Studien zum protoninduzierten Untergrund am HERMES-Experiment

Diplomarbeit
von
Klaus Fiedler

Physikalisches Institut
der
Friedrich–Alexander–Universität
Erlangen–Nürnberg

September 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen **3**
2.1 Nukleonen im Standardmodell . . . 3
2.2 Lepton-Nukleon-Streuung . . . 4
2.2.1 Elastische und inelastische Streuung . . . 4
2.2.2 Polarisierte Strukturfunktionen . . . 6
2.3 Das HERMES-Experiment . . . 10
2.3.1 Physikalisches Potential . . . 10
2.3.2 Experimenteller Aufbau . . . 11
2.4 Der HERA-Protonring . . . 14
2.5 Protoninduzierte Untergrundereignisse . . . 16
2.5.1 Strahl-Wand-Wechselwirkungen . . . 16
2.5.2 Strahl-Gas-Wechselwirkungen . . . 17
2.5.3 Topologie . . . 18

3 Das HERMES-Testexperiment **20**
3.1 Motivation . . . 20
3.2 Experimenteller Aufbau . . . 20
3.3 Datenauslese . . . 23
3.4 Ergebnisse . . . 25
3.4.1 Protonszintillatoren . . . 25
3.4.2 Backpaddles . . . 29
3.4.3 Tunnelszintillatoren . . . 30
3.4.4 Detektorkomponenten und Trigger . . . 31
3.5 Schlußfolgerungen . . . 34

4 Entwurf und Aufbau eines Proton-Veto-Detektors **36**
4.1 Anforderungen . . . 36
4.2 Entwurf . . . 36
4.2.1 Position . . . 36
4.2.2 Detektor . . . 38
4.2.3 Signalverarbeitung . . . 38
4.3 Aufbau . . . 39
4.3.1 Detektorkonstruktion . . . 39

4.3.2 Kalibration 40
4.3.3 Installation 42
4.3.4 Datenauslese 43

5 HPB – Das HERMES Proton Background Monte Carlo 46
5.1 Hadronische Ereignisgeneratoren 46
5.2 Programmaufbau 47
5.3 Ergebnisse 49
5.3.1 Ereignisgenerator 49
5.3.2 Topologie 50
5.3.3 Detektoren 51
5.3.4 Ratenabschätzungen 53

6 Analyse erster Daten 56
6.1 Auslese- und Analyseverfahren 56
6.2 Erste Messungen 57
6.2.1 Meßparameter 57
6.2.2 Ratenmessungen 58
6.2.3 Signalspektren 60
6.2.4 HERMES-Trigger 64
6.3 Ausblick 66

7 Zusammenfassung 68

Literaturverzeichnis 70

Kapitel 1

Einleitung

The pure and simple truth is
rarely pure and never simple.
Oscar Wilde

Seit den 50er Jahren dieses Jahrhunderts gibt es Evidenz dafür, daß die bis dahin als fundamental angenommenen Bausteine des Atomkerