diejenigen Projektile, welche nicht mit dem Target wechselwirken, im Strahl verbleiben und das Target erneut passieren können. Benutzt man zudem fensterlose Targets geringer Dichte ($\rho \leq 10^{14}$ Atome/cm^2), so unterdrückt man Sekundärreaktionen im Target und unerwünschte Wechselwirkungen mit einem Fenster. Für den Einsatz in derartigen Experimenten ist ein Clustertarget geradezu prädestiniert, da es neben diesen Eigenschaften noch eine Anzahl weiterer Vorzüge vereint. So liefert ein Clustertarget im Gegensatz zu den Molekularstrahltargets einen räumlich scharfumgrenzten Targetstrahl homogener Dichte und geringer Divergenz. Dank dieser Eigenschaft kann der Clusterstrahl relativ weit von der Strahlachse des Beschleunigers entfernt erzeugt werden, so daß apparative Störeinflüsse auf den Beschleunigerstrahl vernachlässigt werden können. Da der Clusterstrahl nur gering divergiert und im Vakuum nicht wie ein Gasstrahl radial expandiert, kann eine UHV-Kammer passiert werden, ohne das Vakuum drastisch zu beeinflussen. Diese Eigenschaft ist für die Streukammer von großer Bedeutung, da vom Targetstrahl anfallendes Restgas in den Beschleunigerring eindringen könnte und das Vakuumsystem belasten würde. Desweiteren wirken diese Restgasatome als Streuzentren, die zur Untergrundrate beitragen.
Das Münsteraner Clustertarget wurde bezüglich der räumlichen und vakuumtechnischen Eigenschaften für den Einsatz an Speicherringen und insbesondere für das COSY-11-Experiment an der KFA-Jülich konstruiert. Es ist in der Lage, alle Gase bis auf Helium zu verwenden und ermöglicht somit ohne aufwendige Umbaumaßnahmen Experimente mit verschiedensten Targetstoffen. Zudem erlaubt der modulare Aufbau ohne weiteres eine Anpassung an andere Meßapparaturen.

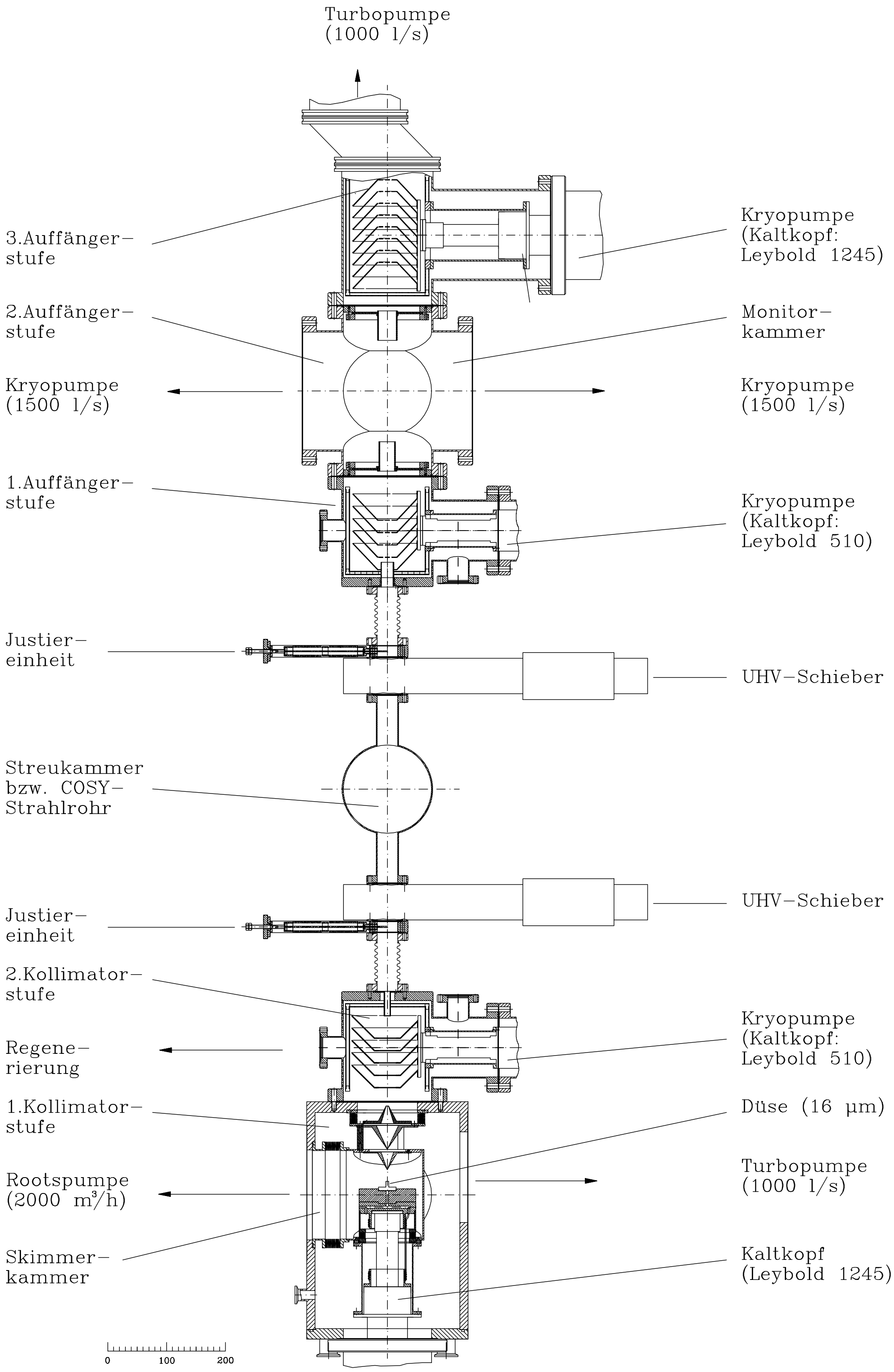

Abbildung 4.1: Der Aufbau des Clustertargets am COSY-Ring.

4.1 Der Targetaufbau

Bei der Konstruktion des Clustertargets wurden die speziellen räumlichen Gegebenheiten am Targetpunkt TP3 des COSY-Speicherringes berücksichtigt. Die schlanke Form ergibt sich aus den stark eingeschränkten räumlichen Verhältnissen des Targetpunktes TP3 zwischen einem Dipol und einem Quadrupol. Aus diesem Grunde konnte der Aufbau nur mit der Nebenbedingung des stark eingegrenzten Raumes auf maximales Saugvermögen und minimale Drücke hin optimiert werden, woraus sich die Wahl der Vakuumpumpen ergibt (Abb. 4.3).

In Abbildung 4.1 ist der mechanische Aufbau des Clustertargets dargestellt, welcher in die zwei Funktionsgruppen Clusterquelle und Auffänger unterteilt ist. Der Clusterstrahl wird mittels einer Lavaldüse in der Skimmerkammer erzeugt [Kho92] und wird nach oben durch die Streukammer geschossen, welche die beiden Funktionsgruppen verbindet. Der Großteil des Targetstrahls nimmt in der Streukammer an keiner Reaktion teil, bewegt sich geradlinig fort und passiert anschließend den Auffänger, um dann auf eine Turbomolekularpumpe zu treffen, welche die Cluster entfernen soll. Die auf den Turbopumpenschaufeln auftreffenden Cluster zerplatzen und bilden einen diffusen Gasuntergrund, welcher nur teilweise von der Turbopumpe entfernt werden kann. Um die Streukammer vor dem zurückströmenden Gas abzuschirmen, besteht der Auffänger aus mehreren Teilkammern, welche separat gepumpt werden und voneinander durch Blenden getrennt sind. Die Größe der Blenden ist so gewählt, daß der Clusterstrahl sie ohne anzustoßen passieren kann. Mit Hilfe dieser differentiellen Druckstufen ist es möglich, in der Streukammer UHV-Bedingungen aufrechtzuerhalten, während im Bereich der Turbopumpe ein Kammerdruck von ca. $10^{-6}\,mbar$ herrscht.

4.1.1 Clustererzeugung

Das Herzstück des Clustertargets ist in Abbildung 4.2 dargestellt. In der Skimmerkammer ist auf einem Kaltkopf eine Düse montiert, welche während des Clusterbetriebs bei einem Gasdruck von $\sim 18\,bar$ unter $50\,K$ abgekühlt wird. Beim Passieren der Düse bilden sich Kondensationskeime, welche rasch anwachsen und Mikrotröpfchen bilden, die sogenannten Cluster [Bec56]. Da aber nur maximal zehn Prozent des Gases clustert [Gsp87], bildet das restliche Gas einen Gasstrahl, welcher den Clusterstrahl umgibt.

Da dieser Gasstrahl aber schon nach wenigen Zentimetern stark radial expandiert, muß er vom Targetstrahl separiert und abgepumpt werden, um die Streukammer nicht zu belasten. Dieses geschieht mittels eines Skimmers, welcher im Abstand von ca. $20\,mm$ hinter der Düse montiert ist (Abb.4.2).

Abbildung 4.2: Aufbau der Clusterquelle des Clustertargets für das COSY-11-Experiment.

Dieser Skimmer ist eine kegelförmige Blende mit einer Öffnung in der Spitze von $700\,\mu m$, welche die Skimmerkammer von der benachbarten Kollimatorkammer trennt. Die Steigung des Kegels muß einen bestimmten Grenzwinkel unterschreiten, um Druckwellen zu vermeiden, welche sich negativ auf den Clusterstrahl auswirken [Dom89]. Im vorliegenden Fall wurde ein Winkel von $60°$ gewählt. Da in der Skimmerkammer im Betrieb ein Druck von ca. $10^{-2}\,mbar$ herrscht, ist es auch hier erforderlich, die Streukammer durch differentielles Pumpen vom diffusen Gasballast dieser Kammer abzuschirmen. Der Anteil des Clusterstrahls und des ungerichteten Gasuntergrundes, welcher den Skimmer passiert, trifft in der darauffolgenden Kollimatorkammer erneut auf eine kegelförmige Blende, den Kollimator. Dieser Kollimator schneidet je nach Durchmesser einen Teil des Clusterstrahls ab und bestimmt somit die Größe des Targetstrahls. Im vorliegenden Fall wurde ein Kollimatordurchmesser von $700\,\mu m$ gewählt, um in der Streukammer einen Targetdurchmesser von ca. $9\,mm$ zu erhalten. Der Gasuntergrund hingegen wird nahezu vollkommen aufgehalten und seitlich abgepumpt. Danach tritt der Clusterstrahl in die 2.Kollimatorkammer ein, welche den Gasuntergrund wiederum verringert, so daß nach dieser Stufe in der Streukammer ein reiner Clusterstrahl zur Verfügung steht.

4.1.2 Das Vakuumsystem

Die niedrigen Düsentemperaturen von $\leq 50\,K$ erfordern Wasserstoffgas höchster Reinheit, da jede Fremdsubstanz (mit Ausnahme von Helium) in den Düsenzuleitungen und im Düseninneren ausfrieren würde und somit den Clusterbetrieb über mehrere Stunden behindern kann. Aus diesem Grunde wird ein Gasreiniger Modell 8373 der Firma UCAR/Matheson eingesetzt, welcher Wasserstoff geringer Reinheit (z.B. Wasserstoff 2.0) mittels eines Palladiumfilters von Fremdstoffen trennt, so daß am Ausgang ultrahochreines Gas zur Verfügung steht [Kho92]. Um die Reinheit auf dem Weg zur Düse zu erhalten und vor nachfolgenden Verunreinigungen wie z.B. Wasserdampf zu schützen, wird dieses Gas mittels einer speziell für gaschromatographische Anwendungen gereinigte Edelstahlleitung dem Target zugeführt.

In Abbildung 4.3 ist das Vakuumsystem des Clustertargets schematisch dargestellt. Der hochreine Wasserstoff passiert einen Durchflußregler, mit welchem der Düsenvordruck indirekt eingestellt werden kann, passiert ein elektropneumatisches Ventil und strömt durch die Düse. Mehr als 99% des Gases fällt als Gasballast in der Skimmerkammer an und wird über die zwei Rootspumpen RP1/2 (Ruvac WSL 2001 und Ruvac WSU 500, Firma Leybold) und die Vorpumpe FP1 (Alcatel 1200) abgepumpt. Der in der folgenden 1.Kollimatorkammer anfallende Gasballast wird mittels der Turbopumpe TP1 (Turbovac 1000C, Firma Leybold) reduziert, welche vorvakuumseitig an die Skimmerkammer angeschlossen ist. Die folgende 2.Kollimatorkammer wird gleichzeitig als Pumpkörper für eine Kryopumpe genutzt und kann zu Regenerationszwecken über den Schieber V3 mit der 1.Kollimatorkammer verbunden werden. Die folgende Streukammer kann über die beidseitig montierten Ganzmetallschieber V1.1/V1.2 von dem Target getrennt werden und wird über eine Ionen-

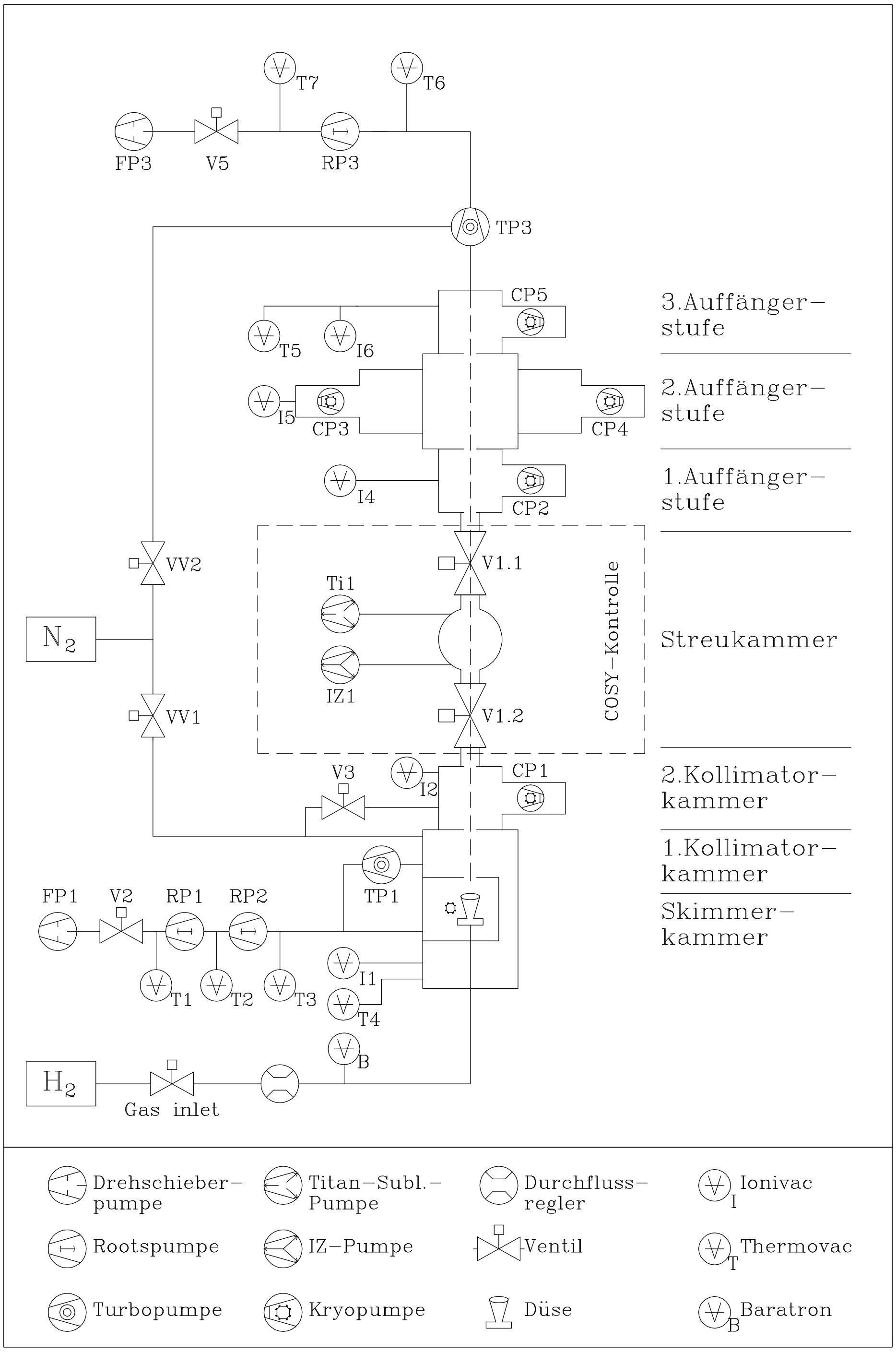

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Vakuum- und Gasführungssystems des Clustertargets. (Symbole der Vakuumkomponenten nach DIN 28 401).

Pumpstufe	Pumpentyp	Vorpumpe	typischer Druck $F_{H_2} = 7.3\ mbar\ l/s$
Skimmer	Rootspumpe: $2000\,m^3/h$	Rootspumpe: 500 m^3/h Drehschieber-P.: $200\,m^3/h$	$6 \cdot 10^{-2}\,mbar$
1.Kollimator	Turbopumpe: $1000\,l/s$	Skimmerkammer	$8 \cdot 10^{-4}\,mbar$
2.Kollimator	Kryopumpe: $22000\,l/s^*$		$4 \cdot 10^{-7}\,mbar$
Streukammer	IZ-Pumpe: $240\,l/s$		$1.6 \cdot 10^{-6}\,mbar$
1.Auffänger	Kryopumpe: $22000\,l/s^*$		$4 \cdot 10^{-7}\,mbar$
2.Auffänger	Kryopumpe: $2x2000\,l/s$		$7 \cdot 10^{-8}\,mbar$
3.Auffänger	Kryopumpe: $39000\,l/s^*$ Turbopumpe: $1000\,l/s$	 Drehschieber-P.: $200\,m^3/h$	$5 \cdot 10^{-6}\,mbar$

Tabelle 4.1: Aufstellung der am Clustertarget eingesetzten Pumpen und typische Kammerdrücke, bezogen auf einen Düsenfluß von $F_{H_2} = 7.3\ mbar\ l/s$. *Die angegebenen Werte beziehen sich auf interne Saugvermögen [Dom95].

zerstäuberpumpe (StarCell, Firma Varian) und optional eine Titan-Sublimationspumpe (Typ V150, Firma Leybold) gepumpt. Die sich anschließende 1.Auffängerstufe dient analog zu der 2.Kollimatorkammer als Kryopumpe. Die 2.Auffängerstufe wird über zwei kommerzielle Kryopumpen vom Typ Leybold RPK 1500 gepumpt und beinhaltet ein Monitorsystem, welches über elastische Elektronenstreuung am Clusterstrahl Profilaufnahmen des Targets ermöglicht (siehe Kap.4.2).

In der letzten Kammer, der 3.Auffängerstufe, wird ein Großteil des zurückströmenden Gases mittels einer selbstkonstruierten Kryopumpe und einer Turbopumpe (Turbovac 1000C, Firma Leybold) abgepumpt. Vorvakuumseitig wird die Turbopumpe über eine Rootspumpe RP3 (Ruvac WSU 500, Firma Leybold) und eine Vorpumpe FP3 (DUO 120A, Firma Balzers) evakuiert.

	Durchmesser	Länge
Skimmerkammer		
	$0.7\,mm$	Lochblende
1.Kollimator-Stufe		
	$0.7\,mm$	Lochblende
2.Kollimator-Stufe		
	$9.0\,mm$	$42.0\,mm$
Streukammer		
	$20.0\,mm$	$42.0\,mm$
1.Auffänger-Stufe		
	$25.0\,mm$	$50.0\,mm$
2.Auffänger-Stufe		
	$30.0\,mm$	$50.0\,mm$
3.Auffänger-Stufe		

Tabelle 4.2: Im Clustertarget verwendete Blenden zwischen den differentiellen Pumpstufen.

Während längerer Betriebspausen wird das Target mittels der Schieber V1.1/V1.2 vom Speicherring getrennt und über die Ventile VV1 und VV2 mit Stickstoff belüftet. Eine Zusammenfassende Aufstellung der verwendeten Pumpen und typischer Kammerdrücke ist in Tabelle 4.1 gegeben.

4.1.3 Das Blendensystem

Wie bereits erwähnt, muß die Streukammer vom diffusen Gasuntergrund der Skimmerkammer und der letzten Auffängerstufe effektiv abgeschirmt werden. Zu diesem Zweck sind die einzelnen Druckstufen untereinander durch möglichst enge Blenden voneinander getrennt. Die im einzelnen zum Einsatz kommenden Blenden sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Die ersten beiden Blenden sind aus bereits erwähnten Gründen kegelförmig und somit in guter Näherung als Lochblenden anzusehen. Zwischen den folgenden Kammern werden statt Lochblenden lange Zylinderblenden verwendet, womit im Bereich molekularer Strömungen und somit großer mittlerer freier Weglängen ($\lambda \geq$ Kammerlänge) die Leitwerte stark reduziert werden.

Die Effektivität dieses differentiell gepumpten Aufbaus wird in den Abbildungen 4.4 und 4.5 deutlich. In einer Messreihe wurde in die 1.Kollimator-Stufe über ein Feindosierventil Wasserstoffgas eingelassen und der sich in den folgenden Kammern einstellende Kammerdruck gemessen (Abb.4.4). Lediglich in der benachbarten 2.Kollimator-Stufe ist ein sichtbarer Einfluß zu bemerken, jedoch bleibt dieser trotz einem in der 1.Kollimator-Stufe eingestellten Druck von $10^{-4}\,mbar$ im unteren $10^{-8}\,mbar$-Bereich. Die folgenden Kammern und insbesondere die Streukammer zeigen während dieser Messung keinen Druckanstieg. Der leicht abfallende Druck in diesen Stufen rührt von der Verminderung der Oberflächenbelegung (vornehmlich Wasser) durch längere Pumpzeiten in den nicht ausgeheizten Rezipienten.

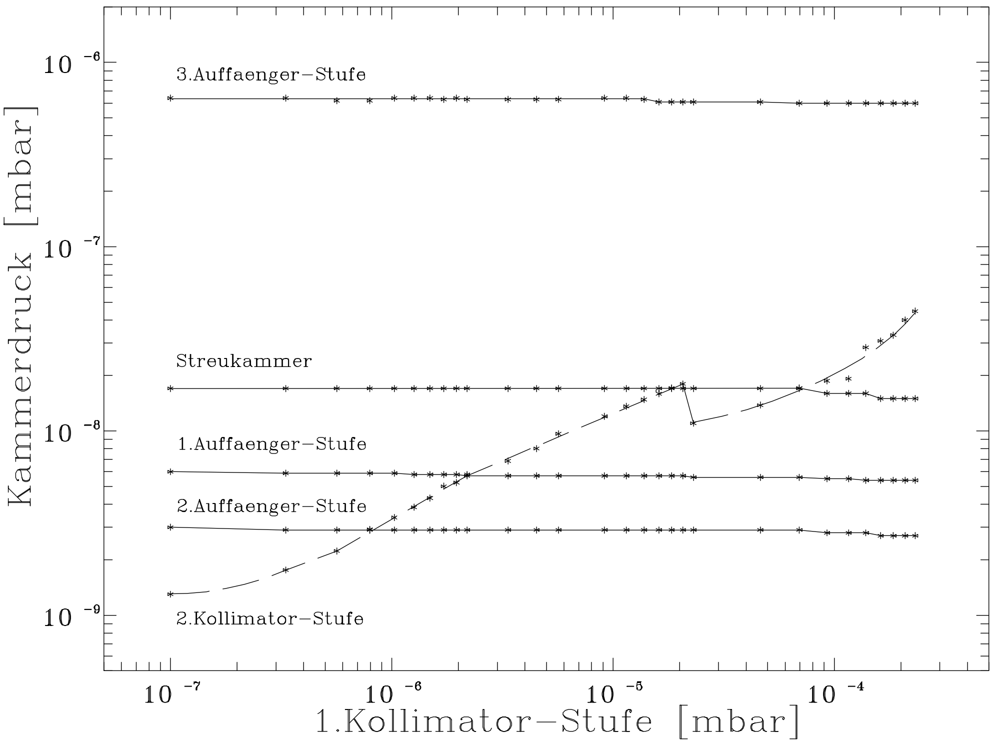

Abbildung 4.4: Einlass von Wasserstoffgas in die 1.Kollimator-Stufe: Kammerdruck der differentiell gepumpten Druckstufen als Funktion des Druckes in der 1.Kollimator-Stufe.

In einer weiteren Messreihe wurde über das Feindosierventil Wasserstoffgas in die 3.Auffänger-Stufe eingelassen und analog zur vorangegangenen Messung die resultierenden Rezipientendrücke aufgenommen. Aufgrund der größeren Blendendurchmesser ist hier ein deutlicher Effekt in den Nachbarkammern zu verbuchen. So steigt der Druck in der benachbarten 2.Auffänger-Stufe zwar linear an, bleibt jedoch ca. zwei Zehnerpotenzen unterhalb dem Druck in der 3.Auffänger-Stufe. Die dann folgende 1.Auffänger-Stufe und die Streukammer zeigen ebenso einen Druckanstieg, doch steigt der dortige Kammerdruck nur auf ca. $2 \cdot 10^{-7}\,mbar$, wenn im Auffänger ein unrealistisch hoher Kammerdruck von $10^{-4}\,mbar$ herrscht. Im Clusterbetrieb bei Düsenvordrücken von $18\,bar$ steigt der Druck in der letzten

Auffängerstufe nur auf $\approx 6 \cdot 10^{-6}\,mbar$ an, so daß unter der Annahme einer rein diffusen Gasverteilung laut Abb.4.5 ein Streukammerdruck von $\approx 3 \cdot 10^{-8}\,mbar$ zu erwarten ist.

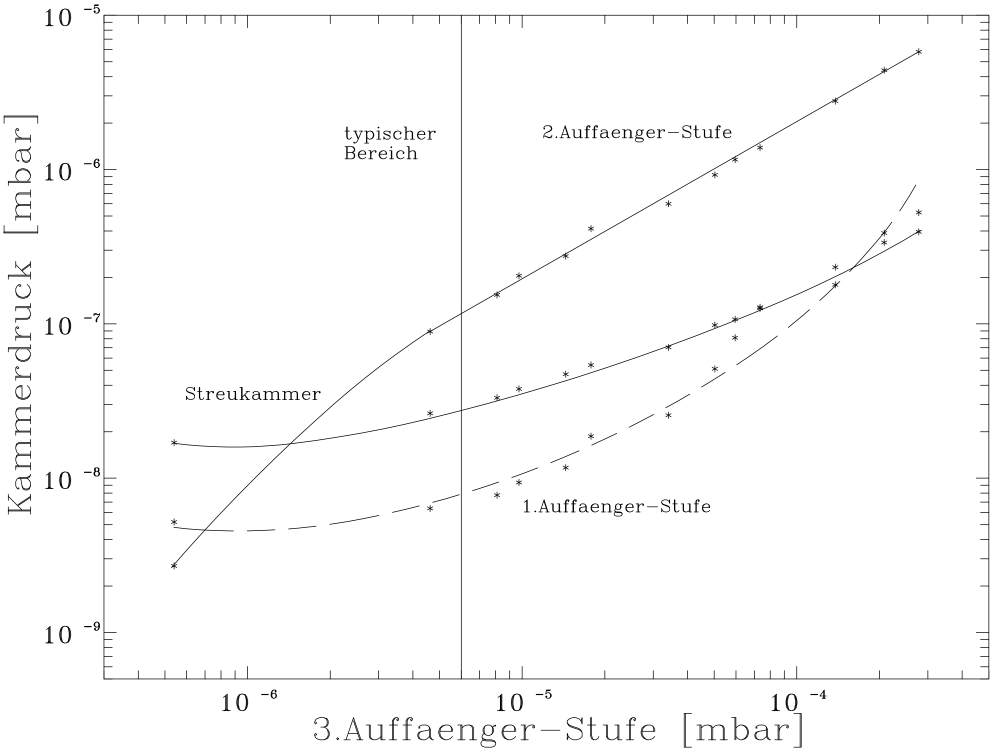

Abbildung 4.5: Einlass von Wasserstoffgas in die 3.Auffänger-Stufe: Kammerdruck der differentiell gepumpten Druckstufen als Funktion des Druckes in der 3.Auffänger-Stufe. Den typische Druckbereich bei Clusterbetrieb von $6 \cdot 10^{-6}\,mbar$ markiert die eingezeichnete Linie.

Im Gegensatz zu den Messungen mit diffus eingeleitetem Wasserstoff sind in den Abbildungen 4.6 und 4.7 die Kammerdrücke **im Clusterbetrieb** als Funktion des Düsendruckes bzw. des Gasflusses durch die Düse aufgetragen.

In Abbildung 4.6 sind die Druckverhältnisse mit Clusterstrahl gezeigt. Deutlich sichtbar ist das Ansteigen der Kammerdrücke der Clusterquelle mit steigendem Düsendruck. Infolge des differentiellen Pumpens zeigt die jeweils in Richtung Streukammer benachbarte Kammer ein um mehr als einen Faktor 100 geringeren Rezipientendruck. Der Rezipientendruck in der ersten Kollimatorstufe wird dominant durch den Anteil des am 2.Kollimator abgeschälten und zurückgehaltenen Clusterstrahls bestimmt, da beide Kollimatoren in der vorliegenden Konfiguration gleiche Blendenöffnungen haben. Alternativ hätte zur Reduzie-

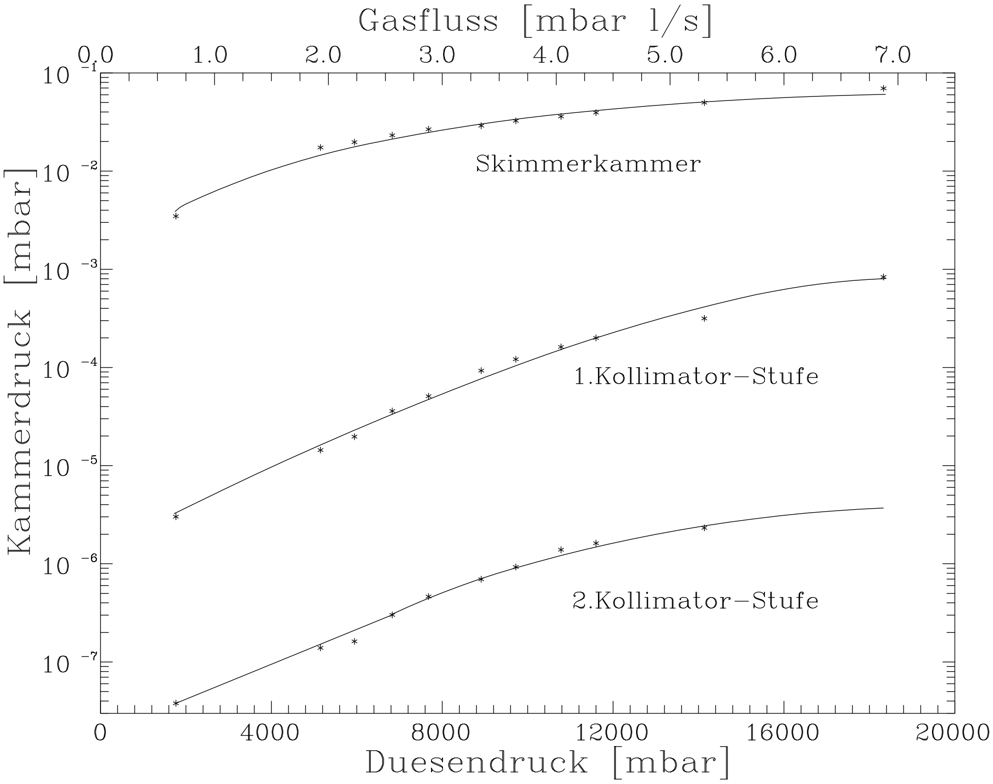

Abbildung 4.6: Kammerdrücke der Clusterquelle als Funktion des Düsendruckes.

rung des Gasballastes bei gleichem Targetdurchmesser in der 1.Kollimator-Stufe der Durchmesser des ersten Kollimators (Skimmer) auf 300 μm reduziert werden können, so daß der sich gemäß Strahlensatz ausbreitende Clusterstrahl die zweite Blende ohne Beeinflussung passieren könnte. Messungen zeigten jedoch, daß bei solch engen Blendenöffnungen der Gasdurchsatz unverhältnismäßig stark herabgesetzt wird, was durch Wirbelbildungen an der Blendenöffnung erklärt werden muß. Infolgedessen sank bei diesen Versuchen die Clusterdichte, weshalb Blenden größerer Durchmesser zum Einsatz kommen. Um den Targetdurchmesser zu beeinflussen, wird stattdessen der zweite Kollimator in seinem Durchmesser variiert. Wie bereits erwähnt, ist diese Methode zwar mit einer Erhöhung des Druckes in der ersten Kollimatorkammer verbunden, doch ist dieser Effekt von untergeordneter Bedeutung, da der Streukammerdruck dadurch nicht merklich beeinflußt wird (Abb.4.4).

Ebenso beobachtet man im Auffänger einen deutlichen Anstieg der Kammerdrücke. Dieser Anstieg kann nicht durch die hohe Gaslast der Clusterquelle begründet werden, da mit den zuvor beschriebenen Messungen gezeigt wurde, daß aufgrund der geringen Leitwerte der

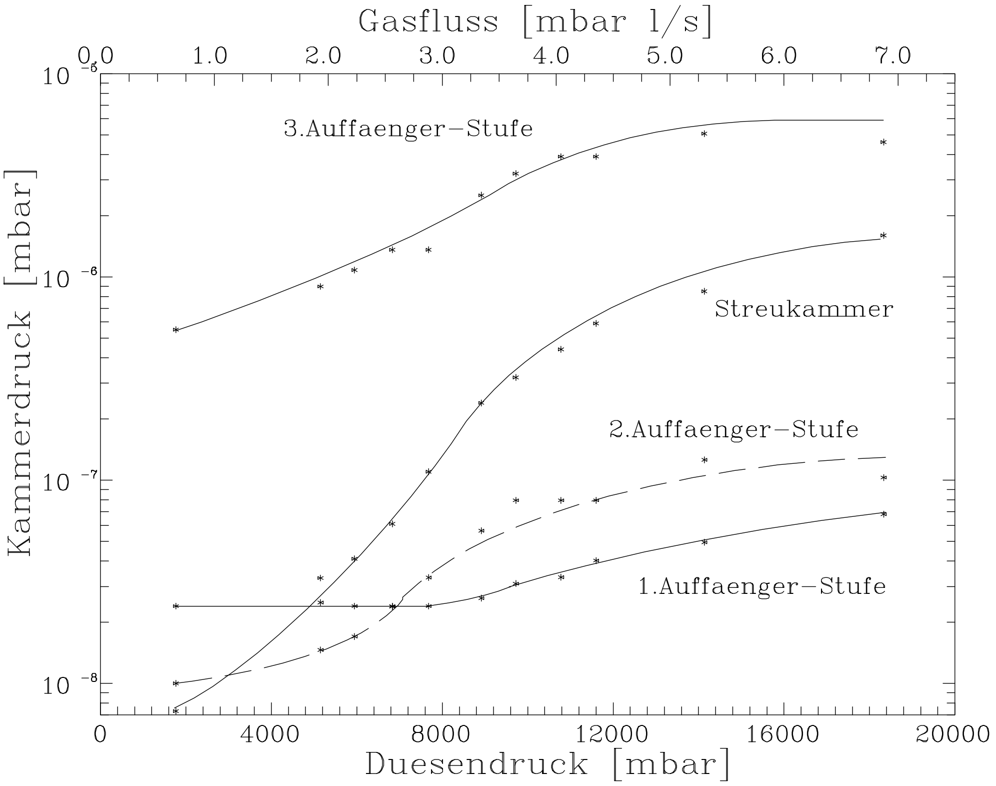

Abbildung 4.7: Kammerdrücke des Auffängers als Funktion des Düsendruckes.

ersten Kammerblenden kein derartiger Einfluß auf die Streukammer und den Auffänger existiert.

Vielmehr muß die Ursache in der Rückströmung von Wasserstoffgas aus der letzten Auffängerstufe in Richtung Streukammer gesucht werden. Die auf die Turbopumpenschaufeln auftreffenden Cluster zerplatzen und werden teilweise abgepumpt. Der verbleibende Teil wird in Richtung Streukammer zurückgeworfen und bestimmt somit den Kammerdruck in den Auffänger-Stufen. Dieser Effekt wird in Abbildung 4.7 deutlich: Im Clusterbetrieb bei hohen Düsendrücken, wo die Kammerdrücke nicht mehr vom Restgas dominiert werden, werden die Rezipientendrücke erwartungsgemäß in Richtung Streukammer besser. Auffallend ist jedoch der relativ hohe Streukammerdruck. Rechnungen [Dom95] zeigen, daß der dortige Kammerdruck um mindestens eine Größenordnung besser sein sollte. Dieser Effekt kann nicht allein durch das geringe Saugvermögen in der Streukammer (IZ-Pumpe: 240 l/s) erklärt werden. Vielmehr liegt die Vermutung nahe, daß ein Teil des Clusterstrahls im Streukammerbereich abgeschält wurde. Um die Pumpenöffnungen im COSY-Ring hochfrequenztechnisch zu schließen, sind diese mit einem Metallgitter abgedeckt. Dies gilt auch für die Durchgänge des Clusterstrahls, wobei eine freie Öffnung von $16\,mm$ gegeben ist. Offensichtlich wurde der Strahl nicht optimal auf die Mitte der Öffnungen justiert. Inzwischen wurden die Durchgänge auf $\sim\ 30\,mm$ erweitert, so daß zukünftig dieser Effekt vermieden wird. Entsprechende Messungen bezüglich der daraus resultierenden Änderung des Kammerdruckes in der Streukammer stehen noch aus.

Die Anfälligkeit des Streukammerdruckes gegenüber derartigen Aufstauungen des Targetstrahls kann anhand einiger Annahmen veranschaulicht werden.

Die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{max} der Cluster ergibt sich aus thermodynamischen Überlegungen [Wut88] zu:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R\,T}{M_{molar}}} \qquad mit: \quad \kappa = \frac{f+2}{f} \tag{4.1}$$

Dabei ist f die Anzahl der Freiheitsgrade, welche in diesem Temperaturbereich nur durch die Translationsfreiheitsgrade bestimmt wird ($f = 3$). Der Volumenstrom $\dot{V}$, d.h. das Gasvolumen, welches in einer bestimmten Zeit die Streukammer passiert, berechnet sich mit der Querschnittsfläche A des Targetstrahls zu:

$$\dot{V} = A \cdot v_{max} \tag{4.2}$$

Die Targetdichte ρ in $Atome/cm^3$ kann direkt in einen effektiven Druck p umgerechnet werden, so daß der Gasfluß F_0 durch die Streukammer wie folgt berechnet werden kann:

$$F_0 = p \cdot \dot{V} = p \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R\,T}{M_{molar}}} \tag{4.3}$$

Bei einer realistischen Targetdichte von $\rho \approx 10^{13}\,Atome/cm^3$, einem Targetstrahldurchmesser von $8\,mm$ und einer Gastemperatur von $T = 48\,K$ ergibt sich ein Gasfluß von:

$$F_0 \approx 1.9 \cdot 10^{-2}\,mbar\ l/s \tag{4.4}$$

Dieser primäre Gasfluß kann nun mit dem aufgestauten Gasfluß F_1 direkt verglichen werden, da F_1 über den Streukammerdruck p_S und das Saugvermögen in dieser Kammer S abgeschätzt werden kann. Unter typischen Betriebsbedingungen betrug der Streukammerdruck $p_S = 1.6 \cdot 10^{-6}\,mbar$, wobei in dieser Berechnung der Anteil des Restgases ($p_{rest} < 10^{-8}\,mbar$) vernachlässigt werden kann. Das zur Verfügung stehende Saugvermögen S ergibt sich aus dem Anteil der IZ-Pumpe ($\approx 240\ l/s$) und dem Beitrag der Verbindungsflansche zur Beamline und wird mit $S = 300\ l/s$ angesetzt. Der Gasfluß F_1 ergibt sich damit zu:

$$F_1 = p_S \cdot S \approx 4.8 \cdot 10^{-4}\, mbar\ l/s \tag{4.5}$$

Der Anteil des primären Gasstrahls, welcher in der Streukammer aufgestaut wird, ergibt sich aus dem Quotienten F_1/F_0:

$$\frac{F_1}{F_0} \approx 2.5\% \tag{4.6}$$

Somit läßt sich der Streukammerdruck mit einem Aufstauen von nur 2.5% des Clusterstrahls erklären. In dieser Abschätzung wurde der Beitrag des diffusen Gasballastes aus den Auffängerstufen vernachlässigt. Eine Berücksichtigung dieser Beiträge würde den prozentualen Anteil weiter reduzieren.

4.1.4 Kryopumpen

Um trotz des hohen Gasanfalls in der Clusterquelle und im Auffänger UHV-Bedingungen in der Streukammer aufrechtzuerhalten, muß in den differentiellen Pumpstufen ein großes Saugvermögen unter der Nebenbedingung des stark eingeschränkten Platzangebotes am COSY-Ring bereitgestellt werden. Dieses Ziel wird bei dem Münsteraner Clustertarget durch den vermehrten Einsatz von zum Teil selbstkonstruierten Kryopumpen realisiert. Kryopumpen haben im Gegensatz zu anderen, nach außen abgeschlossenen, Pumpen wie z.B. Ionenzerstäuber- und Titan-Sublimationspumpen den Vorteil, alle mit dem Target clusterbare Gase pumpen zu können. Der Pumpmechanismus beruht dabei auf Kryosorption der Gase an einem gekühlten, festen Adsorptionsmittel [Hae81], welches im vorliegenden Aufbau aus kleinen Aktivkohlezylindern (ø2.5 $mm \times 4\ mm$) besteht. Diese Partikel sind auf sogenannten Kaltblechen aufgeklebt und werden über spezielle Kaltköpfe (z.B. Leybold RGD 1245) auf unter 16 K abgekühlt, womit selbst Wasserstoff sehr effektiv gepumpt wird. Zur optimalen Unterdrückung des Restgasuntergrundes wurden die 2. Kollimatorstufe sowie die erste und die dritte Auffängerstufe als Pumpkörper für selbstentwickelte Kryopumpen konstruiert. Dabei wurde das Ziel verfolgt, den Clusterstrahl mittig durch die Kaltbleche und damit durch die Pumpe zu schießen, so daß das anfallende Restgas sofort von den den Strahl umgebenden Kaltblechen aufgenommen wird.

Ein Schnitt einer solchen Pumpe ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Auf dem Kaltkopf (CP1/2: Leybold RGD 512, CP5: Leybold RGD 1245) sind auf einer Kaltschiene 5 (CP5: 8) kegelförmige Kaltbleche verschraubt, welche in der Mitte eine Öffnung besitzen, um den Targetstrahl ungehindert passieren zu lassen. Auf diese Bleche sind die Kohlepartikel mit einer Pinzette in dichtester Anordnung aufgebracht und mittels eines aluminiumhaltigen Epoxidharzklebers (Politec 921) verklebt worden. Um eine möglichst niedrige Kaltblechtemperatur zu erreichen, sind jeweils die äußeren beiden Kaltbleche an den Außenflächen vernickelt, um auftreffende Wärmestrahlung zu reflektieren.

Im Falle der zweiten Auffängerstufe wurde auf den Einsatz einer selbstkonstruierten Kryopumpe zugunsten des Monitorsystems (Kap. 4.2) verzichtet, so daß dort stattdessen seitlich zwei kommerzielle Typen eingesetzt werden.

Da aufgrund der endlichen Pumpkapazität Kryopumpen erst bei einem Kammerdruck unterhalb von 10^{-3} $mbar$ betrieben werden sollen, kann die Pumpe über eine abschieberbare Regenerierungsleitung evakuiert werden. Bei Einsetzen der Kryopumpe kann diese Leitung mittels eines Schiebers (V3) verschlossen werden, so daß dann diese Pumpe autark arbeitet. Im Falle der erschöpften Pumpkapazität können die Kryopumpen sehr schnell regeneriert werden. Dazu wird das Target von der Streukammer abgeschiebert und die Kaltblechkühlung ausgeschaltet. Innerhalb einer halben Stunde ist die Aktivkohle so warm geworden, daß das gesamte Wasserstoffgas desorbiert wird und somit von den Turbopumpen TP1/3 fortgeschafft werden kann. Im Fall der Clusterquelle wird dazu der Schieber V3 geöffnet, wohingegen im Auffänger die Leitwerte zur Turbopumpe TP3 genügend groß sind, um das anfallende Gas weiterzuleiten. Nach erfolgter Desorption, welche mittels der Druckmeßgeräte an den Kammern verfolgt werden kann, wird V3 wieder geschlossen und die Kryokompressoren wieder angeschaltet, so daß nach insgesamt ca. einer Stunde das Target wieder einsatzbereit ist.

4.1.5 Justage des Targets am COSY-Ring

Um den Streukammerdruck während des Clusterbetriebes möglichst gering zu halten, wurden die differentiellen Druckstufen des Targets durch möglichst enge Blenden verbunden, welche jedoch noch ein ungestörtes Passieren des Clusterstrahls gewährleisten müssen. Aus diesem Grunde ist eine sehr präzise Justage des Targets von großer Bedeutung, da, wie in Kapitel 4.1.3 vorgeführt, schon ein geringes Aufstauen der Cluster einen erheblichen

Druckanstieg bewirkt.

Da das Target aus zwei unabhängigen Teilen besteht, der *Clusterquelle* und dem *Auffänger*, können diese beiden Baugruppen separat an die zuvor fest eingebaute und justierte Streukammer angepasst werden. Die beiden Wellbälge zu beiden Seiten der Streukammer ermöglichen dabei sowohl eine Verkippung als auch eine Verschiebung der entsprechenden Targethälfte zur Streukammer.

Die gesamte Justage des Targets kann dabei mit folgendem Verfahren relativ schnell durchgeführt werden:

- **Der Auffänger**
  In einem ersten Arbeitsgang wurde (beim belüfteten Target) die Turbopumpe TP3 (Abb.4.1) entfernt und an diese Position ein Laserpointer axial montiert, so daß sich der Lichtstrahl innerhalb des Auffängers exakt entlang der Sollbahn des Clusterstrahls in Richtung Streukammer ausbreitete. Bei geöffneten Ganzmetallschiebern (V1.1 und V1.2) passierte der Laserstrahl die Ein- und Austrittsflansche der Streukammer, wobei mittels einer Plexiglasscheibe die Lage des Laserstrahls auf Flanschhöhe relativ zur Streukammerachse bestimmt werden konnte. Um Streukammer- und Auffängerachse zur Deckung zu bekommen, mußte der Auffänger sowohl verschiebbar als auch verkippbar montiert sein, was durch eine verschiebbare Lagerung auf vier Gewindestangen gelöst wurde, auf welchen der gesamte Auffänger ruht. Mit dieser Anordnung kann der gesamte obere Targetaufbau sowohl verschoben als auch mittels Verstellung der Gewindestangen verkippt werden.

- **Die Clusterquelle**
  Nachdem der Auffänger justiert wurde, breitete sich der Laserstrahl sowohl axial zum Auffänger als auch zur Streukammer aus und traf auf die Clusterquelle. Da die beiden Kollimatoren nur einen Durchmesser von 700 μm besitzen und die Clusterquelle im eingebauten Zustand nur schwer zugänglich ist, konnte dieser Targetteil nicht vollständig optisch justiert werden. Daher wurde diese Baugruppe zunächst über ihr Gehäuse mittels einer Wasserwaage ausgerichtet und so verschoben, daß der Lichtstrahl mittig auf den Flansch der 2.Kollimatorstufe (Kryopumpe CP1) traf. Um nun die Clusterstrahlachse der Clusterquelle passend zur Achse der Streukammer zu justieren, wurden die optischen Elemente wieder entfernt und das Target

in Betrieb genommen. Im Clusterbetrieb konnte nun dieser Targetteil, welcher ähnlich wie der Auffänger auf verschiebbaren Gewindestangen montiert ist, sowohl verkippt als auch verschoben werden. Zur Bestimmung der Position des Clusterstrahls sind direkt an die Ganzmetallschieber V1.1 und V1.2 zwei Justiereinheiten (siehe Abb.4.1) montiert, mit denen jeweils ein Stahlstab von 2 *mm* Durchmesser senkrecht zur Targetachse in den Clusterstrahl gefahren werden kann. In Abhängigkeit von der Stabposition, welche mittels einer Skala abgelesen werden kann, wurde in einer Meßreihe der Streukammerdruck aufgenommen. Der Druckverlauf einer derartigen Messung ist in Abbildung 4.8 dargestellt: Während der ersten 2 *mm* bleibt

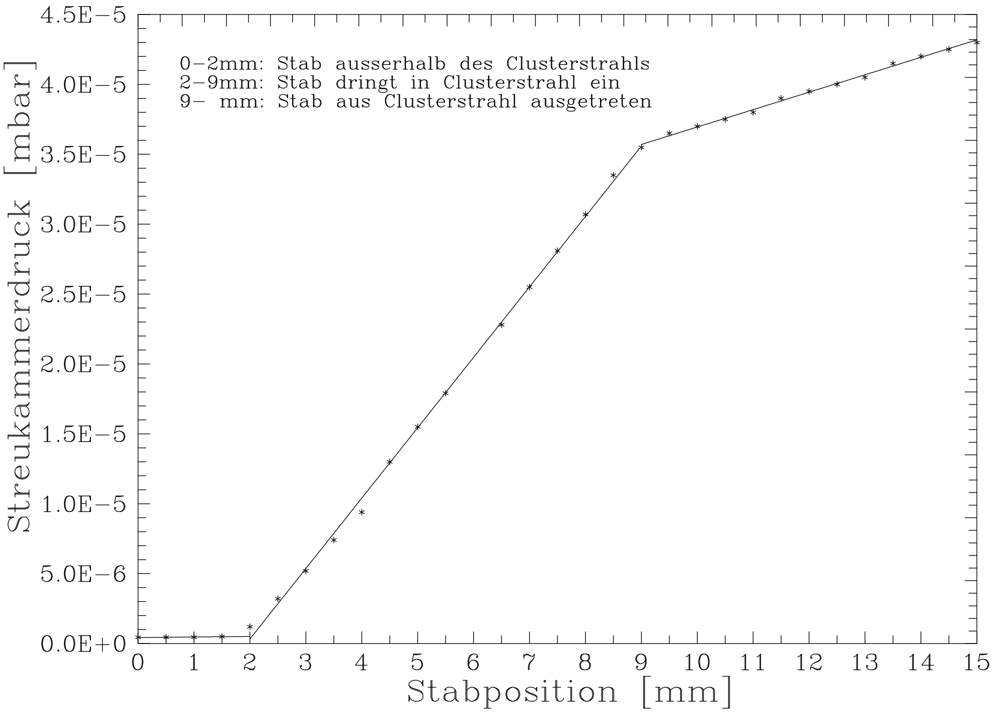

Abbildung 4.8: Streukammerdruck als Funktion der Position eines Justierstabes. Die Entfernung des verwendeten Justierflansches betrug bei dieser Messung ca. 570 *mm* von der Düse.

der Streukammerdruck konstant, da sich der Stab noch außerhalb des Clusterstrahls befindet. Ab dieser Position steigt der Kammerdruck *linear* an, da der Stab sich durch den *homogenen* Targetstrahl bohrt. Dieser starke Anstieg endet bei der Position 9 *mm*, was damit gedeutet wird, daß der Stab den Strahl durchquert hat und somit der aufgestaute Anteil des Clusterstrahls konstant bleibt. Der schwächere Anstieg ab der Position 9 mm wurde durch ein Ansteigen der Clusterdichte während der Messung verursacht. Anhand derartiger Messreihen konnte in Stabrichtung die genaue Position des Targetstrahls innerhalb der Streukammer bestimmt werden und die Clusterquelle passend justiert werden. Die Positionierung des Clusterstrahls senkrecht zur Stabrichtung wurde separat bei beiden Justiereinheiten erreicht, indem bei *komplett eingeschobenem Stahlstab* die Clusterquelle so justiert wurde, daß der Streukammerdruck infolge des Aufstauens maximal wurde. In diesem Zustand durchquert der Stahlstab den Clusterstrahl diametral.

4.2 Das Monitorsystem

Das Vorhandensein eines Clusterstrahls im Target kann in einfacher Weise durch Beobachtung der Kammerdrücke der Auffängerstufen in Abhängigkeit vom Düsendruck überprüft werden. Erhöht man bei kalter Düse ($T \approx 48\ K$) den Düsendruck, so stellt man einen deutlichen Druckanstieg in diesen Kammern fest, was nicht durch einen diffusen Gasballast von Seiten der Clusterquelle erklärt werden kann (vergleiche dazu Abb.4.4 und Abb.4.6). Der Transport derartiger Mengen von Targetgas über eine Distanz von über 2 m kann nur durch Bildung von Clustern, d.h. Mikrotröpfchen, erfolgen, welche sich aufgrund der hohen Masse trotz mehrfacher Stöße mit Restgasatomen geradlinig fortbewegen. Bei Messungen mit einem Massenspektrometer [Kho92] konnte dieser Effekt besonders deutlich beobachtet werden, da hier aufgrund der Massenselektion der Restgasuntergrund herausgefiltert werden konnte, indem speziell der Wasserstoff-Partialdruck gemessen wurde.

Nachteilig bei der besprochenen Methode ist jedoch die Tatsache, daß keinerlei Informationen über die räumliche Gestalt des Targetstrahls verfügbar sind. Um eine räumliche Dichteverteilung des Clusterstrahls messen zu können, wurde ein Verfahren entwickelt, mit welchem auch während des Betriebes am Beschleuniger Dichteprofile aufgenommen werden können, wobei weder der Meßbetrieb beeinflußt wird noch die Kammerdrücke in Mitleidenschaft gezogen werden. Dieses Monitorsystem [Kho92] beruht auf elastischer Streuung von Elektronen am Clusterstrahl.

In Abbildung 4.9 ist der Aufbau dieses System schematisch dargestellt. Der gesamte Meßaufbau, bestehend aus einer Elektronenkanone und einem Spektrometer samt Channeltron, ist in der zweiten Auffängerstufe auf einem beweglichem Arm untergebracht. Die unter einem Winkel von $\theta \approx 21°$ am Clusterstrahl elastisch gestreuten Elektronen ($E_{e^-} = 5\ keV$) werden in dem zylindersymmetrischen Spektrometer abgelenkt und auf das Channeltron fokussiert [Dom95]. Wird nun der bewegliche Arm mittels eines Schrittmotors in einer Ebene senkrecht zur Targetachse geschwenkt, ist die vom Detektor gemessene Intensität proportional zum Überlappvolumen zwischen Elektronenstrahl (Durchmesser $\approx 1\ mm$) und Clusterstrahl, so daß mit diesem Verfahren die Flächendichte senkrecht zur

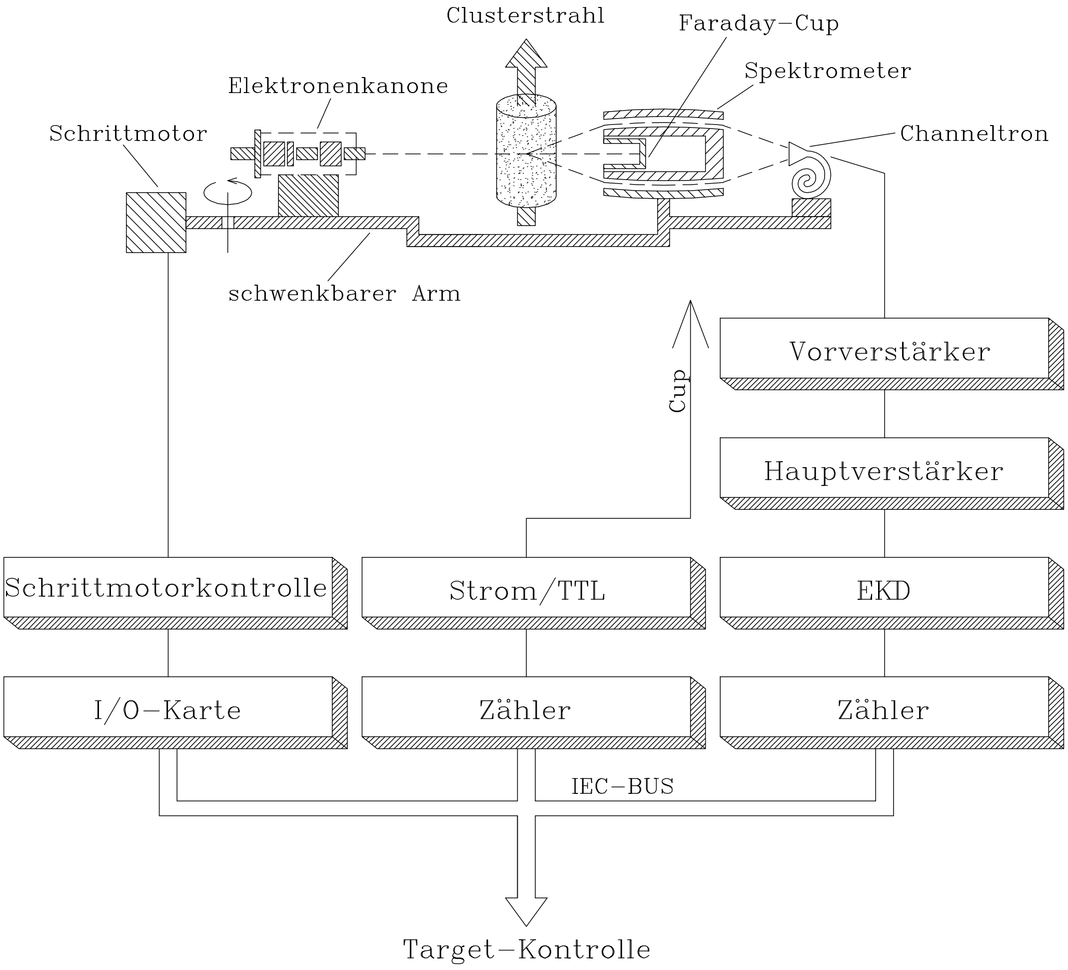

Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau des Monitorsystems zur Aufnahme von Clusterprofilen mittels elastischer Elektronenstreuung während des Strahlbetriebes am COSY-Ring.

Clusterausbreitungsrichtung aufgenommen werden kann. Da dieses Meßsystem auf kleinstem Raum untergebracht werden mußte, konnte der Faraday-Cup nur relativ klein konstruiert werden. Um dennoch Sekundärelektronen effektiv zurückhalten zu können, kann der Cup unabhängig von der Spektrometerspannung ($U_{Spektr.} = 1.3\ kV$) auf eine positive Hochspannung gelegt werden. In der Praxis zeigte sich, daß bei einer Elektronenenergie von $E_{e^-} = 5\ keV$ eine Cupspannung von $U_{Cup} = 3\ kV$ ausreicht, um derartige Störelektronen zu unterdrücken.

Zur Datenaufnahme werden die Channeltronsignale verstärkt und über einen Einkanaldiskriminator (EKD) vom Rauschuntergrund getrennt. Die Schwelle des EKD's wurde dabei so eingestellt, daß ohne Elektronenstrahl gerade keine Ereignisse gezählt werden. Bei Verwendung von Channeltrons muß beachtet werden, daß diese Detektoren Spannungspulse liefern, welche keinerlei Energieinformation besitzen, so daß lediglich Zählraten verarbeitet werden können. Dazu werden die diskriminierten Signale auf einen Zähler gegeben, welcher in Zukunft über eine IEEE-Schnittstelle ausgelesen werden kann (Kap.4.3).

Um die Channeltronzählrate auf den Elektronenstrom normieren zu können, wird dieser Strom über einen Strom/TTL-Konverter in eine stromproportionale Frequenz umgewandelt. Da der Cup jedoch auf positive Hochspannung gelegt wird, muß dieser Konverter isoliert und ebenfalls auf die Cup-Spannung hochgelegt werden. Die resultierende Zählrate wird anschließend über eine Lichtleiterstrecke zur Weiterverarbeitung herausgeführt und analog zu den Channeltronsignalen auf einen Zähler gegeben, welcher wiederum per IEEE-Schnittstelle ausgelesen werden kann.

Die Bewegung des Arms erfolgt durch einen Schrittmotor, welcher über eine Steuereinheit vom Typ RM3 (Eigenbau Münster) angesteuert wird. Die Schwenkrichtung und die Motorsteps werden dabei mittels zweier Output-Leitungen einer IEC-Bus-I/O-Karte eingestellt (Kap.4.3). Die Gesamtsteuerung des Arms und die Datenauswertung kann somit automatisch und unabhängig von anderen Meßroutinen durch einen Hintergrundprozeß des Target-Steuerprogrammes erfolgen.

Das räumliche Auflösungsvermögen dieses Analysesystems wurde in früheren Arbeiten [Kho92] bestimmt und beträgt ca. $500\,\mu m$ in Verbindung mit einem Elektronenstrahldurchmesser von $<1\ mm$.

4.3 Die Targetsteuerung

Um das Target benutzerfreundlich bedienen zu können, kann es über einen Schaltschrank in der unmittelbaren Umgebung des Targets manuell gesteuert werden. Desweiteren ermöglicht

ein OS-9-System eine Fernsteuerung bzw. eine automatische Steuerung [Ham95].
Der aktuelle Betriebsmodus kann dabei über einen Schlüsselschalter am Schaltschrank bestimmt werden. Im Betriebsmodus "Handsteuerung" können dabei alle Komponenten über eine Schalttafel unabhängig voneinander und unbeeinflußt von der automatischen Steuerung betätigt werden. Im Modus "Rechnersteuerung" sperrt der Schlüsselschalter die separaten Geräteschalter des Steuerpults und der Rechner fragt nur noch zwei Schalter ab, mit denen das Target über Computerroutinen in die drei definierten Zustände *Normalbetrieb, Regeneration* und *Abschaltung* gefahren werden kann.

- **Normalbetrieb**

  Bei Betätigung des Schalters "Normalbetrieb" fährt die Computersteuerung das Target in einen betriebsbereiten Zustand. Dieser Zustand ist dann erreicht, wenn alle Geräte ihren Sollzustand erreicht haben und die Kammerdrücke bestimmte Werte nicht überschreiten. Der Düsendurchfluß wird noch so gering gehalten, daß keine merkliche Clusterung einsetzt. Dieses ist notwendig, da die Steuerung der Ganzmetallschieber V1.1/V1.2 ausschließlich über die COSY-Warte geschieht und ein Aufstauen des Clusterstrahls an diesen Schiebern zur Vermeidung hoher Gaslasten verhindert werden soll.

- **Regeneration**

  Da Kryopumpen das gepumpte Gas speichern und nur eine begrenzte Kapazität besitzen, ist es erforderlich, diese in bestimmten Zeitintervallen zu regenerieren, d.h. aufzuwärmen und das gespeicherte Gas desorbieren zu lassen. Dieses Gas kann dann über die bereits erwähnte Regenerierungsleitung bzw. im Auffänger über die Blenden zur letzten Auffängerstufe fortgeschafft werden.

  Bei Wahl dieses Modus wird die Clusterbildung mittels Reduzierung des Düsendrucks unterbrochen, so daß die Schieber V1.1/V1.2 zur Streukammer geschlossen und der Schieber V3 zur Gasabfuhr geöffnet werden können. Die Helium-Kompressoren der Kryopumpen werden ausgeschaltet, worauf sich die Aktivkohlebleche innerhalb einer halben Stunde soweit aufgewärmt haben, daß das gesamte Wasserstoffgas desorbiert wurde. Danach wird der Schieber V3 wieder die ursprüngliche Stellung gebracht und die Kompressoren eingeschaltet. Nach Erreichen des Solldruckes in allen Kammern springt das Target wieder in den Zustand "Normalbetrieb" zurück und die Schieber zur Streukammer können wieder geöffnet werden.

- **Abschaltung**
  Bei Wahl des Modus "Abschaltung" wird das Target von der Streukammer abgeschiebert und dann heruntergefahren. Um Temperaturspannungen bei den Kaltkopf-betriebenen Geräten zu vermeiden, werden nach Abschalten der Kryokompressoren die Düsen- und Kaltblechtemperaturen überprüft und ein Belüften des Targets erst eingeleitet, wenn diese Temperaturen oberhalb von $0°C$ liegen. Im Endzustand sind alle Geräte ausgeschaltet, und das Target wird über Ventile (VV1/2) mit Stickstoff belüftet.

Während des Ablaufs dieser Routinen können alle Geräte mittels eines Computerprogramms mit höherer Priorität als die Automatiksteuerung interaktiv gesteuert werden. Ein derartiges Eingreifen wird von dem Steuerprogramm zwar registriert, doch soll ein Verändern eines Gerätestatus in diesem Fall nicht zu einer Fehlermeldung und somit gegebenenfalls zum Herunterfahren des Targets führen, weshalb dieses Gerät von der Logik im weiteren Verlauf ignoriert wird. Dieser Zustand kann für alle Geräte mittels einer Routine wieder zurückgesetzt werden, so daß diese der Prozeßsteuerung wieder zur Verfügung stehen.
Sobald das Target mittels der automatischen Computersteuerung betrieben wird, legt der Rechnerprozeß einen Datenfile an, in welches in Abständen von jeweils 15 Minuten neben Datum und Uhrzeit die aktuellen Vakuumdrücke und der Status jedes Gerätes mitprotokolliert werden. Da beim Ausfall von Vakuumpumpen die Kammerdrücke nur im Bereich von einigen Minuten merklich ansteigen, ist ein viertelstündiges Festhalten der Targetparameter ausreichend, um einen vollständigen Bericht über den Betriebszustand des Targets zu erhalten.
Der Aufbau der Steuerung ist in Abbildung 4.10 schematisch dargestellt. Die zentrale Einheit bildet ein multitaskingfähiges ELTEC-OS-9-System mit einem Motorola 68040-Prozessor, welches über ein Terminal bedient wird. Mit Ausnahme einer RS232-Schnittstelle, mit welcher ein Temperaturmeßgerät (Typ 208, Lake Shore Cryotronics) zur Überprüfung der Düsen- bzw. Kaltblechtemperatur einer Kryopumpe gesteuert wird, werden alle Geräte mittels eines IEC-625/IEEE-BUS-488 angesteuert. Im Einzelnen werden dabei folgende Gerätegruppen eingesetzt:

- **Vakuum-Meßgeräte**
  Zur Überprüfung der Kammerdrücke werden im Grobvakuumbereich 4 Thermovac-

Auslesegeräte (Leybold, Typ TM321) in Verbindung mit 7 (von maximal 8 möglichen) Meßröhren (Leybold, Typ TR301) benutzt. Die meisten dieser Geräte befinden sich zur Kontrolle an Vorvakuumanschlüssen und sind für die Targetsteuerung von untergeordneter Bedeutung. Lediglich ein Meßkopf des zweiten Thermovacs, die Meßröhre T3 an der Skimmerkammer, übergibt Druckinformationen in Form zweier Schwellen zur visuellen Überprüfung an die Schalttafel, da an dieser Kammer kein weiteres Vakuummeßgerät zur Verfügung steht.

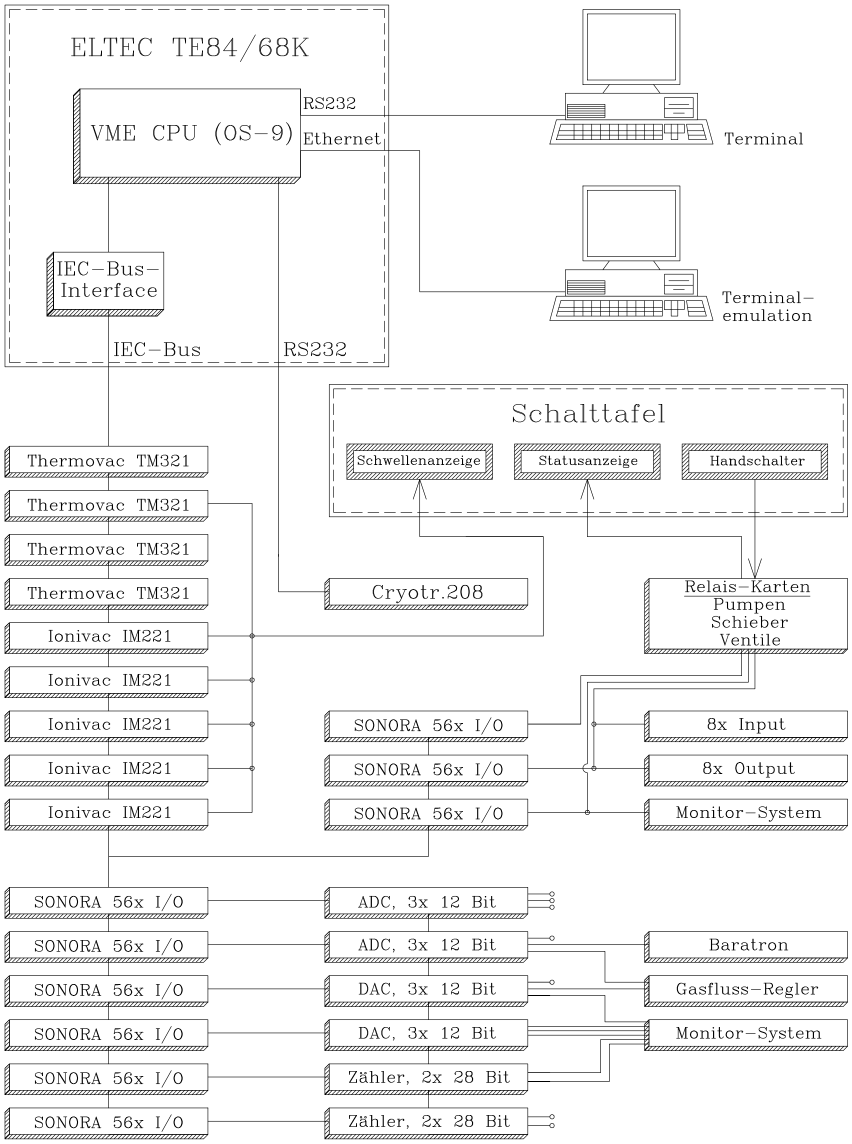

Abbildung 4.10: Aufbau des automatischen/manuellen Steuersystems des Clustertargets.

Im Hoch- und Ultrahochvakuumbererich kommen fünf Ionisationsvakuummeter vom Typ IM221 (Leybold) mit einem dazugehörenden Meßkopf vom Typ IE21 bzw. IE211 zum Einsatz. Mit Ausnahme der Streukammer und der Skimmerkammer werden die Drücke aller anderen Kammern mit diesen Geräten überwacht und die Druckinformation zu Steuerungszwecken in Form von Schwellensignalen an die Computersteuerung übergeben bzw. auf der Schalttafel dargestellt.

Während für die Steuerlogik ausschließlich der Status der Druckschwellen verwendet wird, stehen unabhängig davon dem Benutzer die absoluten Druckwerte sowohl direkt an den Auslesegeräten (am Target) als auch beim Betrieb des Steuerungsprogramms zur Verfügung.

- **I/O-Karten**
  Zur universellen Steuerung von Targetelementen wie Pumpen, Ventile, Schieber etc. werden 9 IEEE-I/O-Karten eingesetzt, deren jeweils 56 Datenleitungen als Eingabe- bzw. Ausgabeleitungen definiert werden können. Zu diesem Zweck befindet sich auf jeder Karte ein EPROM, welches je nach Anwendung gebrannt wird. Der Status dieser Leitungen kann über den Bus per Computer eingelesen bzw. verändert werden.

- **Vakuumpumpen**
  Die Drehschieber- und Rootspumpen können über spezielle Relaiskarten mittels der Output-Leitungen der I/O-Karten ein- bzw. ausgeschaltet werden. Da diese Geräte jedoch keine Rückinformation über ihren tatsächlichen Zustand liefern, wird auf der Schalttafel nur der Sollzustand der Geräte angezeigt. Ein Ausfall einer Pumpe wird daher indirekt über die Vakuummeßgeräte ermittelt, was wegen des äußerst langsamen Druckanstieges in einem derartigen Fall unkritisch ist.

  Die Kryokompressoren und die Turbopumpen TP1/3, welche analog zu den vorher erwähnten Pumpen geschaltet werden, liefern zum Teil Informationen über deren Ist-Zustand an die Schalttafel und über die Inputleitungen der I/O-Karten an die Computersteuerung. Im Falle der Turbopumpen kann somit unterschieden werden, ob sich die Pumpen im Normalbetrieb befinden, oder ob eine Störung vorliegt bzw. die Pumpe gerade hochläuft. Bei den Kryokompressoren vom Typ RW4000 steht eine Störungsleitung zur Verfügung, deren Status ebenfalls direkt der Schalttafel bzw. mittels einer Inputleitung der Steuerung zugeführt wird.

- **Schieber und Ventile**

  Die Ventile "Gas inlet", VV1 und VV2 sowie die Schieber V2, V3 und V5 werden analog zu den Vakuumpumpen über Relaiskarten geschaltet, welche wiederum über Output-Leitungen der I/O-Karten angesteuert werden. Zusätzlich sind die Schieber mit Lagemeldern versehen, so daß deren tatsächliche Stellung ausgelesen werden kann. Desweiteren können die Lagemelder der Ganzmetallschieber V1.1/V1.2 auch ausgelesen werden, obwohl diese nicht aktiv gesteuert werden können.

- **Gasführungs-System**

  Zur Einstellung und Überprüfung des Targetgasdruckes und des Düsendurchflusses werden ein Baratron (MKS, Typ 102A) und ein Durchflußregler (Brooks Instruments, Typ 5850E) eingesetzt. Diese Geräte geben ihre Meßwerte in Form von Spannungen aus, welche auf 12-Bit ADCs gegeben werden können. Die digitalisierten Spannungen werden pro ADC auf 12 Input-Leitungen gelegt und somit der Steuerung zugeführt. Ebenso kann der Sollwert des Durchflußreglers über 12 Output-Leitungen einer I/O-Karte mittels eines 12-Bit DACs in eine Spannung konvertiert und auf das Gerät gegeben werden.

- **Monitor-System**

  Zum Betrieb des Monitor-Systems (Kap.4.2) können zwei Output-Leitungen auf ein selbstgebautes Steuergerät (RM3) gegeben werden, womit der Schrittmotor bedient werden kann. Die erste Leitung bestimmt dabei über die angelegte Spannung ($0/5\,V$) die Drehrichtung des Motors. Die zweite Leitung wird impulsweise auf $+5\,V$ gelegt und definiert somit jeweils einen Motorstep.

  Die Hochspannungsgeräte für die Elektronenkanone und das Spektrometer können analog dem Durchflußregler über DACs geregelt werden. Desweiteren werden derzeitig zwei 28-Bit-Zähler aufgebaut, welche, über I/O-Karten ausgelesen, Information über den Elektronenstrom und die Spektrometerzählrate aufnehmen sollen.

- **Input/Output**

  Um die Targetsteuerung benutzerfreundlich erweitern zu können, wurden jeweils 8 Input- bzw. Output-Leitungen in Form einer BNC-Leiste zur Verfügung gestellt. Somit können problemlos weitere Geräte geschaltet und deren Status eingelesen werden.

4.4 Clusterdaten

Um Meßergebnisse präzise zu rekonstruieren und mit Simulationsrechnungen vergleichen zu können, ist es bei Streuexperimenten von großer Bedeutung, eine genaue Kenntnis über die Beschaffenheit des Targets zu haben. Von besonderem Interesse sind daher Informationen über die räumliche Dichteverteilung, die absolute Ausdehnung und die Targetdichte. Ein komfortables Hilfsmittel zur Bestimmung derartiger Parameter ist das bereits beschriebene Monitorsystem.

4.4.1 Räumliche Dichteverteilung

Wie im Kapitel 4.2 gezeigt wurde, stellt ein mit dem Monitorsystem aufgenommenes Profil nach Abzug des Untergrundes direkt den Verlauf der Targetflächenbelegung in der Ebene senkrecht zur Targetausbreitung dar. Ein typisches Ergebnis einer derartigen Messung ist in Abbildung 4.11 dargestellt, welches an einem Testaufbau des Targets aufgenommen wurde. Bei Aufnahme dieses Profils wurde der Schwenkarm, auf welchem das Analysesystem montiert ist, in Intervallen von $\sim 325\,\mu m$ verfahren. Die steilen Flanken zu beiden Seiten des Peaks zeigen deutlich den abrupten Übergang zwischen Vakuum und Targetstrahl. Der durchgezogene Fit ist eine Rechnung für den erwarteten Kurvenverlauf unter Annahme einer **homogenen** räumlichen Dichteverteilung. Die sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Profil bestätigt die Richtigkeit dieser Annahme, welche in früheren Arbeiten [Dom89] auch für verschiedene andere Gase wie z.B. Stickstoff, Argon und Kohlendioxid gezeigt werden konnte.
Aus geometrischen Gründen ergibt sich für einen *runden* Targetstrahl *homogener* Dichte $\rho_{Vol.}$ eine Flächendichtefunktion $\rho_{Fl.}$, welche einer skalierten Wurzelfunktion gehorcht:

$$\rho_{Fl.}(x,z) = konst. \cdot \sqrt{r^2(z) - x^2}; \quad |x| < r(z) \tag{4.7}$$

Dabei stellt $r(z)$ den Radius des Targetstrahls im Abstand z von der Düse dar und x die Koordinate auf einer Achse senkrecht zur Targetachse.

4.4.2 Winkeldivergenz und Targetdurchmesser

Der Clusterstrahldurchmesser in Abhängigkeit von der Entfernung zur Düse und die Winkeldivergenz in Ausbreitungsrichtung lassen sich anhand zweier bekannter Strahldurchmes-

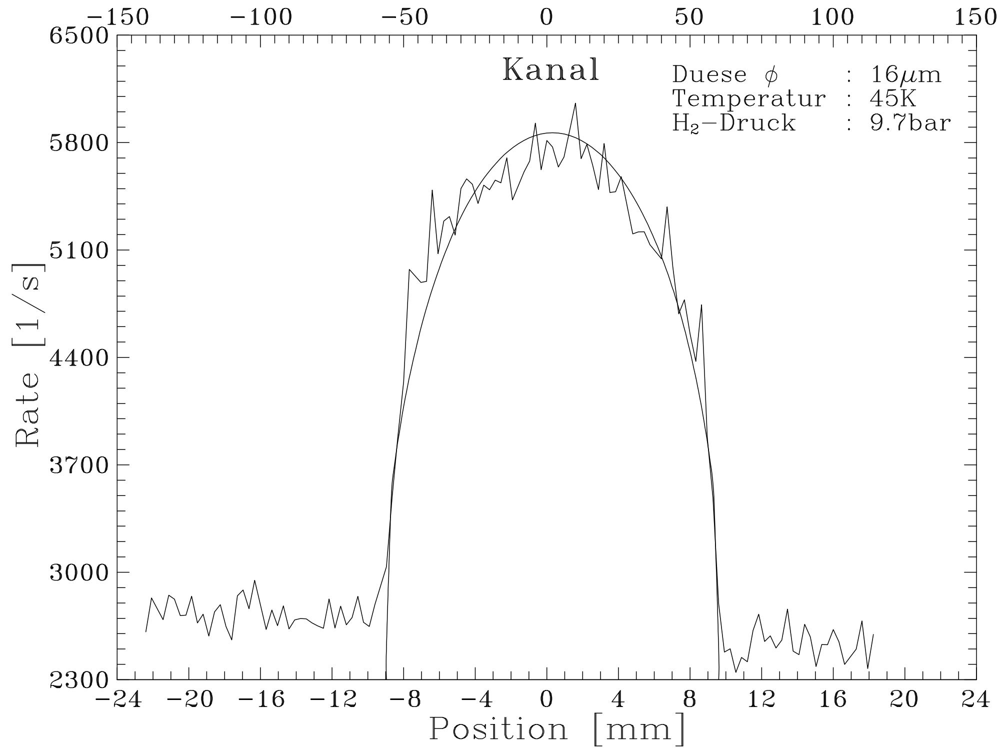

Abbildung 4.11: Beispiel eines typischen H_2-Clusterprofils ca. 1400 mm hinter der Düse, aufgenommen mit dem Monitorsystem.

ser an zwei Positionen bekannter relativer Entfernung bestimmen. Dabei wird ausgenutzt, daß sich der Clusterstrahl strahlensatzmäßig ausbreitet. Diese Tatsache beruht zum einen auf der großen mittleren freien Weglänge der Cluster bei den vorherrschenden Vakuumbedingungen. Zum anderen werden die Cluster bei Stößen mit Restgasmolekülen nur minimal von ihrer Bahn abgelenkt, was eine Folge der hohen Masse eines Clusters, verglichen mit der Masse eines Restgasmoleküls, ist.

Als Punkt bekannter Targetabmessung eignet sich einerseits die Spitze des Kollimators in der Clusterquelle. Da hier der Clusterstrahl in seiner Größe begrenzt wird, beträgt der Durchmesser an dieser Stelle $d_{Koll.} = 700\ \mu m$. Desweiteren bietet sich für den zweiten Ort der Schnittpunkt der Schwenkebene des Monitorarms mit dem Clusterstrahl in der Monitorkammer an. Der Durchmesser an dieser Stelle entnimmt man einer Profilaufnahme. Im vorliegenden Fall wurde ein Durchmesser von $d_{Mon.} = 18.1\ mm$ in Verbindung mit einer Entfernung zur Kollimatorspitze von $l = 1340\ mm$ gemessen. Somit ergibt sich für den gesamten Öffnungswinkel des Clusterstrahls ein Wert von:

$$\theta = 2 \cdot \arctan \frac{\frac{1}{2}(d_{Mon.} - d_{Koll.})}{l} \approx 13.0\ mrad\ \approx 0.74\ ^\circ \tag{4.8}$$

Mit diesen Ergebnissen läßt sich nun die Targetgröße an jeder Stelle im Target berechnen, insbesondere auch in der Mitte der Streukammer, wo der COSY-Beam den Clusterstrahl trifft. Bei einem Abstand der Streukammermitte zum Kollimator von $l_{Streu.} = 620\ mm$ ergibt sich somit ein Targetdurchmesser von $d_{Streu.} = 8.8\ mm$.

4.4.3 Targetdichte und Volumenfluß

Messungen am Linearbeschleuniger in Münster [Dom95] ergaben bei Streuexperimenten mit Helium- und Protonenstrahlen eine Targetdichte von $\rho_{Vol.,MS} \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ Atome/cm^3 bei Verwendung eines Kollimators mit einem Durchmesser von $d^0_{Koll.} = 1.0\ mm$. Beim derzeitigen Einsatz eines kleineren Kollimators von $d_{Koll.} = 700\ \mu m$ kann in guter Näherung angesetzt werden, daß aufgrund der Homogenität des Clusterstrahls die Volumendichte $\rho_{Vol.}$ konstant bleibt, so daß sich lediglich die Flächendichte $\rho_{Fl.}$ entsprechend dem Verhältnis der Kollimatordurchmesser herunterskaliert. Bei gegebener Target-Querschnittsfläche $A = (\frac{1}{2}d)^2 \cdot \pi$ ergibt sich aus geometrischen Überlegungen mit der Volumendichte $\rho_{Vol.}$:

$$\rho_{Fl.} = \frac{\frac{1}{4} \cdot d^2 \cdot \pi \cdot \rho_{Vol.}}{d} = \frac{1}{4} \cdot d \cdot \pi \cdot \rho_{Vol.} \approx 1.73 \cdot 10^{13}\ Atome/cm^2 \tag{4.9}$$

Mit den hier abgeschätzten Werten für die Targetdichte und den Clusterstrahldurchmesser erhält man unter Verwendung der Gleichung 4.3 und einer realistischen Gastemperatur von 48 K für den Volumenfluß $F_{Streu.}$ einen Wert von:

$$F_{Streu.} \approx 5.8 \cdot 10^{-2}\ mbar\ l/s \tag{4.10}$$

Dieser Volumenfluß läßt sich nun mit Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit v [Wut88] und des Querschnitts A des Clusterstrahls in einen Äquivalenzdruck $p_{äquiv.}$ umrechnen, welcher dem Druck entspricht, der in einem homogenen *Gasstrahl* gleicher Teilchendichte $\rho_{Vol.}$ herrscht:

$$p_{äquiv.} = \frac{1}{2}\frac{F_{Streu.}}{A \cdot v} = \frac{1}{2}\frac{F_{Streu.}}{A \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}\frac{kT_0}{m}}} \approx 4.8 \cdot 10^{-4}\ mbar \tag{4.11}$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ in Formel 4.11 berücksichtigt dabei, daß es sich bei Wasserstoff um ein zweiatomiges Molekül handelt.

Targetparameter (bzgl. Streukammermitte)	
Durchmesser	8.8 mm
Divergenz	13.0 $mrad$
Volumenfluß	$5.8 \cdot 10^{-2}\, mbar\ l/s$
Volumendichte	$2.5 \cdot 10^{13}\, Atome/cm^3$
	$41.5\ pg/cm^3$
Flächendichte	$1.7 \cdot 10^{13}\, Atome/cm^2$
Äquivalenzdruck	$4.8 \cdot 10^{-4}\, mbar$
Dichteverteilung	homogen

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der gemessenen und berechneten Daten des Clusterstrahls in der Mitte der COSY-Streukammer.

Eine zusammenfassende Übersicht der hier gemessenen und berechneten Clusterstrahldaten ist in Tabelle 4.3 gegeben.

5 Schwellennahe Pionenproduktion

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der absoluten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ in Schwellennähe ($p_{Schwelle}$=1.21872 GeV/c). Zur Identifikation dieser Reaktion würde es genügen, das π^--Meson nachzuweisen, da es im Bereich dieses Schwellenimpulses einzig durch diese Reaktion produziert werden kann. Da die negativen Pionen jedoch lediglich über ihren Treffer im Silizium-Pad-Detektor nachgewiesen werden können, ist eine eindeutige Trennung von Pionen der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ nicht möglich, da diese diesen Detektor ebenfalls erreichen können.
Die Datenanalyse berücksichtig folgende Schritte: Zuerst werden die beiden auslaufenden Protonen mittels der Driftkammern und des S1/S2-Detektors nachgewiesen. Anhand der rekonstruierten Impulse kann dann der Massenverlust (missing-mass) m_X

$$m_X = \sqrt{(E_0 - E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}$$

bestimmt werden, welche der doppelten $\pi^{\pm}$-Masse (279.14 MeV/c^2 [PPB94]) entsprechen muß. Dabei ist $(E_0, \vec{p}_0)$ der Vierervektor der beiden Protonen im Eingangskanal und $(E_i, \vec{p}_i)$ sind die Vierervektoren der beiden Protonen im Ausgangskanal. Dieses Kriterium ist jedoch noch kein eindeutiger Nachweis der gesuchten Reaktion, da Protonen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ ($p_{Schwelle}$=1.192 GeV/c) diese Bedingung ebenfalls erfüllen. Somit muß neben den beiden auslaufenden Protonen noch zusätzlich mindestens ein geladenes Pion nachgewiesen werden, möglichst sogar beide.
Von besonderem Vorteil bei Messungen nahe an der Schwelle ist die Tatsache, daß für die Ejektile im CM-System nahezu keine kinetische Energie zur Verfügung steht. Somit transformieren sich die CM-Impulse dieser Teilchen im Laborsystem in ein eng begrenztes Intervall. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Während im Falle der elastischen Streuung (oben) Protonenimpulse im Ausgangskanal bis zum Strahlimpuls möglich sind, sind im Falle der $\pi^+\pi^-$-Produktion (unten) nur eng begrenzte Impulsbereiche erlaubt. Im Grenzfall verschwindender CM-Impulse, d.h. direkt an der Produktionsschwelle, ziehen

sich diese Bereiche zu einem Punkt zusammen: Alle Teilchen bewegen sich mit der Geschwindigkeit des Schwerpunkts. Die besondere Stärke des COSY-11-Aufbaus liegt in der Tatsache, daß direkt an der Schwelle alle Ejektile dieser Reaktion durch das Magnetfeld des Dipols abgelenkt und mittels der Detektoren registriert werden können. Aufgrund dieser hohen Nachweiswahrscheinlichkeit in Schwellennähe sind effektive Messungen möglich. Im Folgenden wird die Selektion der Ereignisse und die Normierung auf die integrierte Luminosität beschrieben.

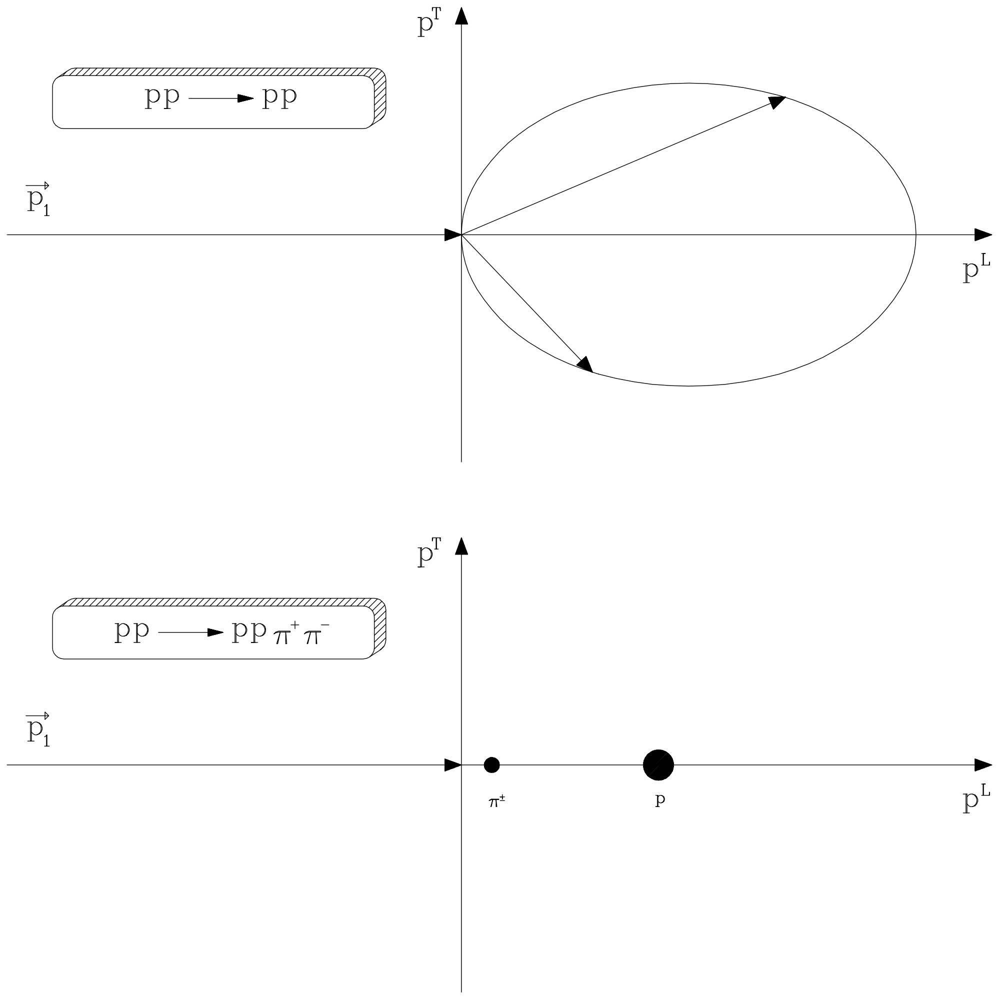

Abbildung 5.1: Schematischer Vergleich der möglichen Protonenimpulse im Falle der elastischen Streuung und der $\pi^+\pi^-$-Produktion bei einem Strahlimpuls von 1.224 GeV/c.

5.1 Der COSY-Strahl

Gemäß des Satzes von Liouville bleibt die Fläche E der Phasenraumellipse unter dem Einfluß von konservativen Kräften, wie sie bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen auftreten, konstant. Die zukünftig am COSY-Ring verfügbare Elektronenstrahl- und stochastische Kühlung arbeiten mit sogenannten "Nichtkonservativen Kräften" und sind somit in der Lage, die Phasenraumellipse zu verkleinern. Da diese zum Zeitpunkt dieser Messung noch nicht eingesetzt wurden, bleibt die Ellipsenfläche E nach der Injektion konstant und unabhängig von der Strahlenergie. Während der Injektion bei 269.88 MeV/c werden die vorbeschleunigten H_2^+-Ionen mittels einer Folie "gestrippt", d.h. von den Elektronen getrennt, so daß ab da ein Protonenstrahl zur Verfügung steht, der weiter beschleunigt wird. Der Wert der Emittanz ϵ wird durch diesen Vorgang dominant bestimmt und auf 20 mm mrad geschätzt [Sch95]. In Verbindung mit den zu diesem Zeitpunkt der Beschleunigung vorliegenden Werten ($\beta = 0.276427$, $\gamma = 1.04055$) ergibt sich für die Phasenraumfläche ein Wert von:

$$E = \epsilon \cdot \beta \cdot \gamma = 5.75\, mm\ mrad = konst. \tag{5.1}$$

$$\begin{array}{lcl} \epsilon & : & \text{Emittanz in mm mrad} \\ \beta & : & \frac{v}{c} \\ \gamma & : & (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}} \end{array}$$

Damit läßt sich für den Strahlimpulsbereich der vorliegenden Messung die Emittanz gemäß Gleichung 5.1 bestimmen:

$$\epsilon = \frac{E}{\beta \cdot \gamma} \approx \begin{cases} 4.53\, mm\ mrad & : \quad p_{beam} = 1.190\, GeV/c \\ 4.50\, mm\ mrad & : \quad p_{beam} = 1.205\, GeV/c \\ 4.41\, mm\ mrad & : \quad p_{beam} = 1.222\, GeV/c \\ 4.41\, mm\ mrad & : \quad p_{beam} = 1.224\, GeV/c \end{cases} \tag{5.2}$$

Mit der Kenntnis der Emittanz lassen sich die Standardabweichungen σ_x und σ_y der als gaußförmig angenommenen Ladungsdichteverteilungen in den beiden Raumrichtungen senkrecht zur Strahlachse nach folgender Gleichung bestimmen:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{\epsilon \cdot \beta_x + D_x^2 \cdot (\tfrac{\Delta p}{p})^2} \\ \sigma_y &= \sqrt{\epsilon \cdot \beta_y} \end{aligned} \tag{5.3}$$

Betafunktion $\beta_x = 11.0\,\mathrm{m}$; $\beta_y = 10.8\,\mathrm{m}$; Dispersion $D_x = 16.9\,\mathrm{m}$

Basierend auf den im Zeitraum dieser Messungen vorliegenden Parametern der benutzten "Standardoptik" am Targetpunkt TP3 ergeben sich somit folgende Werte:

$$\begin{aligned}
\sigma_x = 18.3\,mm,\ \sigma_y = 7.0\,mm \quad &\begin{cases} p_{beam} &= 1.190\,GeV/c \\ p_{beam} &= 1.205\,GeV/c \end{cases} \\
\\
\sigma_x = 18.3\,mm,\ \sigma_y = 6.9\,mm \quad &\begin{cases} p_{beam} &= 1.222\,GeV/c \\ p_{beam} &= 1.224\,GeV/c \end{cases}
\end{aligned} \tag{5.4}$$

Die absolute Lage des Strahls in der Streukammer konnte mittels mehrerer "Beam Monitore" relativ zur theoretischen Lage (Streukammermitte) ermittelt werden. Dabei ergab sich eine vertikale Position von y=0 mm $\pm$ 1 mm und eine horizontale Lage von x=+2 mm $\pm$ 1 mm, wobei x > 0 einer Verschiebung radial nach außen entspricht.

5.2 Zwei-Protonen-Trigger

Da bei Messungen nahe an der Produktionsschwelle von Mesonen die räumliche Akzeptanz für die Detektion der auslaufenden Protonen nahezu 100% beträgt, ist der Einsatz eines Triggers, bei dem mindestens die gleichzeitige Detektion zweier Protonen gefordert wird, sinnvoll. Zu diesem Zweck wurde hinter den beiden Driftkammern der S1-Detektor aufgebaut, welcher einen weiten Raumbereich abdeckt. Die Aufteilung in 16 vertikale Segmente ermöglicht dabei die getrennte Erfassung von Treffern in verschiedenen Modulen. Bei Strahlimpulsen nahe der Schwelle steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit, daß die Protonenspuren so nah beieinander verlaufen, daß sie durch dasselbe Modul treten. Um solche Ereignisse nicht als 1-Teilchen-Treffer zu verwerfen, wird bei der Erzeugung des Triggersignals nicht nur die Multiplizität der getroffenen Module berücksichtigt, sondern auch der Energieverlust in den einzelnen Modulen. Überschreitet der Energieverlust einen bestimmten Schwellenwert, wird dies als möglicher Hinweis auf zwei Protonen in einem Modul erklärt und ein Triggersignal ausgelöst. Dabei gilt zu beachten, daß der Energieverlust von monoenergetischen Protonen durch eine Landau-Verteilung beschrieben wird, weshalb ein bestimmter Prozentsatz von 1-Spur-Ereignissen auch diesen Trigger auslösen kann.

Zur präziseren Erfassung nahe der Schwelle wurde hinter dem S1-Zähler zusätzlich der S2-Detektor aufgebaut, welcher ähnlich wie der S1-Detektor arbeitet. Aufgrund der schmaleren Segmente ist er innerhalb eines begrenzten Raumwinkelbereiches besser geeignet, derartig dicht beieinander verlaufende Spuren räumlich zu trennen. Auch hier wird der Energieverlust berücksichtigt, um Doppeltreffer in diesen Modulen nicht zu verwerfen. Zusätzlich wird zur Reduktion des Untergrundes bei allen Ereignissen gefordert, daß der Stopdetektor S3 mindestens einen zusätzlichen Treffer registriert hat.

5.2.1 Der Triggeraufbau für den S1 und den S2

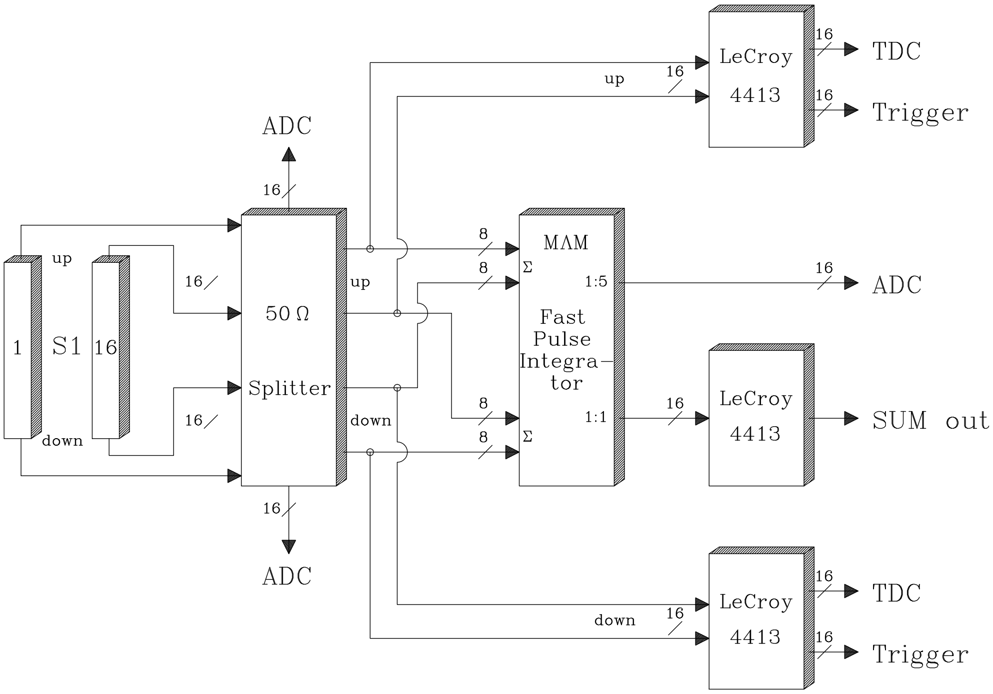

Abbildung 5.2: Auslese des Startdetektors S1.

In Abbildung 5.2 ist die Auslese des S1- bzw. des S2-Detektors skizziert [Bra95]. Die Photomultipliersignale der 16 beidseitig ausgelesenen S1-Segmente werden zum einen separat über ADCs ausgelesen. Zum anderen werden diese Signale Diskriminatoren (LeCroy 4413) zugeführt, welche logische Signale für die TDCs und zur Verarbeitung in der Triggerlogik erzeugen. Zusätzlich werden separat für jedes Modul beide Photomultipliersignale auf einen Integrator (MAM, Fast Pulse Integrator [Maj94]) gegeben, dessen Ausgangssignal

proportional zur integrierten Summe beider Eingangssignale ist, wodurch die Signalhöhe der Detektoren unabhängig von der Trefferposition im Szintillator ist.
Dieses Ausgangssignal wird einerseits mit einem ADC aufgenommen und gleichzeitig einem Diskriminator (LeCroy 4413) zugeführt, welcher bei Doppeltreffern und damit bei hohen Energieverlusten in einem Modul ein logisches Signal für den Trigger ausgeben soll (hohe Schwelle).
Die Auslese der S2-Module erfolgt mit Ausnahme eines zusätzlichen Verstärkers (LeCroy 612 A) analog der des S1-Detektors. Da die S2-Photomultiplier geringere Signale ausgeben als die im S1 verwendeten Typen, ist eine Verstärkung um einen Faktor 10 erforderlich.

5.2.2 Verknüpfung der Triggersignale zum Gesamttrigger

In Abbildung 5.3 ist die Verknüpfung der separaten Triggersignale der Einzelkomponenten dargestellt. Im ersten Schritt werden die S1- und S2-Triggersignale mit einem logischen ODER verknüpft.

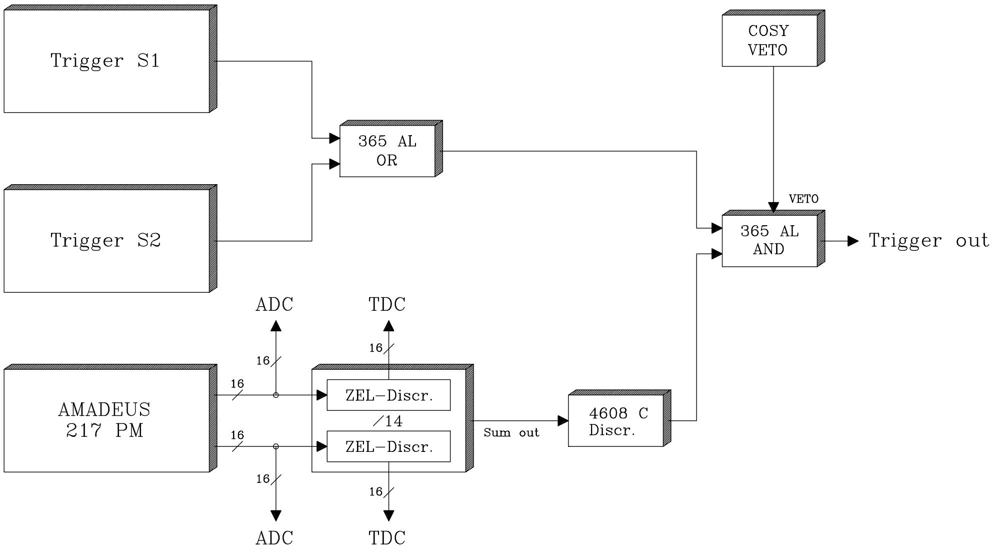

Abbildung 5.3: Bildung des endgültigen Triggersignals aus den Startdetektoren S1/S2 und dem Stopdetektor S3.

Jedes der 217 Photomultipliersignale des Amadeus-Detektors (S3) wird über einen ADC ausgelesen und erzeugt in einem der 14 Leading-Edge-Diskriminatormodule [Bra95] zu je 16 Kanälen logische Signale für je einen TDC. Desweiteren steht am Ausgang der Diskriminatoreinheit ein Summensignal zur Verfügung, welches ein zur Anzahl der angesprochenen

Photomultiplier proportionales Signal liefert. Über einen weiteren Diskriminator (LeCroy 4608 C) kann eine Schwelle gesetzt werden, womit die minimale Anzahl der angesprochenen Photomultiplier pro Event bestimmt wird. Dieses Ausgangssignal wird nun mit der zuvor beschriebenen Triggerlogik verknüpft, indem es mit dem logisch "veroderten" Signal der S1/S2-Detektoren auf ein logisches UND gegeben wird. Somit werden nur Ereignisse verarbeitet, bei denen Doppeltreffer in den S1/S2-Detektoren vorlagen und eine Mindestanzahl von Röhren im S3 gefeuert haben. Frühere Messungen [Wol93] haben gezeigt, daß bei Treffern im S3 immer eine Multiplizität von $\mu > 2$ vorlag.

5.2.3 Die Triggerlogik

In der Praxis kann die Triggerlogik, d.h. die Verknüpfung der Einzeltrigger zum Gesamttrigger mittels Logikmodule, kurzfristig geändert und der momentanen Ereignisrate angepasst werden. So kann es z.B. bei einer geringen Ereignisrate und damit geringer Totzeit sinnvoll sein, alle Ein-Spur-Ereignisse, die zur Luminositätsbestimmung erforderlich sind, zu verarbeiten, wohingegen bei großer Ereignisrate diese Events nur zu einem Bruchteil mitgemessen werden sollen, um die Totzeit zu minimieren. Die Triggerlogik muß dabei garantieren, daß unabhängig davon alle Zwei-Spur-Ereignisse mitgemessen werden. Dazu muß beachtet werden, daß Protonen, welche den S1 bzw. den S2 unmittelbar im Grenzbereich zweier benachbarter Module treffen, unter Umständen zwei Treffer im jeweiligen Detektor hervorrufen können. Daher ist es notwendig, auch höhere Multiplizitäten μ der Segmenttreffer zuzulassen.
Die erlaubten Zustände zum Auslösen eines Einzeltriggers der Detektoren S1 und S2 wurden wie folgt definiert:

$$T_{S_{1,2}}: \begin{cases} \mu = 1, & \text{um } 2^{0,1,2,\cdots} \text{ untersetzt} \\ \mu = 2 \\ \mu = 3 \\ \mu = 4 \\ \mu = 5 \\ \mu = 6 \end{cases}$$

Für die Szintillatorwand S3 wurde in ersten Messungen eine Multiplizität der angesprochenen Photomultiplierröhren von $\mu \geq 1$ gefordert. In späteren Messungen wurde diese

Bedingung auf $\mu \geq 3$ hochgesetzt, da bei jedem Ereignis mindestens drei Photomultiplierröhren ansprechen:

$$T_{S_3} : \{\mu \geq 1, 3$$

Schließlich wurde der Gesamttrigger T mittels mehrerer Logikmodule aus den zuvor beschriebenen Einzeltriggern T_{S_1}, T_{S_2} und T_{S_3} gemäß folgender Logik zusammengesetzt:

$$T = \{T_{S_1} \vee T_{S_2}\} \wedge T_{S_3}$$
$$\vee \quad : \quad \text{Logisches “ODER”}; \quad \wedge \quad : \quad \text{Logisches “UND”}$$

5.3 Ereignisselektion

Die mit dem zuvor beschriebenen Trigger aufgenommenen Daten wurden mit dem für das COSY-11-Experiment an der KFA-Jülich entwickelten Auswerte-Programm “DA” [Bal95] analysiert. Bei diesem Programm handelt es sich um ein Rahmenprogramm, mit welchem die auf Magnetband aufgenommenen Daten gelesen und nach erfolgter Kalibrierung in physikalische Größen wie z.B. Orts- und Zeitinformation umgewandelt werden. Zur Auswertung können diese Daten nach speziellen Kriterien vom Anwender weiter selektiert und gefiltert werden. Zum Vergleich mit theoretischen Daten steht das auf GEANT-Code [GEA92] basierende Monte-Carlo-Programm “EVD” zur Verfügung [Bal95], mit welchem eine Anzahl von Reaktionen, die mit dem COSY-11-Experiment untersuchbar sind, simuliert werden können. Die damit generierten Ereignisse können in einem Datenfile gespeichert werden, welcher wiederum vom zuvor beschriebenen “DA”-Programm eingelesen werden kann.
Um die aufgenommenen Ereignisse der gesuchten Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$ vom dominanten Untergrund zu selektieren, wurden verschiedene Filterroutinen angesetzt, welche im folgenden beschrieben werden.

5.3.1 Kinematik

Für die weitere Datenanalyse wird der mögliche Impulsbereich der auslaufenden Protonen näher untersucht. Sei m_1 die Ruhemasse eines Projektils, welches im Laborsystem mit dem Impuls $p_1 = p_{beam}$ ein ruhendes Targetteilchen der Ruhemasse m_2 trifft. Die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems v^{CM} berechnet sich dann zu [Mus80]:

$$v^{CM} = \frac{p_1 \cdot c}{\sqrt{p_1^2 \cdot c^2 + m_1^2 \cdot c^4} + m_2} \tag{5.5}$$

Dabei kann im vorliegenden Fall der Proton-Proton-Streuung $m_1 = m_2 = m_p$ gesetzt werden. Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Gesamtenergie $\sqrt{s}$ berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} \sqrt{s} &= \sqrt{(\sum_i \sqrt{p_i^2 \cdot c^2 + m_i^2 \cdot c^4})^2 - (c \cdot \sum_i p_i)^2} \\ &= \sqrt{(\sqrt{p_{beam}^2 \cdot c^2 + m_p^2 \cdot c^4} + m_p \cdot c^2)^2 - p_{beam}^2 \cdot c^2} \end{aligned} \tag{5.6}$$

Direkt an der Produktionsschwelle eines oder mehrerer Teilchen der Gesamtmasse m_X entspricht die Gesamtenergie $\sqrt{s}$ der gesamten Massenenergie der auslaufenden Teilchen, so daß für die Reaktion $pp \rightarrow ppX$ gilt:

$$\sqrt{s} = 2 \cdot m_p \cdot c^2 + m_X \cdot c^2 \tag{5.7}$$

In Tabelle 2.3 sind für einige interessante Reaktionen u.a. die somit ermittelten minimalen Strahlimpulse, die zur Erzeugung dieser Teilchen benötigt werden, aufgelistet. Für die hier näher zu untersuchende Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ergibt sich dabei ein Wert von: $p_{min.}$=1.28172 GeV/c ($m_p = 0.93827231\, GeV/c^2$, $m_{\pi^\pm} = 0.13956995\, GeV/c^2$ [PPB94]) . Bei einer Teilchenproduktion direkt an der Schwelle steht im CM-System keine Energie mehr zur Verfügung, die in Form von kinetischer Energie auf die auslaufenden Teilchen verteilt werden könnte. Folglich bewegen sich dann alle Ejektile im Laborsystem mit der gleichen Geschwindigkeit, welche der Schwerpunktsgeschwindigkeit v^{CM} entspricht. Erhöht man die Strahlenergie, erhöht sich dementsprechend auch der Wert für $\sqrt{s}$, so daß im CM-System die überschüssige Energie, welche nicht zur Massenproduktion benötigt wurde, unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze (Energie, Impuls) auf die Teilchen verteilt werden kann. In Abbildung 5.4 ist dieser Sachverhalt anhand von Monte-Carlo-Simulationen (Programm-Paket FOWL [Jam77]) für die $\pi^+\pi^-$-Produktion für die Strahlimpulse $p_{beam} = 1.224\, GeV/c$ (gestrichelte Kurven) und $p_{beam} = 1.222\, GeV/c$ (durchgezogene Kurven) dargestellt. Die beiden oberen Spektren zeigen die Verteilung der CM-Impulse der Protonen und der Pionen für die beiden Strahlimpulse. Die Bandbreite der erlaubten Impulse nimmt entsprechend obiger Theorie mit Annäherung an die Schwelle ab. Dieses Verhalten zeigt sich entsprechend in den Verteilungen der Labor-Impulse (untere Spektren). Die Kurven für den niedrigeren Strahlimpuls sind entsprechend schmaler. Im Grenzfall $p_{beam} \rightarrow p_{Schwelle}$ würden sich diese Kurven zu δ-Funktionen zusammenziehen; die Teilchen bewegten sich nur noch mit der Geschwindigkeit des Schwerpunktes.

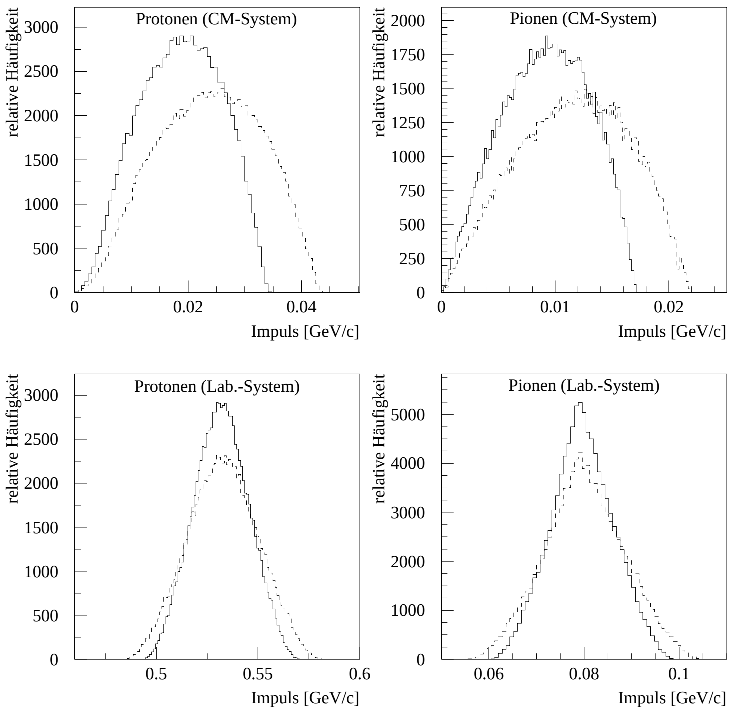

Abbildung 5.4: Monte-Carlo-Verteilung der Pionen- bzw. Protonenimpulse im Labor- und CM-System für die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei Strahlimpulsen von 1.224 GeV/c (gestrichelt) und 1.222 GeV/c (durchgezogen).

Im Fall der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ist im Laborsystem die Impulsdifferenz der auslaufenden Protonen genau dann maximal, wenn im CM-System die produzierten Pionen ruhen und sich die Protonen in Strahlrichtung bzw. entgegengesetzt der Strahlrichtung ausbreiten. In diesem Fall beträgt die Gesamtenergie $E_p^{'}$ bzw. der Impuls $p^{'}$ der Protonen im CM-System:

$$
\begin{aligned}
E_p^{'} &= \frac{1}{2}\sqrt{s} - m_{\pi^\pm} \cdot c^2 = \sqrt{m_p^2 \cdot c^4 + p^{'2} \cdot c^2} \\
\Rightarrow p^{'} &= \pm\sqrt{(\frac{1}{2}\sqrt{s} - m_{\pi^\pm} \cdot c^2)^2 - m_p^2 \cdot c^4} \qquad (5.8)
\end{aligned}
$$

Diese Impulse transformieren sich gemäß den Gesetzen der relativistischen Dynamik [Ber86] im Laborsystem zu

$$p_{1,2}^{Lab} = \gamma^{CM} \left(\pm \left| p' \right| + \frac{v^{CM}}{c^2} \cdot E_p' \right) \quad , \tag{5.9}$$

so daß mit der allgemeinen Impulsgleichung $p = m_0 v \gamma$ folgt:

$$v_{1,2}^{Lab} = \left(\left(\frac{m_p}{p_{1,2}^{Lab}} \right)^2 + \frac{1}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{5.10}$$

Dieses Ergebnis kann nun benutzt werden, die theoretisch maximal mögliche Zeitdifferenz der beiden Protonentreffer in einer Detektorebene zu berechnen. Im Falle des S2-Detektors beträgt der mittlere Flugweg der Protonen d = (3.89 ± 0.02) m, so daß sich aufgrund der Impulsverteilung der beiden Protonen bei einem Strahlimpuls von p_{beam}=1.224 GeV/c (1.222 GeV/c) eine Zeitdifferenz von maximal Δt=3.57 ns ± 0.02 ns (2.81 ns ± 0.02 ns) ergibt.

5.3.2 Driftkammern

Da für Strahlimpulse $p_{beam} \leq 1.224$ GeV/c der maximale Protonenimpuls p_{max} der an einer $\pi^+\pi^-$-Produktion beteiligten Protonen aus kinematischen Gründen unter p=0.6 GeV/c liegt, ist der Energieverlust in den Detektorkomponenten und speziell in den Driftkammern entsprechend hoch. Sowohl Monte-Carlo-Rechnungen als auch Untersuchungen an Ein-Spur-Events im entsprechenden Impulsbereich zeigten dabei, daß folgende Bedingung für die Anzahl der ausgelösten Ebenen der Driftkammern DC1 und DC2 stets erfüllt ist:

Driftkammer DC1 (6 Ebenen)	$\geq$ 5 ausgelöste Ebenen
Driftkammer DC2 (8 Ebenen)	$\geq$ 6 ausgelöste Ebenen

Desweiteren wurde gefordert, daß das Spur-Rekonstruktionsprogramm MEDUZA [Sok91] in der Lage ist, zwei getrennte Spuren in den Driftkammern zu rekonstruieren. Die so erhaltenen Spurvektoren können nun in dem feldfreien Raum außerhalb der Streukammer auf alle anderen Detektoren projiziert werden, womit weitere Selektionen hinsichtlich der damit bestimmbaren theoretischen Auftrefforte vorgenommen werden können.

5.3.3 Szintillationsdetektoren S1, S2 und S3

Aufgrund des geringen im Schwerpunktsystem (CM) zur Verfügung stehenden Impulses p^{CM} (Kap.5.3.1) wird im Laborsystem von den auslaufenden Protonen der $\pi^+\pi^-$-Reaktion nur ein begrenzter Raumwinkel eingenommen. Im Grenzfall verschwindender CM-Impulse, was einer Messung direkt an der Produktionsschwelle entspricht, wird der eingenommene Laborwinkel infinitesimal klein, so daß alle Protonen dieselbe Trajektorie durchlaufen. Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, daß bei den untersuchten Strahlimpulsen im wesentlichen nur der Bereich des zweiten S1-Moduls getroffen wird. Mit Hilfe der Spurrekonstruktion für die Driftkammern (Kap.5.3.2) können die projizierten Auftrefforte in der Ebene des S1-Detektors bestimmt und mit den theoretischen Werten verglichen werden. Der dabei von den Protonen in der x-Achse des S1-Koordinatensystems (horizontale Ausdehnung) abgedeckte Bereich umfaßt laut Simulationsrechnungen $\Delta x_{S1}^{MC} \approx 14.5\,cm$. Der in der Ereignisselektion zugelassene Bereich wurde, um sicherzustellen, daß keine Events verworfen werden, zu beiden Seiten gleichermaßen um ca. 25% des mittels Simulationsrechnungen erhaltenen Wertes erweitert, so daß insgesamt eine Bandbreite von

$$S1 : \Delta x_{S1} = 21.7\,cm \tag{5.11}$$

zugelassen wurde. Desweiteren gewährleistet der S2-Detektor aufgrund seiner absoluten Breite und Position, daß stets mindestens ein S2-Modul von den auslaufenden Protonen getroffen wird, so daß bei jedem Ereignis mindestens ein Treffer in diesem Detektor gefordert wurde.

Analog dazu findet man laut Simulationsrechnungen für den S3-Detektor eine Protonen-Trefferverteilung in der x-Achse dieses Detektor-Koorinatensystems (horizontale Ausdehnung) von $\Delta x_{S3}^{MC} \approx 78\,cm$. Für die Datenselektion wurde auch hier der akzeptierte Bereich um insgesamt 50% auf

$$S3 : \Delta x_{S3} = 117\,cm \tag{5.12}$$

erweitert.

Die hier aufgeführten Trefferintervallbreiten gelten für einen Strahlimpuls von $p_{Beam} = 1.224\,GeV/c$. Im Falle der geringeren Strahlimpulse reduziert sich der theoretische Bereich,

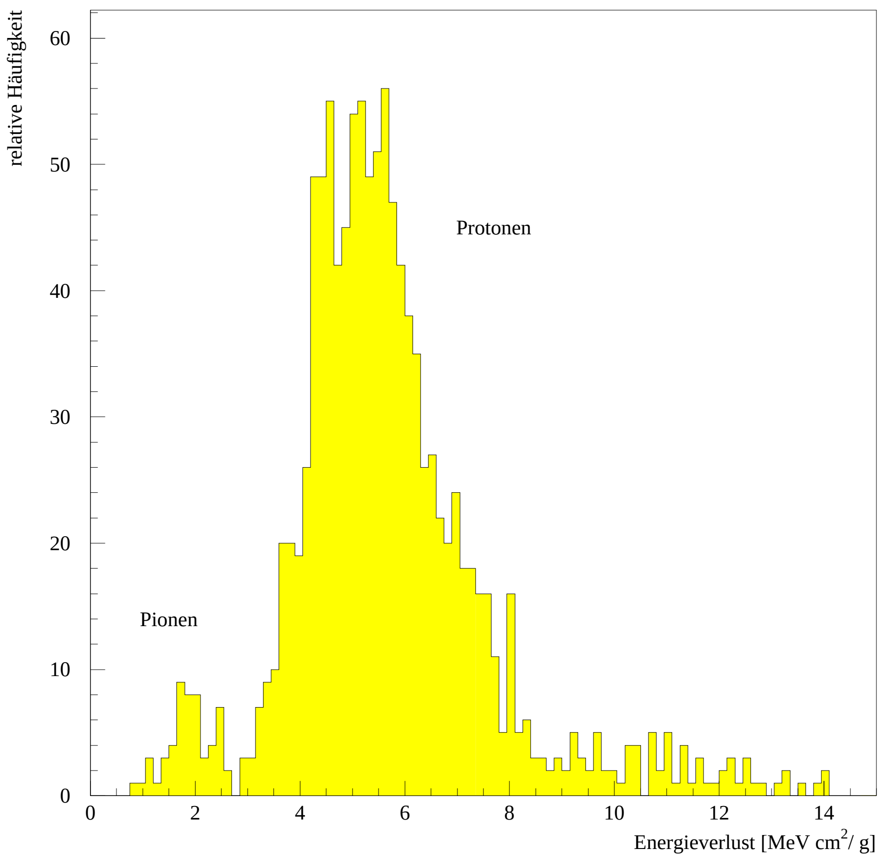

Abbildung 5.5: Energieverlust im S2-Detektor für Ereignisse mit zwei rekonstruierten Spuren und zwei Treffern im S2.

wobei jedoch die für die Selektion erlaubten Zonen beibehalten wurden. Desweiteren erlauben die S1- und S2-Detektoren die Trennung der Protonentreffer von eventuellen Pionentreffern. Nach [PPB94] sollte der mittlere Energieverlust der Protonen im Szintillatormaterial bei Laborimpulsen gemäß Abbildung 5.4 im Bereich von dE=5.5 $MeV\ g^{-1}\ cm^2$ liegen (Szintillatormaterial BC-404). Pionen im selben Impulsbereich verlieren dagegen im gleichen Material im Mittel nur etwa 1.9 $MeV\ g^{-1}\ cm^2$. In Abb.5.5 ist der Energieverlust im S2-Detektor für Ereignisse mit zwei rekonstruierten Spuren dargestellt, bei denen beide Spuren jeweils ein S2-Segment getroffen haben. Mit dieser Methode wurden aufgrund der Impulsselektion des Magnetfeldes Teilchen eines engen Raum- bzw. Impulsbereiches selektiert, in welchem ein Großteil der Protonen der $\pi^+\pi^-$-Reaktion erwartet werden. Deutlich ist die erwartete Verteilung der Protonenspuren zu erkennen, welche einer Landau-Verteilung entspricht. Zusätzlich erkennt man bei geringen Energieverlusten ($1.8 \pm 0.2\,\mathrm{MeV}\,g^{-1}\,\mathrm{cm}^2$) eine Verteilung, welche durch Pionentreffer verursacht wird. Im Verlauf der weiteren Datenselektion wurden Pionentreffer verworfen, indem nur Ereignisse berücksichtigt wurden, welche in den S1/S2-Detektoren einen Energieverlust von dE$\geq 3.0\,\mathrm{MeV}\,g^{-1}\,\mathrm{cm}^2$ aufwiesen.

5.3.4 Pionendetektoren

Zur Identifizierung eines Ereignisses als $pp \to pp\pi^+\pi^-$-Event wurden zusätzliche Treffer der Pionen benutzt. Im Falle des π^-, welches aufgrund des Magnetfeldes in Richtung des Ringäußeren abgelekt wird, wird dazu ein Treffer im Silizium-Pad-Detektor gefordert. Um Signale, die durch thermisches Rauschen in dem ungekühlten Halbleiterdetektor ausgelöst wurden, zu erkennen und zu unterdrücken, wird das gleichzeitige (koinzidente) Ansprechen des davor montierten Szintillationsdetektors verlangt. Monte-Carlo-Rechnungen sagen für den Pad-Detektor in der horizontalen Ausdehnung des Detektors einen für die π^--Mesonen erlaubten Bereich voraus, der $\approx$ 57 Pads (á 0.5 cm) in jeder Reihe umfaßt. Zur Selektion wurde auch hier dieser Bereich um ca. 50% auf 87 Pads vergrößert.
Im Falle der in das Ringinnere abgelenkten π^+-Mesonen stehen drei Szintillationsdetektoren zur Verfügung, welche laut Simulations-Rechnungen im gesamten Bereich ihrer Breite getroffen werden können. Eine Einschränkung des Trefferbereiches darf in diesem Falle nicht erfolgen.
Um die unter Normalatmosphäre arbeitenden Pionendetektoren erreichen zu können, müssen die Pionen die Fenster der Streukammer durchqueren. Im Falle der π^--Mesonen ist dies eine $150\,\mu$m dicke CrNi-Stahlfolie und für die π^+-Mesonen eine zweilagige Folie aus $300\,\mu$m Kohlenstoffasern und $30\,\mu$m Aluminium. Unter Berücksichtigung der möglichen Laborimpulse der Pionen (Abb.5.4) erhält man maximale Energieverluste von dE$<$1 MeV [PPB94] beim Durchgang der Pionen durch diese Fenster, so daß Verluste von Pionen beim Durchqueren der Fenster von untergeordneter Bedeutung sind und nicht weiter beachtet werden brauchen.
Die Funktionsfähigkeit dieser Pionendetektoren wird aus Abbildung 5.6 ersichtlich. In einer ersten Messung wurden Ereignisse selektiert, bei denen sowohl das dritte Segment des π^+-Detektors als auch das siebte Segment des S1-Detektors ansprachen. Diese Tref-

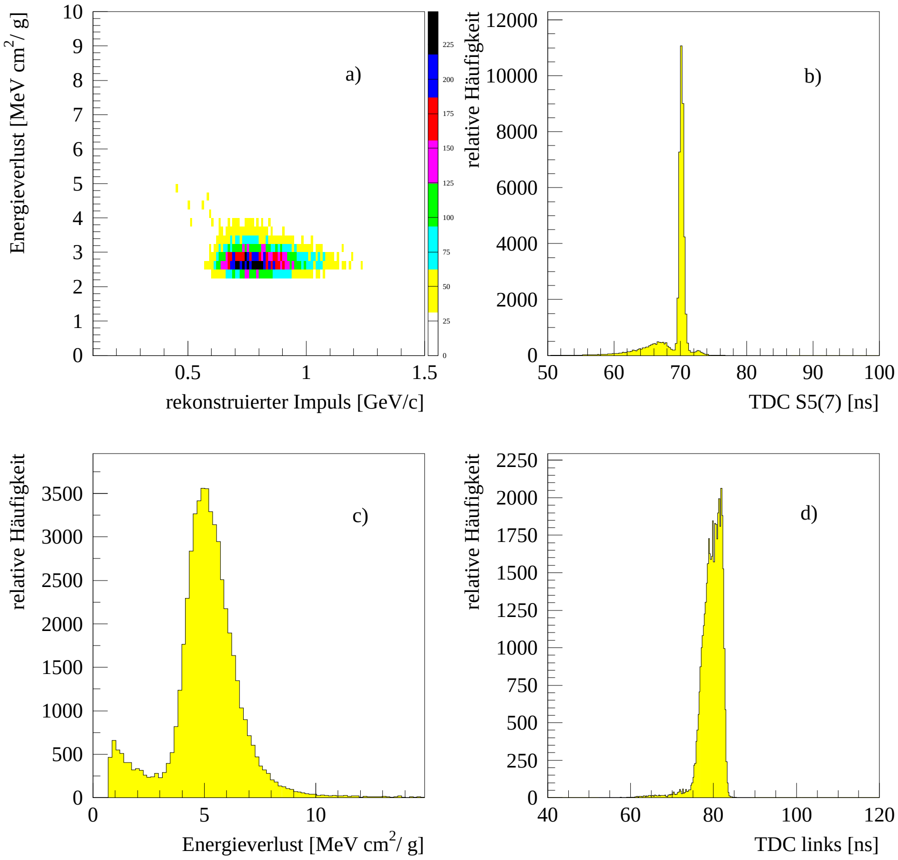

Abbildung 5.6: Energieverlust, rekonstruierter Impuls und TDC-Spektren für Ereignisse mit Treffern in den Pionendetektoren.

ferkombination wird mit sehr großer Wahrscheinlichkeit durch Protonenspuren der Reaktion $pp \rightarrow pp, pp\pi^0$ und $pn\pi^+$ hervorgerufen, wobei jeweils ein auslaufendes Proton beide Detektoren passiert. Diese Situation ist besonders günstig, da der geometrische Abstand beider Detektoren bekannt ist und die Geschwindigkeit der Teilchen über die Rekonstruktion mittels der Driftkammerspuren bestimmt werden kann. In Abb. a) ist der gemessene Energieverlust in dem S1-Segment gegen den rekonstruierten Impuls aufgetragen. Der mittlere Energieverlust liegt bei Impulsen von 0.6 GeV/c bis 1.0 GeV/c im Bereich von $\sim 3\,MeV\,cm^2/g$, womit die Teilchen als Protonen identifiziert werden können, da Pionenspuren im gleichen Impulsbereich deutlich geringere Energieverluste liefern würden

($< 2\,MeV\,cm^2/g$). Da die Szintillationsmaterialien für beide Detektoren identisch sind, erleiden die Protonen in dem Pionendetektor im Mittel den gleichen Energieverlust von $\sim 3\,MeV\,cm^2/g$ wie in dem S1-Detektor. Die Pionen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ erfahren jedoch entsprechend ihres Impulses (siehe Abb.5.4) einen Energieverlust von ca. 3.5 - $9.0\,MeV\,cm^2/g$, so daß diese sicher nachgewiesen werden können. In Abb. b) ist das entsprechende TDC-Spektrum des π^+-Detektors dargestellt, bei dem noch kein Offset herausgerechnet worden ist. Die Protonenspuren zeigen eine deutliche Häufung bei ca. 70 ns. Rechnungen für die Reaktion der $\pi^+\pi^-$-Produktion ergeben, daß die Zeitdifferenz zwischen dem Protonentreffer in dem S1-Detektor und dem Pionentreffer in dem π^+-Detektor maximal nur um ca. 10 ns von dem Gangunterschied der hier betrachteten Durchgänge des Protons durch die beiden Detektoren abweicht, womit Pionenspuren dieser Reaktion durch diesen Detektor auch zeitlich sicher erfaßt werden können.
Im Falle des π^--Detektors kann die Funktionsfähigkeit indirekt über die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pn\pi^+$ gezeigt werden. In beiden Fällen kann z.B. ein auslaufendes Proton den S1-Detektor treffen, während je nach Reaktion ein Proton bzw. ein Pion den Silizium-Pad-Detektor und den dazugehörigen beidseitig ausgelesenen Szintillationsdetektor treffen kann. Im vorliegenden Fall wurde gefordert, daß vom S1-Detektor nur das zweite Modul getroffen wurde, was die Interpretation der Ergebnisse vereinfacht, da die auslaufenden Protonen der $\pi^+\pi^-$-Reaktion ebenfalls vorwiegend dieses Modul treffen. Die Geschwindigkeit dieses Teilchens wurde mittels der Flugzeitstrecke (S1- und S3-Detektor) bestimmt, womit die Flugzeit vom Target bis zum S1-Modul berechnet werden konnte. Die Flugzeit des Pions/Protons vom Target zum π^--Detektor kann nicht eindeutig bestimmt werden, da neben dem (bekannten) Auftreffort auch der Teilchenimpuls bekannt sein muß, welcher in einem kinematisch erlaubten Bereich variieren kann. Jedoch können die minimalen und maximalen Flugwege vom Target bis zum π^--Detektor geometrisch unter Einbeziehung der Bahnkrümmung im Magnetfeld hinreichend genau ($\pm$ 10%) abgeschätzt werden. Über die Energieverlustverteilung (Abb.5.6 c)), die diese Teilchen im Silizium-Pad-Detektor hervorrufen, kann die mittlere Geschwindigkeit dieser Ejektile durch Vergleich mit entsprechenden Kurven [PPB94] bestimmt werden. Rechnungen zeigen, daß die Zeitdifferenz zwischen dem Treffer in dem Si-Pad-Detektor und dem nachfolgenden Treffer in dem S1-Detektor im Mittel 8$\pm$6 ns beträgt. Betrachtet man den Szintillationsdetektor vor den Si-Pads, ist dieses Ergebnis konsistent mit der gemessenen Breite der TDC-Spektren der Photomultiplier. In Abbildung 5.6 d) ist das entsprechende Spektrum des targetnahen Photomultipliers dar-

gestellt. Das Zeitspektrum ist auch hier unkorrigiert und somit ebenfalls mit einem Offset behaftet.
Im Falle der $\pi^+\pi^-$-Produktion erwartet man im Si-Pad-Detektor entsprechend den erlaubten Laborimpulsen (Abb.5.4) mittlere Energieverluste der π^--Mesonen im Bereich von 3.5 bis 9.0 $MeV\,cm^2/g$. Somit können diese Teilchen hinsichtlich des Energieverlustes entsprechend Abbildung 5.6 c) sicher nachgewiesen werden. Abschätzungen für diese Reaktion zeigen, daß die Zeitdifferenz zwischen dem Treffer in dem Si-Pad-Detektor und dem nachfolgenden Treffer in dem S1-Detektor im Mittel 21±4 ns beträgt, so daß die entsprechende Verteilung im TDC-Spektrum (Abb. 5.6 d)) lediglich um ca. 13 ns zu der gezeigten Verteilung verschoben ist und somit auch zeitlich ein sicherer Nachweis der π^--Mesonen gegeben ist.

5.3.5 Zeitbeschränkung der rekonstruierten Spuren

Um zufällige Zwei-Spur-Ereignisse, d.h. Ereignisse, bei denen beide Protonenspuren von unterschiedlichen Reaktion stammen, zu erkennen, besteht die Möglichkeit, die Zeitdifferenz der beiden Protonentreffer in dem S1 bzw. in dem S2-Detektor zu bestimmen, und mit dem kinematisch erlaubten Wert zu vergleichen. Die maximal mögliche Zeitdifferenz beider Protonen zueinander liegt dann vor, wenn die Bewegung des einen Protons im CM-System in Strahlrichtung und die Bewegung des zweiten Protons entgegen der Strahlrichtung erfolgt. In diesem Fall ist die Geschwindigkeitsdifferenz beider Teilchen im Laborsystem maximal (siehe Kapitel 5.3.1). Da mit steigendem Labor-Strahlimpuls der im CM-System zur Verfügung stehende Impuls ansteigt, wächst die maximal mögliche Zeitdifferenz Δt ebenfalls monoton mit dem Strahlimpuls p_{Beam} an. Die im Rahmen dieser Messung maximal erreichbare Zeitdifferenz tritt folglich für einen Strahlimpuls von $p_{Beam} = 1.224\,GeV/c$ und maximalem Flugweg, d.h. für die Detektion im S2-Detektor, auf. Wie bereits gezeigt (Kapitel 5.3.1), beträgt in diesem Fall der maximale Laufzeitunterschied Δt=3.57 ns ± 0.02 ns. Die Zeitinformation der einzelnen Segmente der S1/S2-Detektoren ist mit einem Fehler von $\delta t = \pm 0.5\,ns$ [Bal95b] behaftet, so daß im Falle zweier Treffer ein zeitlicher Fehler von $2 \cdot \delta t = \pm 1.0\,ns$ möglich ist. Im Rahmen der Datenselektion wurde eine Zeitungenauigkeit von $\delta t_{Sel.} = \pm 2.0\,ns$ angenommen, so daß sich der maximal zu erwartende Gangunterschied zu

$$\Delta t_{Sel.} = \Delta t + |\delta t_{Sel.}| = 5.6\,ns \tag{5.13}$$

ergibt. Ereignisse, bei denen sowohl im S1 als auch im S2 jeweils nur ein Segment von der selben Protonenspur ausgelöst wurde, lassen keine zeitliche Selektion zu und wurden daher nicht verworfen.

5.3.6 Bestimmung des vertikalen Targetpunktes

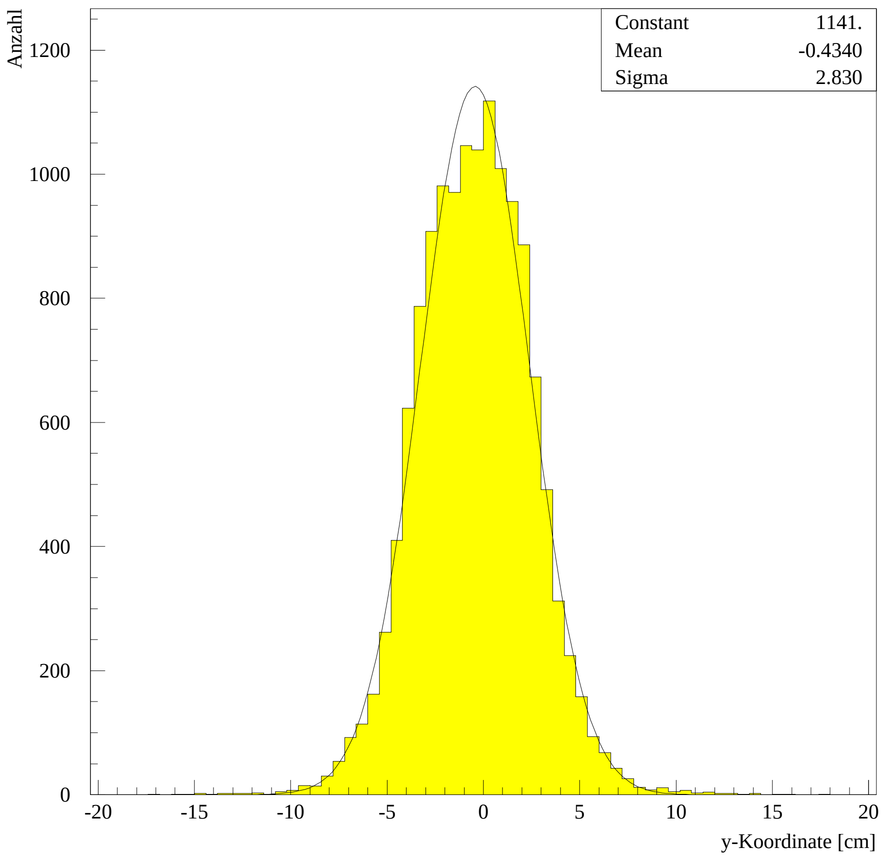

Abbildung 5.7: Rekonstruierte vertikale Targetpunktposition für 1-Spur-Events der Reaktionen $pp \rightarrow pn\pi^+$ und $pp \rightarrow pp\pi^0$ bei einem Strahlimpuls von 1.224 GeV/c.

Ein weiterer Ansatzpunkt zur Selektion der Daten ergibt sich in der Möglichkeit, mit Hilfe der Driftkammerinformationen (Impuls, Auftreffort und vertikale/horizontale Steigung) und der Kenntnis des effektiven magnetischen Dipolfeldes die Protonentrajektorien bis zum angenommenen horizontalen Startpunkt (Targetpunkt) zurückzurechnen und die vertikale (y-)Koordinate zu bestimmen. Dazu wurden in einem ersten Schritt Ein-Spur-Ereignisse aus den aufgenommenen Daten ($p_{Beam} = 1.224\,GeV/c$) selektiert, deren Treffer in dem zuvor beschriebenen Bereich des S1-Detektors lagen. Zudem wurde ein Treffer in dem Silizium-Monitordetektor gefordert, womit sich die in Frage kommenden Reaktionen im wesentlichen auf $pp \rightarrow pn\pi^+$ und $pp \rightarrow pp\pi^0$ begrenzen. Somit konnte gewährleistet werden, daß es sich bei den zu untersuchenden Spuren um Protonenspuren handelt. Desweiteren wurden nur Ereignisse selektiert, deren mittels Flugzeitmessung (TOF) bestimmter Impuls $p_{1Spur} \leq 0.6\,GeV/c$ war, so daß für diese Protonen gleiche Bedingungen vorlagen wie für Protonen der zu untersuchenden $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$-Reaktion. Die Trajektorien der so selektierten Ereignisse wurden dann, wie zuvor beschrieben, mittels der Driftkammerinformationen zum theoretischen *horizontalen* Targetpunkt zurückgerechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Auffällig ist die unerwartet große Breite der berechneten vertikalen Verteilung ($\sigma_{1Spur} = 2.83\,cm$), welche in etwa der Höhe des Beschleunigerstrahls zuzüglich eines Beitrages durch Kleinwinkelstreuung an der Streukammerfolie und der Luft ($\sigma_y < 0.6\,cm$) entsprechen sollte. Die große Diskrepanz dieser Werte muß in den Abweichungen des *realen* magnetischen Feldes vom angenommenen homogenen Kastenfeld begründet sein. Relevant sind dabei Beiträge von Feldlinien in der unmittelbaren Umgebung der äußeren Polschuhkanten, welche nicht berücksichtigte Komponenten in der Ebene des COSY-Ringes besitzen. Die durch solche Randfelder verursachten Winkelfehler $\delta\theta_{Streu}$ können sich trotz ihrer absolut betrachtet relativ geringen Größe wesentlich auf die berechnete Targetregion auswirken, da diese ca. 1.8 m von dem Ort der Streuung entfernt ist.

Die vertikale rekonstruierte Targetpunktverteilung (Abb.5.7) kann nun zur Datenselektion herangezogen werden, um Teilchenspuren, die nicht aus der unmittelbaren Targetregion stammen, effektiv herauszufiltern. Dazu wurde in der Auswertung gefordert, daß für jede Teilchenspur folgende Beziehung erfüllt war:

$$Target: \quad |y_{Target}| \leq 10.0\,cm \tag{5.14}$$

Rechnungen unter Annahme einer Gaußverteilung der dargestellten Verteilung ergeben, daß durch diese Bedingung weniger als 0.1% der Daten verworfen werden.

5.4 Detektorakzeptanz

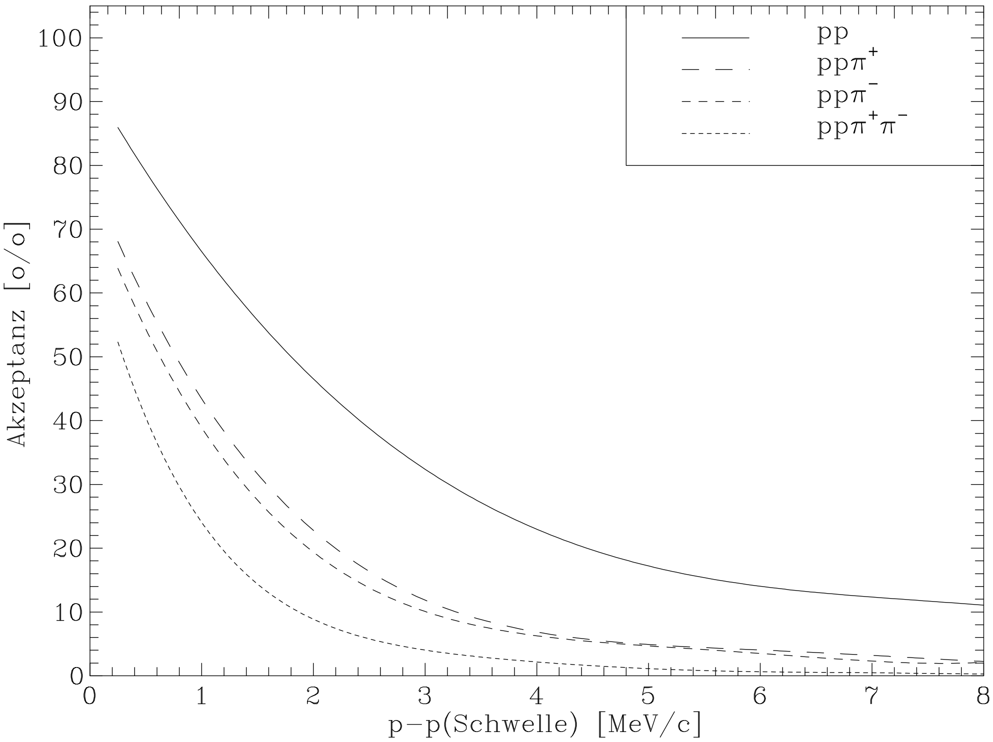

Abbildung 5.8: Gesamtakzeptanz des COSY-11-Experiments für die Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$.

Das Monte-Carlo-Programm "EVD" verwendet den selben Algorithmus zur Rekonstruktion der Spuren in den Driftkammern wie das Rahmenprogramm "DA" zur Datenauswertung, so daß neben der geometrischen Akzeptanz des Detektorsystems auch die Rekonstruktionsfähigkeit mitbetrachtet wird. Dieser Punkt ist besonders bei Reaktionen nahe an der Produktionsschwelle von großer Bedeutung, wenn zwei gleichartige Teilchen mittels der Driftkammern getrennt werden sollen, da deren Abstand unter Umständen aufgrund des geringen Relativimpulses unter dem räumlichen Auflösungsvermögen der Driftkammern liegen kann. Dieser Sachverhalt spiegelt sich in der Tatsache wieder, daß bei Impulsen sehr nahe an der Schwelle die Gesamtakzeptanz trotz einer geometrischen Akzeptanz von 100% unter dem Wert von 100% bleibt. In Abbildung 5.8 ist die Gesamtakzeptanz des COSY-11-Aufbaus für die Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$ als Funktion des Strahlimpulses dargestellt. Dabei wurden die Fälle betrachtet, daß a) mindestens zwei Protonen, b) mindestens zwei Protonen und ein π^--Meson, c) mindestens zwei Protonen und ein π^+-Meson und d) beide

Protonen und beide Pionen nachgewiesen werden, wobei der Zerfall der Pionen mitberücksichtigt wurde. Besonders auffällig ist die hohe Akzeptanz nahe an der Schwelle, die auch für andere Reaktionen ähnlich verläuft. Dieser Sachverhalt zeigt die besondere Eignung des Experimentaufbaus für Untersuchungen in Schwellennähe.

5.5 Luminositätsbestimmung

Zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten bzw. Abschätzungen deren oberer und unterer Grenzen ist neben der Kenntnis der Detektorakzeptanz die Berechnung der Luminosität L (Dimension $cm^{-2}s^{-1}$) notwendig, welche durch folgende Gleichung gegeben ist [Loh86]:

$$\dot{N}_x = \sigma_x \cdot L \tag{5.15}$$

L	:	Luminosität in $[cm^{-2}s^{-1}]$
$\dot{N}_x$	:	Zahl der Reaktionen eines bestimmten Typs bei der Kollision zweier Teilchenstrahlen pro Sekunde
σ_x	:	Wirkungsquerschnitt für die entsprechende Reaktion "x"

Integriert über die Meßzeit, ergibt obige Gleichung die erwartete Gesamtzahl der stattgefundenen Reaktionen. Dementsprechend kann somit mittels einer gemessenen Anzahl von Ereignissen einer bestimmten Reaktion der entsprechende Wirkungsquerschnitt berechnet werden, sofern die integrierte Luminosität und die Detektorakzeptanz bekannt sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die elastische Protonenstreuung zur Bestimmung der integrierten Luminosität herangezogen, da das Detektorsystem eine hinreichend große Akzeptanz für diese Reaktion aufweist und die relativ hohen Wirkungsquerschnitte sehr gut vermessen sind.

Im ersten Schritt wurden mittels des bereits erwähnten Monte-Carlo-Programms "EVD" Kriterien bestimmt, die die elastische Streuung eindeutig kennzeichnen und in der Lage sind, diese vom Untergrund effektiv zu trennen. Dabei stellten sich folgende Bedingungen als geeignet heraus:

- Es müssen bei jedem Ereignis insgesamt mindestens 11 und maximal 19 Treffer in den Driftkammerebenen registriert worden sein, wobei genau eine Spur in den Driftkammern rekonstruierbar sein muß.

- Der Stopdetektor S3 muß angesprochen haben.

- Es darf nur genau ein S1-Modul getroffen worden sein, wobei nur bestimmte Bereiche der Module 5, 6, 7 und 8 zugelassen werden.

- Der Silizium-Monitordetektor muß mindestens einen Treffer registriert haben, maximal jedoch vier, wobei der Treffer mit dem getroffenen S1-Modul korreliert sein muß [Bra95].

- Die Flugzeit in der TOF-Strecke (S1- und S3-Detektor) muß im Intervall $30\,ns \leq t_{TOF} \leq 44\,ns$ liegen. Die mittels TOF und Driftkammerrekonstruktion bestimmte invariante Masse $m = \frac{1}{c}p(\beta^{-2}-1)^{\frac{1}{2}}$ der Spuren muß größer als die doppelte Pionenmasse sein.

Mit diesen Kriterien wurden im ersten Schritt mit GEANT simulierte Daten für verschiedene Strahlimpulse untersucht, um den akzeptierten Raumwinkelbereich $\Delta\Omega_{CM}$ im Schwerpunktsystem zu bestimmen. Da die vier zugelassenen S1-Segmente (5,6,7 und 8) die Protonen unter verschiedenen Streuwinkelbereichen $\theta_{CM} \pm \delta\theta_{CM}$ detektieren, wurden diese separat behandelt. Die in einem S1-Modul erwartete Trefferrate N_1^{MC} ergibt sich aus dem Raumwinkelbereich $\Delta\Omega_{CM}$ und der Anzahl der generierten Monte-Carlo-Events N_0^{MC} zu

$$N_1^{MC} = 2 \cdot N_0^{MC} \cdot \frac{\Delta\Omega_{CM}}{\int d\Omega_{CM}} \tag{5.16}$$

wobei der Faktor "2" die Ununterscheidbarkeit beider Protonen berücksichtigt. Gleichung 5.16 nach $\Delta\Omega_{CM}$ aufgelöst ergibt mit $\int d\Omega_{CM} = 4\pi$:

$$\Delta\Omega_{CM}[sr] = 2\,\pi \frac{N_1^{MC}}{N_0^{MC}} \tag{5.17}$$

Zur Auswertung der experimentellen Daten muß desweiteren für jedes S1-Segment der entsprechende Streuwinkelbereich $\theta_{CM} \pm \delta\theta_{CM}$ im CM-System bestimmt werden. Dies geschieht mit Hilfe der Impulsrekonstruktion durch die Driftkammerspuren, welche unter anderem die longitudinale und die transversale Impulskomponente p_L und p_T liefert. Mit diesen beiden Werten und γ^{CM} (siehe Gl. 5.1 und Gl. 5.5) ergibt sich der Kosinus des gesuchten Streuwinkels zu [Mus80]:

$$\cos\theta_{CM} = \frac{1 - \left(\gamma^{CM} \cdot \frac{p_T}{p_L}\right)^2}{1 + \left(\gamma^{CM} \cdot \frac{p_T}{p_L}\right)^2} \tag{5.18}$$

Monte-Carlo-Simulationen zeigen, daß in den von den S1-Segmenten abgedeckten Winkelbereichen $\theta_{CM} \pm \delta\theta_{CM}$ die Trefferverteilung um den Mittelwert θ_{CM} symmetrisch verteilt und nahezu konstant ist. Da die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den jeweiligen Winkelintervallen $2 \cdot \delta\theta_{CM}$ in sehr guter Näherung linear mit den Streuwinkeln fallen, kann in der Praxis für jedes Segment mit dem mittleren Streuwinkel θ_{CM} und dem mittleren differentiellen Streuquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}(\theta_{CM})$ gerechnet werden.
Mit den so für verschiedene Strahlimpulse und S1-Segmente bestimmten Raumwinkeln kann die zeitlich aufintegrierte Luminosität unter Verwendung von Gleichung 5.15 bestimmt werden:

$$\int_T L(t)dt = 2^4 \cdot \frac{N_{exp}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}(\theta_{CM}) \cdot \Delta\Omega_{CM}} \tag{5.19}$$

N_{exp} entspricht dabei der Anzahl von Ereignissen, welche mit obigen Selektionskriterien bei einem bestimmten Strahlimpuls mit einem S1-Segment gemessen wurden. Der Faktor 2^4 berücksichtigt die Tatsache, daß die 1-Spur-Ereignisse "untersetzt" wurden, weshalb tatsächlich nur jedes sechzehnte Ereignis dieser Art gemessen wurde.
In Tabelle 5.5 ist das Ergebnis der Berechnung der mittleren Luminosität bzw. deren zeitliches Integral für verschiedene Strahlimpulse dargestellt. Zur Bestimmung des akzeptierten Raumwinkels $\Delta\Omega_{CM}$ wurden pro Strahlimpuls 2 Millionen Monte-Carlo-Ereignisse generiert. Die dabei von jedem S1-Segment registrierte Trefferzahl N_1 ist mit dem statistischen Fehler $1/\sqrt{N_1}$ behaftet, welcher gemäß Gleichung 5.17 gleichzeitig der Fehler des bestimmten Raumwinkels $\Delta\Omega_{CM}$ ist. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Programm "SAID" [Arn89] bestimmt, wobei die angegebenen Fehler den maximalen Abweichungen dieser Werte in den jeweiligen Winkelbereichen $\theta_{CM} \pm \delta\theta_{CM}$ entsprechen. Pro Strahlimpuls erhält man aufgrund der vier betrachteten S1-Segmente mit dieser Methode

Strahlimpuls $[\frac{GeV}{c}]$		**1.190**	**1.205**	**1.222**	**1.224**
	Seg.5	$598 \pm 4\%$	$590 \pm 4\%$	$613 \pm 4\%$	$583 \pm 4\%$
N_1	Seg.6	$1154 \pm 3\%$	$1148 \pm 3\%$	$1143 \pm 3\%$	$1151 \pm 3\%$
$(N_0 = 2 \cdot 10^6)$	Seg.7	$1039 \pm 3\%$	$1077 \pm 3\%$	$1075 \pm 3\%$	$1070 \pm 3\%$
	Seg.8	$1028 \pm 3\%$	$1013 \pm 3\%$	$1011 \pm 3\%$	$1028 \pm 3\%$
	Seg.5	$55.5° \pm 1.1°$	$55.7° \pm 1.2°$	$55.8° \pm 1.2°$	$55.8° \pm 1.1°$
	Seg.6	$58.9° \pm 1.9°$	$59.0° \pm 1.8°$	$59.1° \pm 1.8°$	$59.2° \pm 2.0°$
$\theta_{CM} \pm \delta\theta_{CM}$	Seg.7	$62.8° \pm 1.7°$	$63.0° \pm 1.8°$	$63.1° \pm 1.8°$	$63.1° \pm 1.7°$
	Seg.8	$66.7° \pm 1.6°$	$66.8° \pm 1.7°$	$66.9° \pm 1.8°$	$67.0° \pm 1.7°$
	Seg.5	$1.88 \pm 4\%$	$1.85 \pm 4\%$	$1.93 \pm 4\%$	$1.83 \pm 4\%$
	Seg.6	$3.63 \pm 3\%$	$3.61 \pm 3\%$	$3.59 \pm 3\%$	$3.62 \pm 3\%$
$\Delta\Omega_{CM}$ [msr]	Seg.7	$3.26 \pm 3\%$	$3.38 \pm 3\%$	$3.38 \pm 3\%$	$3.36 \pm 3\%$
	Seg.8	$3.22 \pm 3\%$	$3.18 \pm 3\%$	$3.18 \pm 3\%$	$3.23 \pm 3\%$
	Seg.5	$3372 \pm 2\%$	$4163 \pm 2\%$	$1550 \pm 3\%$	$10691 \pm 1.0\%$
	Seg.6	$6346 \pm 1\%$	$8206 \pm 1\%$	$1143 \pm 3\%$	$20399 \pm 0.7\%$
N_{exp}	Seg.7	$5418 \pm 1\%$	$7014 \pm 3\%$	$1075 \pm 3\%$	$17705 \pm 0.8\%$
	Seg.8	$5216 \pm 1\%$	$6631 \pm 1\%$	$1011 \pm 3\%$	$16259 \pm 0.8\%$
	Seg.5	$3.9 \pm 2\%$	$3.9 \pm 2\%$	$3.9 \pm 3\%$	$3.9 \pm 3\%$
	Seg.6	$3.7 \pm 3\%$	$3.7 \pm 3\%$	$3.6 \pm 3\%$	$3.6 \pm 4\%$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM})$ [mb/sr]	Seg.7	$3.6 \pm 2\%$	$3.5 \pm 3\%$	$3.4 \pm 3\%$	$3.4 \pm 3\%$
	Seg.8	$3.4 \pm 2\%$	$3.3 \pm 2\%$	$3.2 \pm 3\%$	$3.2 \pm 3\%$
	Seg.5	$0.74 \pm 5\%$	$0.92 \pm 5\%$	$0.33 \pm 6\%$	$2.40 \pm 5\%$
	Seg.6	$0.76 \pm 4\%$	$0.98 \pm 4\%$	$0.39 \pm 5\%$	$2.50 \pm 4\%$
$\int_T L(t)dt\ [10^{34} cm^{-2}]$	Seg.7	$0.74 \pm 4\%$	$0.95 \pm 4\%$	$0.36 \pm 5\%$	$2.48 \pm 4\%$
	Seg.8	$0.76 \pm 4\%$	$1.01 \pm 4\%$	$0.37 \pm 4\%$	$2.52 \pm 4\%$
$\overline{\int_T L(t)dt}\ [10^{34} cm^{-2}]$		$0.75 \pm 2\%$	$0.97 \pm 2\%$	$0.37 \pm 2.5\%$	$2.48 \pm 2\%$
Meßzeit [h]		$20.00 \pm 1\%$	$19.18 \pm 1\%$	$9.86 \pm 1\%$	$56.04 \pm 1\%$
Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}]$	$\cdot 10^{29}$	$1.04 \pm 2\%$	$1.41 \pm 2\%$	$1.04 \pm 3\%$	$1.23 \pm 2\%$

Tabelle 5.1: Berechnung der integrierten und mittleren Luminosität für verschiedene Strahlimpulse.

vier Werte für die integrierte Luminosität, mit denen der angegebene Mittelwert berechnet wurde. Dieser Wert entspricht dem *Bestwert* [Tay88], weshalb der resultierende Fehler geringer ausfällt als die Teilfehler.
Die in Verbindung mit der absoluten Meßzeit resultierende mittlere Luminosität L kann bei Kenntnis des mittleren Strahlstroms desweiteren zur Abschätzung der Targetdichte herangezogen werden:

$$L = F \cdot n_p \cdot \epsilon \cdot \rho_{Target} \tag{5.20}$$

L	:	Luminosität in $[cm^{-2}s^{-1}]$
F	:	Umlauffrequenz des Beschleunigerstrahls in $[s^{-1}]$
n_p	:	mittlere Zahl der im Speicherring gespeicherten Protonen
ϵ	:	Anteil des Beschleunigerstrahls, der den Targetstrahl trifft
ρ_{Target}	:	Targetdichte in $[cm^{-2}]$

Basierend auf den Werten für $p_{Beam} = 1.224$ GeV/c erhält man bei einer Umlauffrequenz von F=1.297 MHz, einer mittleren Protonenzahl von $n_p \approx (1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{10}$ und einem berechneten Überlappanteil von $\epsilon = 22\%$ eine Dichte von

$$\rho_{Target} = 3 \cdot 10^{13}\, cm^{-2} \pm 33\%, \tag{5.21}$$

welche gut mit dem in Tabelle 4.3 aufgeführten Wert übereinstimmt.

5.6 Absolute Wirkungsquerschnitte

Monte-Carlo-Simulationen zeigen, daß ein Großteil der auslaufenden Protonen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ zwei Treffer im S2-Detektor hervorrufen, sofern auch beide Protonen die Driftkammern passieren. Daher wurden im ersten Schritt für jeden Strahlimpuls alle Ereignisse mit zwei rekonstruierten Spuren und zwei getroffenen S2-Modulen selektiert und die resultierende "missing mass" bestimmt. In Abbildung 5.9 sind die Verteilungen für Messungen unterhalb der $\pi^0\pi^0$-Schwelle ($p_{Schwelle} = 1.192\, GeV/c$), oberhalb der $\pi^0\pi^0$-Schwelle und oberhalb der $\pi^+\pi^-$-Schwelle ($p_{Schwelle} = 1.219\, GeV/c$), dargestellt. Um diese Spektren vergleichen zu können, wurden deren Inhalte in Tabelle 5.2 auf die integrierte Luminosität

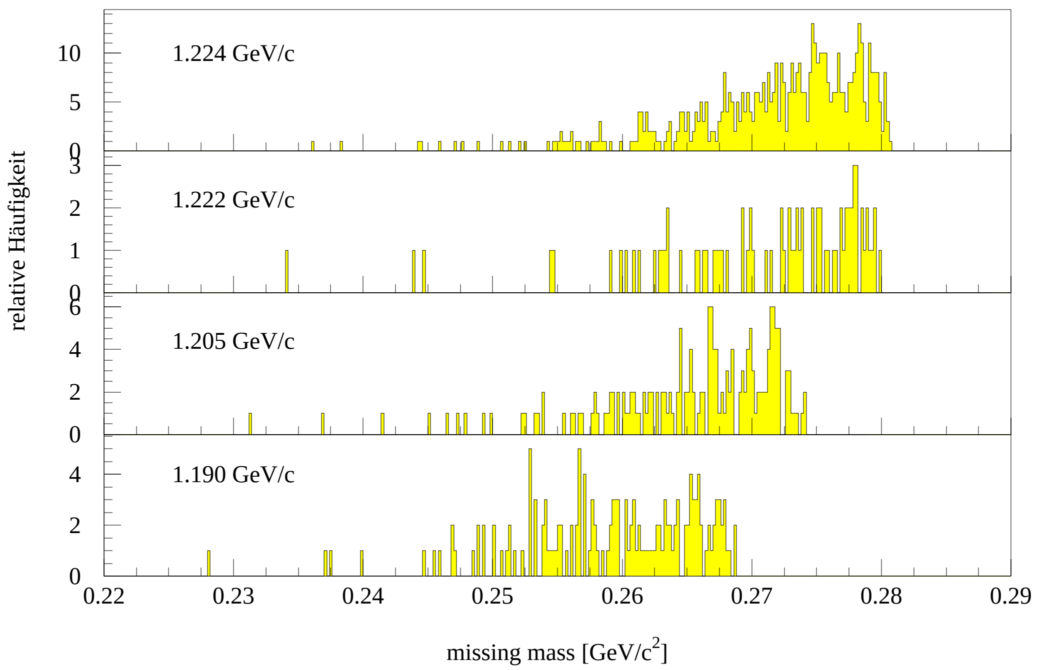

Abbildung 5.9: Rekonstruierte "missing mass" für Ereignisse mit 2 rekonstruierten Spuren in den Driftkammern und 2 Treffern im S2-Detektor. Die erwartete missing mass für ein $\pi^+\pi^-$-Paar liegt bei $0.279\, GeV/c^2$.

normiert, wobei $n_{2.S2}$ dem Roh-Eintrag in dem entsprechenden Histogramm entspricht. Die resultierenden normierten Werte zeigen dabei keine statistisch signifikante Erhöhung der Einträge für Messungen oberhalb der Produktionsschwelle im Vergleich zu den Messungen unterhalb der Schwelle, so daß kein Rückschluß auf eine Pionenpaarproduktion vollzogen werden kann.

In Tabelle 5.2 ist zusätzlich die Anzahl der Ereignisse aufgelistet, die zwei Protonenspuren und einen bzw. zwei Treffer in den Pionendetektoren zeigten ($n_{pp\pi^+}$, $n_{pp\pi^-}$ und $n_{pp\pi^+\pi^-}$). Die auf die integrierte Luminosität normierten Werte zeigen auch hier keine Erhöhung der Meßrate bei Messungen oberhalb der Schwelle. Um den zufälligen Untergrund zu minimieren, der sich bei den Messungen unterhalb der Schwelle zeigt, wurde daher der Nachweis aller bei der Reaktion produzierten Teilchen gefordert. Dabei zeigte sich, daß weder oberhalb noch unterhalb der Schwelle Ereignisse gemessen wurden, die diese Bedingung erfüllen. Somit muß geschlossen werden, daß der Wirkungsquerschnitt so gering ist, daß

Strahlimpuls [GeV/c]	1.224	1.222	1.205	1.190
$L \cdot T := \overline{\int_T L(t)dt}$ $[10^{34} cm^{-2}]$	2.48±2%	0.37±2.5%	0.97±2%	0.75±2%
$n_{2\cdot S2}$	545±4%	81±11%	180±7%	155±8%
$n_{pp\pi^+}$	1	1	2	0
$n_{pp\pi^-}$	4	2	4	0
$n_{pp\pi^+\pi^-}$	0	0	0	0
$\frac{n_{2\cdot S2}}{L\cdot T}$ $[10^{-34}\, cm^2]$	220±9	219±24	186±14	207±17
$\frac{n_{pp\pi^+}}{L\cdot T}$ $[10^{-34}\, cm^2]$	0.40	2.70	2.06	0
$\frac{n_{pp\pi^-}}{L\cdot T}$ $[10^{-34}\, cm^2]$	1.610	5.41	4.12	0
$\frac{n_{pp\pi^+\pi^-}}{L\cdot T}$ $[10^{-34}\, cm^2]$	0	0	0	0
$p_{thr.}(\pi^+\pi^-) = 1.21872\, GeV/c$ / $p_{thr.}(\pi^0\pi^0) = 1.19205\, GeV/c$				

Tabelle 5.2: Vergleich der auf die integrierte Luminosität $L \cdot T$ normierte Anzahl der selektierten 2-Spur-Events mit: - 2 getroffenen S2-Modulen, - 2 rekonstruierten Protonen und einem π^+-Treffer, - 2 rekonstruierten Protonen und einem π^--Treffer, - 2 rekonstruierten Protonen und je einem π^+- und π^--Treffer. Die für $n_{2\cdot S2}$ angegebenen Unsicherheiten entsprechen den statistischen Fehlern.

keine Ereignisse gemessen werden konnten. Zudem zeigt sich, daß die vorgestellte Selektionsmethode sehr effektiv arbeitet, da von 25.5 Millionen aufgezeichneten Rohereignissen keines als Kandidat für diese Reaktion fehlklassifiziert wurde.

Da keine Ereignisse der gesuchten Reaktion nachgewiesen werden konnten, werden zur Angabe von absoluten Wirkungsquerschnitten für die untersuchten Strahlimpulse obere Grenzen der Reaktionsquerschnitte berechnet. Dabei ergibt sich der Wirkungsquerschnitt σ bei einer gemessenen Anzahl $n_{pp\pi^+\pi^-}$ von Ereignissen und der Akzeptanz ϵ des Nachweissystems zu

$$\sigma = \frac{n_{pp\pi^+\pi^-}}{L \cdot T \cdot \epsilon} \quad , \tag{5.22}$$

wobei $L \cdot T$ der integrierten Luminosität entspricht. Da bei beiden Strahlimpulsen keine Ereignisse gemessen wurden ($n_{pp\pi^+\pi^-} = 0$), kann entsprechend der Poissonstatistik ein

Strahlimpuls [GeV/c]	1.222	1.224
$N_{pp\pi^+\pi^-}$	< 2.30, CL=90%	< 2.30, CL=90%
$L \cdot T$ $[10^{34} cm^{-2}]$	> 0.34, CL=99.9%	> 2.33, CL=99.9%
Gesamtakzeptanz ϵ [%]	$5.1^{+7.3}_{-2.8}$	$1.7^{+1.3}_{-0.7}$
$\sigma < \frac{N_{pp\pi^+\pi^-}}{L \cdot T \cdot \epsilon}$ [nb]	29.4, CL=90%	9.9, CL=90%

Tabelle 5.3: Obere Grenzen des absoluten Wirkungsquerschnittes σ für die Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$.

oberer Grenzwert N angegeben werden, für den gilt, daß mit 90 prozentiger Wahrscheinlichkeit ("CL" bzw. confidence level) bei einer weiteren Messung ein Wert unterhalb dieses Oberwertes N erwartet wird. Dieser Wert berechnet sich nach [PPB94] zu $N_{pp\pi^+\pi^-} = 2.30$. Für die in Tabelle 5.2 angegebene integrierte Luminosität läßt sich analog dazu eine untere Grenze angeben, wobei hier mit einer Wahrscheinlichkeit von 99.9% gerechnet wurde (Tab.5.3). Aufgrund der starken Impulsabhängigkeit der Gesamtakzeptanz ϵ in Schwellennähe (siehe Abb. 5.8) wirken sich geringe Abweichungen des COSY-Strahls vom Sollimpuls deutlich auf die Akzeptanz aus. Während die Impulsunschärfe des COSY-Strahls von $\frac{\Delta p}{p} = 1.7 \cdot 10^{-3}$ FWHM [Sch96] bei Kenntnis des Akzeptanzverlaufes (Abb.5.8) in die Gesamtakzeptanz ϵ eingerechnet werden kann, bewirkt die Genauigkeit von 0.2% FWHM, mit der die Lage des COSY-Strahls im Impulsraum bekannt ist, einen wesentlichen Fehler in der Gesamtakzeptanz ϵ. In Tabelle 5.3 sind die entsprechend bestimmten Werte aufgelistet. Das Fehlerintervall der Gesamtakzeptanz setzt sich aus Beiträgen der geometrischen Unsicherheit des Detektorsystems ($< 2\%$), des statistischen Fehlers der Monte-Carlo-Bestimmung des Akzeptanzverlaufes ($\leq 5\%$) und der Unbestimmtheit der absoluten Lage des COSY-Impulses zusammen, welche mit $\pm$ 0.1% des Strahlimpulses einen dominanten Einfluß auf den Wert von ϵ bewirkt. Dabei beinhaltet die Gesamtakzeptanz ϵ sowohl die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems als auch die Akzeptanz des Rekonstruktionsalgorithmus der Driftkammern. Bei der Angabe der oberen Grenzen der Wirkungsquerschnitte wurden die mit der Gesamtakzeptanz ϵ maximal erreichbaren Werte angegeben. Der Wirkungsquerschnitt für den Strahlimpuls von 1.224 GeV/c liegt aufgrund der wesentlich höheren Meßzeit unter dem Wert für 1.222 GeV/c, so daß diesem Wert ein höherer Informationsgehalt zukommt.

5.7 Untergrunddiskussion

In der zuvor beschriebenen Ereignisselektion zur $\pi^+\pi^-$-Produktion wurde sichergestellt, daß bei den akzeptierten Ereignissen die Spuren in den Driftkammern nur von Protonen stammen. Da in dem untersuchten Energiebereich die $\pi^+\pi^-$-Produktion die einzige p-p-Reaktion ist, bei der neben zwei auslaufenden Protonen mindestens ein weiteres geladenes Teilchen erzeugt wird, kann geschlossen werden, daß es sich bei dem gemessenen Untergrund entweder um die gleichzeitige Detektion zweier oder mehrerer unabhängiger Reaktionen (z.B. $pp \to pp, pp\pi^0, pn\pi^+$) oder um eine Reaktion eines Protons mit der Kammerwandung handelt. So ist es z.B. im letzteren Falle denkbar, daß ein unter kleinen Winkeln elastisch getreutes Proton mit einem Großteil der vollen Strahlenergie an dem Flansch der Austrittsfolie gestreut wird und dort ein weiteres Proton und ein Pion herauslöst bzw. produziert. Diese Teilchen könnten dann das Detektorsystem passieren und als $\pi^+\pi^-$-Ereignis fehlklassifiziert werden.
Zur Unterdrückung dieses Untergrundes ist für die vorliegende Reaktion die Forderung sinnvoll, alle auslaufenden Teilchen zu detektieren. Weitergehend wäre es im Falle des auslaufenden π^+-Meson wünschenswert, zusätzlich zu der Trefferinformation auch den Austrittswinkel aus dem Magnetfeld zu messen, um analog zu den Protonenspuren über die Kenntnis des Magnetfeldes auch den Pionenimpuls bestimmen zu können. Somit könnten Ereignisse mit unzulässigen Pionenimpulsen verworfen werden. Zudem wäre es mit Kenntnis der Impulse beider auslaufender Protonen und des π^+-Mesons möglich, die invariante Masse des vierten detektierten Teilchens zu bestimmen, welche der π^--Masse entsprechen müßte.
Dieses Ziel ließe sich mit dem Einsatz einer kleinen Driftkammer nach dem Vorbild der hier eingesetzten Driftkammern DC1/2 erreichen, die vor die Streukammerfolie im Bereich des Pionendetektors S5 positioniert werden müßte.

5.8 Vergleich mit existierenden Daten

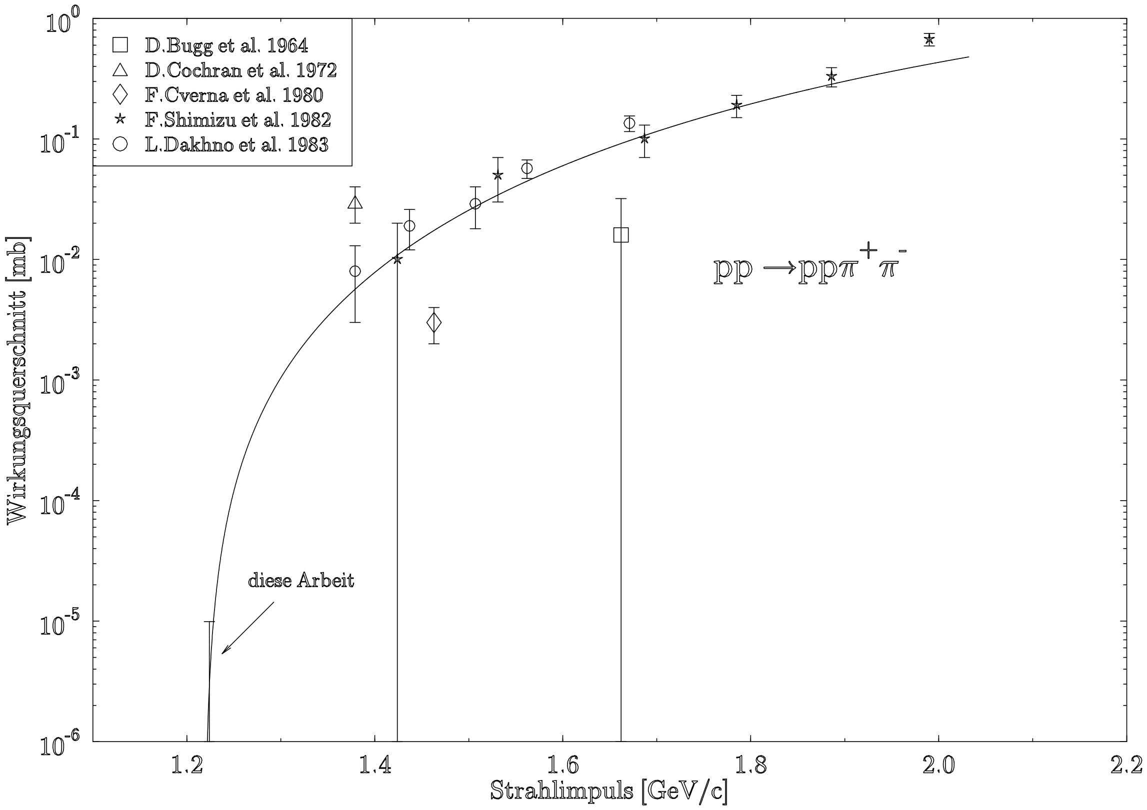

Abbildung 5.10: Vergleich der in dieser Arbeit abgeschätzten oberen Grenze des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit den derzeitig verfügbaren Datenpunkten.

Die bisher verfügbaren absoluten Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ für Strahlimpulse unterhalb 2.0 GeV/c sind in Abbildung 5.10 abgebildet und im einzelnen in Tabelle 5.4 aufgelistet. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes in Schwellenähe existieren bisher nur Daten oberhalb von 1.37 GeV/c, so daß die ersten 160 MeV/c oberhalb der Schwelle bisher unvermessen sind. Die durch die Datenpunkte gelegte Anpassungsfunktion resultiert aus Isospin-Analysen, die in [Dak83] und [Bys87] durchgeführt werden. Die Grundidee bei diesen Analysen war der Versuch, alle Reaktionen, bei denen im Eingangskanal ein Proton ein Nukleon stößt, und zwei Nukleonen und zwei Pionen im Ausgangskanal ($NN \rightarrow NN\pi\pi$) vorliegen, einheitlich zu beschreiben. Dabei kommen folgende acht Reaktionen in Betracht:

$$\begin{array}{lcllcl} pp & \rightarrow & pp\pi^+\pi^- & pn & \rightarrow & pn\pi^+\pi^- \\ pp & \rightarrow & pn\pi^+\pi^0 & pn & \rightarrow & pp\pi^-\pi^0 \\ pp & \rightarrow & pp\pi^0\pi^0 & pn & \rightarrow & pn\pi^0\pi^0 \\ pp & \rightarrow & nn\pi^+\pi^+ & pn & \rightarrow & nn\pi^+\pi^0 \end{array}$$

Während im Eingangskanal die Angabe des Gesamtisospins T (T=0,1) die Art der beiden einlaufenden Nukleonen eindeutig bestimmt, reicht diese Information im Falle der auslaufenden Teilchen nicht aus, um sie eindeutig zu beschreiben, da die Pionen zusätzlich den Isospin T^{π}=1 besitzen.

$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ $p_{thr.} = 1218.72\ MeV/c$			
E_{Beam} [MeV]	p_{Beam} [MeV/c]	$\sigma_{pp\pi^+\pi^-}$ [$\mu barn$]	Referenz
730	1379	8 ± 5	[$Dak83$]
730	1379	30 ± 10	[$Coc72$]
767	1424	10 ± 10	[$Shi82$]
778	1437	19 ± 7	[$Dak83$]
800	1463	3 ± 1	[$Cve80$]
837	1507	29 ± 11	[$Dak83$]
857	1531	50 ± 20	[$Shi82$]
884	1562	57 ± 10	[$Dak83$]
970	1662	16 ± 20	[$Bug64$]
978	1671	135 ± 20	[$Dak83$]
992	1687	100 ± 30	[$Shi82$]
1078	1785	190 ± 40	[$Shi82$]
1168	1886	330 ± 60	[$Shi82$]
1262	1990	670 ± 80	[$Shi82$]

Tabelle 5.4: Liste der bisher verfügbaren absoluten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ für Strahlimpulse bis 2.0 GeV/c.

Eine Möglichkeit zur vollständigen Beschreibung besteht in der Angabe des Isospins der beiden auslaufenden Nukleonen T^{2N}, des Isospins der beiden auslaufenden Pionen $T^{2\pi}$ und des Gesamtisospins T. Für die so zusammengefaßten Reaktionen definiert man sich eine Übergangsmatrix M, deren Matrixelemente $M_{TT^{2\pi}T^{2N}}$ Reaktionen mit gegebenen Eingangs- und Ausgangszuständen verknüpfen. Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ergeben sich dabei die Streuamplituden der beiden möglichen und experimentell ununterscheidbaren Übergänge $< f|M|i >_{1,2}$ mit "i" als Anfangs- und "f" als Endzustand zu [Bys87]:

$$
\begin{aligned}
< f|M|i >_1 &= < pp\pi^+\pi^-|M|pp > = \tfrac{1}{\sqrt{3}}M_{101} + \tfrac{1}{2}M_{111} + \tfrac{1}{\sqrt{60}}M_{121} \\
< f|M|i >_2 &= < pp\pi^-\pi^+|M|pp > = \tfrac{1}{\sqrt{3}}M_{101} - \tfrac{1}{2}M_{111} + \tfrac{1}{\sqrt{60}}M_{121}
\end{aligned}
$$

Der resultierende Gesamtwirkungsquerschnitt σ ist proportional zu der Summe $(| < f|M|i >_1 |^2 + | < f|M|i >_2 |^2)$ und ergibt sich nach [Dak83] zu:

$$
\sigma(pp\pi^+\pi^-) = \frac{1}{6}|M_{101}|^2 + \frac{1}{120}|M_{121}|^2 + \frac{1}{8}|M_{111}|^2 + \frac{1}{\sqrt{180}}|M_{101}| \cdot |M_{121}| \cos\Phi \tag{5.23}
$$

Dabei bezeichnet Φ die relative Phase zwischen den Zuständen M_{101} und M_{121}. Zur eindeutigen Bestimmung der Amplituden M_{ijk} ist es erforderlich, bei einem gemeinsamen Energiepunkt den entsprechenden Wirkungsquerschnitt jeder der oben aufgeführten Reaktion zu kennen. Da solche Daten jedoch nicht existieren, wurde in [Dak83] vorgeschlagen, die Amplituden in Polynomen der Energie zu entwickeln, deren Parameter den verfügbaren Daten entnommen werden können, sofern der Grad der Polynome nicht zu groß gewählt wird.

$$
M_{ijk} = \left[A_0 + A_1 \frac{E}{m} + A_2 \left(\frac{E}{m} \right)^2 \right] \frac{E}{m} \tag{5.24}
$$

Der Faktor E/m außerhalb der Klammer spiegelt das Verhalten des Phasenraums in Schwellennähe wieder, wobei E die totale kinetische Energie im Schwerpunktsystem und m die Protonenruhemasse darstellt. Zur Bestimmung der A_i-Parameter wurden von [Dak83] 32 verfügbare Datenpunkte dieser Reaktionen bis maximal 2 GeV Strahlenergie verwendet. Da die Gleichung 5.24 somit überbestimmt war, wurde versucht, eine möglichst gute Anpassung der resultierenden Kurven an die Daten zu erzielen. Die so bestimmten Werte sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Für den Phasenwinkel Φ konnte ein Wert von $\Phi = -0.75 \pm 0.10$ gefunden werden. Die resultierende Anpassungsfunktion (Abb.5.10) ist in dem darge-

M_{ijk}	$A_0[mb^{\frac{1}{2}}]$	$A_0[mb^{\frac{1}{2}}]$	$A_0[mb^{\frac{1}{2}}]$
M_{110}	–	39.4 ± 2.6	-50 ± 4
M_{111}	–	–	12.0 ± 1.4
M_{121}	3.57 ± 0.64	–	–
M_{101}	2.66 ± 0.57	18 ± 4	-22.5 ± 6.0
M_{000}	8.34 ± 0.55	–	–
M_{011}	–	48 ± 3	-23 ± 5

Tabelle 5.5: Liste der in [Dak83] verwendeten Parameter zur Polynomentwicklung der Isospin-Amplituden M_{ijk}.

stellten Impulsbereich konsistent mit den verfügbaren Datenpunkten. Ebenso sind die in dieser Arbeit bestimmten oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte bei 1.224 GeV/c und 1.222 GeV/c mit dieser Kurve im Einklang.
In Abbildung 5.11 sind die normierten Datenpunkte der Abbildung 5.10 dargestellt. Basis bildeten dabei die mit dem vorgestellten Isospin-Fit berechneten Wirkungsquerschnitte. Die Lage der Punkte zeigt, daß die Fitfunktion den Verlauf der Wirkungsquerschnitte im Bereich der bisherigen Datenpunkte gut beschreibt und auch mit der in dieser Arbeit bestimmten oberen Grenze verträglich ist.

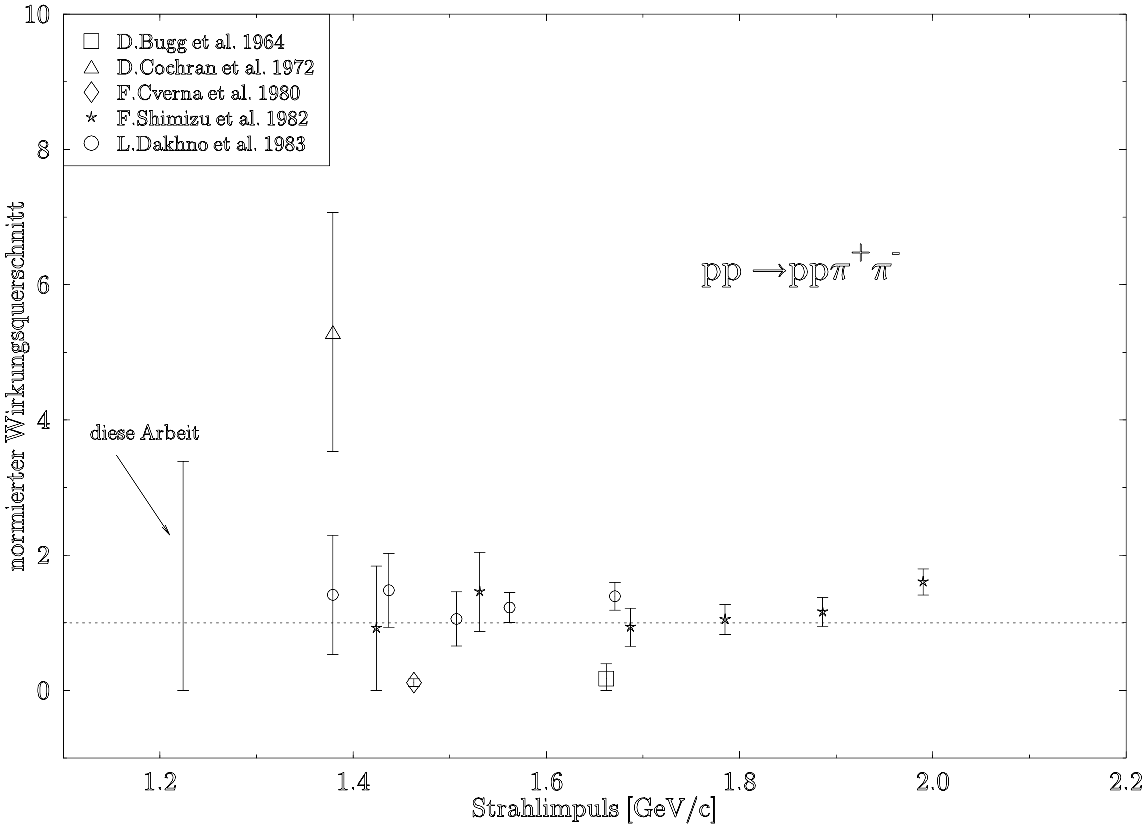

Abbildung 5.11: Vergleich der in dieser Arbeit abgeschätzten oberen Grenze des Wirkungsquerschnitts (1.224 GeV/c) der Reaktion $pp \to pp\pi^+\pi^-$ mit den derzeitig verfügbaren Datenpunkten. Die Wirkungsquerschnitte wurden auf die mittels der Isospin-Analysen berechneten theoretischen Werte normiert.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Münsteraner Clustertarget als internes Target am Protonensynchrotron COSY der KFA-Jülich eingebaut und in Betrieb genommen. In ersten Messungen konnte die Funktionstüchtigkeit nachgewiesen werden, wobei die erreichten Kammerdrücke nahezu alle den angestrebten Werten entsprachen. Lediglich im Bereich der Streukammer wurde ein überhöhter Kammerdruck gemessen, der auf Verluste des Clusterstrahls an mechanischen Begrenzungen zurückzuführen ist, die inzwischen modifiziert wurden (siehe Kap.4.1.3).

Zur präzisen Justage des Targets wurden spezielle Positionierstäbe benutzt, die eine Positionsbestimmung des Clusterstrahls mit einer Genauigkeit $\leq$ 1mm erlauben. Zudem konnte der Durchmesser und die Winkeldivergenz des Targetstrahls sowohl mit diesen Positionierstäben als auch mittels eines Monitorsystems auf Basis elastischer Elektronenstreuung untersucht werden (Kapitel 4). Beide Meßmethoden zeigen sehr deutlich, daß der Clusterstrahl eine homogene Dichteverteilung besitzt und räumlich scharf umgrenzt ist. Abschätzungen der mittleren Flächendichte $\rho_{Fl.}$ des Targetstrahls mittels elastischer Proton-Proton-Streuung führen zu einem Werte von $\rho_{Fl.} = 3 \cdot 10^{13}\ Atome/cm^{-2} \pm 33\%$, so daß der angestrebte Wert zu 30% erreicht wurde. Nachträglich durchgeführte Optimierungen der Targetgaskühlung lassen zukünftig höhere Dichten erwarten.

In ersten Messungen an der COSY-11-Installation wurden Untersuchungen zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow pp\eta$ und $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ in der Nähe der Produktionsschwellen durchgeführt. Dabei konnte die Funktionsfähigkeit sowohl des Detektorsystems als auch der Auswertesoftware gezeigt werden. Bei der Auswertung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur $\pi^+\pi^-$-Produktion konnten weder oberhalb noch unterhalb der Produktionsschwelle Ereignisse gefunden werden, die die Forderung erfüllten, daß sowohl zwei Protonen nachgewiesen wurden als auch in beiden Pionendetektoren Treffer detektiert wurden. Datengrundlage bildeten dabei ca. 25.5 Millionen aufgezeichnete Ereignisse. Somit konnte eine obere Grenze für den Querschnitt dieser Reaktion bestimmt werden, welcher sich zu

$$\sigma(p_{beam} = 1.224\,GeV/c) < 9.9\,\mathrm{nb},\ \mathrm{CL}{=}90\%$$

$$\sigma(p_{beam} = 1.222\,GeV/c) < 29.4\,\mathrm{nb},\ \mathrm{CL}{=}90\%$$

ergibt. Die starke Impulsabhängigkeit der Gesamtakzeptanz des Detektorsystems in Schwellennähe in Verbindung mit einer Unbestimmtheit des mittleren Strahlimpulses von $\pm$ 0.1% verursachte im Rahmen dieser Messung große Fehlerintervalle bei der Bestimmung der Gesamtakzeptanz. Zusätzliche Methoden zur präziseren Bestimmung des absoluten Strahlimpulses sind daher für kommende Messungen zu dieser und anderen Reaktionen in Schwellennähe wünschenswert.

Die in diesen Experimenten erreichte Luminosität lag im Mittel über einem Wert von $L = 10^{29}\,cm^{-2}\,s^{-1}$. Neben einer Erhöhung der Targetdichte wird zukünftig auch ein höherer Beschleunigerstrahlstrom in Verbindung mit einem größeren Überlapp von COSY-Strahl und Targetstrahl erwartet, so daß in künftigen Messungen eine Steigerung der Luminosität auf Werte von $L \geq 10^{30}\,cm^{-2}s^{-1}$ wahrscheinlich ist. Für weitere Messungen zur $\pi^+\pi^-$-Produktion ist neben der Erhöhung der integrierten Luminosität eine verbesserte Eventselektion erforderlich. Dies wird durch Einsatz zusätzlicher Driftkammern zur Messung der π^+-Spuren erfolgen, wodurch eine erhöhte Untergrundreduktion zu erwarten ist.

Die Bestimmung der integrierten Luminosität mittels der elastischen Streuung hat sich als zuverlässig erwiesen. Nachteilig ist jedoch die geringe räumliche Akzeptanz des Detektorsystems für die elastische Streuung, so daß bei kurzen Meßzeiten (≤ 1 h) der statistische Fehler sehr stark ansteigt, was sich dominant auf die Meßergebnisse auswirken kann, wenn auf die integrierte Luminosität normiert werden muß. Aus diesem Grund werden an der Universität Münster derzeitig zwei Vieldrahtkammern aufgebaut [Dom96], die ober- und unterhalb der Streukammer montiert werden, so daß neben Einzeltreffern auch zu einem bestimmten Anteil beide auslaufende Protonen der elastischen Streuung koinzident detektiert werden können. Somit wird zukünftig die Luminosität mit sehr guter Statistik bestimmt werden können. Zudem wird es mit diesem zusätzlichen Detektorsystem möglich sein, Aussagen über die Lage des Reaktionspunktes machen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde weiterhin eine neue Clusterquelle aufgebaut, die hinsichtlich ihres Aufbaus im wesentlichen der hier vorgestellten Baugruppe entspricht. Die Gaskühlung wurde jedoch modifiziert und gestattet optional auch eine zusätzliche Kühlung mit flüssigem Helium, um zukünftig auch einen Helium-Targetstrahl erzeugen zu können. Neben einem kompakteren Aufbau der Anbauteile (Ventil, Filter, Baratron etc.) wurde darauf geachtet, die äußeren Abmessungen und Verbindungsteile kompatibel zum Aufbau am COSY-Ring zu halten, um bei Bedarf einen unkomplizierten Austausch zu gewährleisten. Zur Zeit entsteht an der Univerität Münster ein Testaufbau, so daß Ergebnisse noch ausstehen.

Literatur

[Arn89] Arndt, SAID Computerprogramm (1989)

[Bal95] J.Balewski, private Mitteilung, IKP KFA-Jülich (1995)

[Bal95b] J.Balewski, private Mitteilung, IKP KFA-Jülich (1995)

[Bec56] E.W.Becker, K.Bier und W.Henkes,Z.Phys. **146**, 333 (1956)

[Ber86] Berkeley Physik Kurs 1: *"Mechanik"*, Vieweg Verlag, 4.Auflage (1986)

[Ber93] A.M.Bergolt et al., Phys. Rev. D48 (1993) R2969

[Beu90] E.Beuville et al., Nucl. Instr. & Meth. A 288 (1990) 157

[Bicro] Bicron Corporation, Newbury, Ohio 44065

[Bra95] S.Brauksiepe, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum (1995)

[Bru89] R.Brun et al., PAW, Physics Analysis Workstation, CERN Program Library, CERN, Geneva, Switzerland (1989)

[Bug64] D.V.Bugg et al., Phys.Rev. 133, B1017 (1964)

[Bys87] J.Bystricky et al., J.Physique 48 (1987) 1901-1924

[Cal95] H.Calén et al., ISV/TSL-95-0124, Uppsala University (1995)

[Cha73] G.Charpark et al., Nucl. Instr. & Meth. 108 (1973) 413

[Che88] E.Chesi, P.Martinengo, CERN PS 202 Note (1988)

[Chi94] E.Chiavassa et al., Phys. Lett. B322 (1994)

[Coc72] D.R.F.Cochran et al., Phys.Rev.D, Volume 6, Number 11 (1972)

[Cos96] COSY-11-Kollaboration,"Production of η mesons at the Cosy-11 Installation", IKP-Annual Report 1995, KFA-Jülich (1996)

[Cve80] F.H.Cverna et al., Phys.Rev.C, Volume 23, Number 4 (1980)

[Dak83] L.G.Dakhno et al., Sov.J.Nucl.Phys.37 (4), April 1983

[Die88] B.Diekmann, Physics Reports 159, No.3 (1988)

[Dom89] H.Dombrowski, Diplomarbeit, IKP WWU Münster (1989)

[Dom95] H.Dombrowski, Dissertation, IKP WWU Münster (1995)

[Dom96] H.Dombrowski, A.Khoukaz, T.Lister, C.Quentmeier and R.Santo,"Development of the Luminosity-Monitor for COSY-11", Jahresbericht 1994/95, IKP WWU Münster (1996)

[Erv92] W.Erven et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.39, No.4 (1992) 853

[Ess92] H.G.Essels et al., GOOSY VME System Description, GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Germany (1992)

[EUROC] EUROCOM-6, 68030 CPU Board, Documentation Eltec Elektronik, Mainz, Germany

[EXB90] EXB-8500 Cartridge Tape Subsystem, User's Manual, Exabyte Corporation, Boulder, Colorado (1990)

[FIC92] FIC 8234 DUAL 68040 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Creative Electronic Systems, Geneva, Switzerland (1992)

[GEA92] F.Carminati & Koautoren, GEANT3.15- Detektor Simulationspaket, Benutzerhandbuch, CERN Genf (1992)

[Ger89] C.Gerthsen, H.O.Kneser, H.Vogel: *"Physik"*, Springer Verlag (1989)

[Gre89] W.Greiner, A.Schäfer,"Quantenchromodynamik", Verlag Harri Deutsch; Band 10 (1989)

[Grz93] D.Grzonka und W.Oelert, "To the COSY- Jülich Experiment E-5 COSY-11", KFA-IKP(I)-1993-1

[Gsp87] J.Gspann, Workshop *"Internal Targets for COSY"* an der KFA Jülich, Jül-Spez-409 (1987)

[Gug92] B.Gugulski et al., Report KFA-IKP(I)-1992-3

[Hae81] R.A.Haefer: *"Kryo-Vakuumtechnik"*, Springer Verlag (1981)

[Ham95] W.Hamsink, Diplomarbeit, IKP WWU Münster (1995)

[ISO90] ISO9506 - Manufacturing Message Specification, Int.Organization for Standardization (1990)

[ISO93] ISO/IEC 26.11458 VICbus, Int. Organization for Standardization (1993)

[Jaf77] R.L.Jaffe, Phys. Rev. D15, 267 (1977)

[Jam77] F.James, *"FOWL-a General Monte-Carlo Phase Space Program"*, CERN COMPUTER CENTRE PROGRAM LIBRARY (1977)

[Kho92] A.Khoukaz, Diplomarbeit, IKP WWU Münster (1992)

[Loh86] E.Lohrmann, "Hochenergiephysik" B.G.Teubner Stuttgart, (1986)

[Maj94] J.Majewski et al., Annual Report IKP-KFA 1993 (1994) 249

[Mar90] P.Martinengo, CERN Note (1990)

[May84] T.Mayer-Kuckuk, "Kernphysik", Teubner Studienbücher (1984)

[Mor74] D.Morgan, Phys. Lett. B51, 71 (1974)

[Mus80] G.Musiol, R.Reif, D.Seeliger: *"Kern- und Elementarteilchenphysik Teil 1"*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften (1980)

[Par92] C.F.Parkman, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.39, No.2 (1992) 77

[PPB94] Particle Physics Booklet, from the Review of Particle Properties, Phys.Rev. D50, 1173 (1994), American Institute of Physics, July 1994

[Sch95] G.Schepers, private Mitteilung, IKP KFA-Jülich (1995)

[Sch96] G.Schepers, private Mitteilung, IKP KFA-Jülich (1996)

[Shi82] F.Shimizu et al., Nucl.Phys. A386, 571-588 (1982)

[Sok91] M.Sokolowski et al., Annual Report IKP-KFA 1990 (1991) 219.

[STR92] STR330/VIC, Technical Manual, Struck, Hamburg, Germany (1992)

[Tay88] J.R.Taylor: *"Fehleranalyse"*, 1. Auflage, VCH Verlagsgesellschaft mbH (1988)

[Thorn] Thorn Emi Electron Tubes Ltd., Ruislip, Middlesex, England

[Wei90] J.Weinstein and N.Isgur, Phys. Rev. D41, 2236 (1990)

[Wol93] M.Wolke, Diplomarbeit, KFA-Jülich (1993)

[Wut88] M.Wutz, H.Adam und W.Walcher: *"Theorie und Praxis der Vakuumtechnik"*, Vieweg–Verlag (1988)

[Zwo94] K.Zwoll et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 41, No. 1 (1994) 37

Verzeichnis der Abbildungen

Verzeichnis der Tabellen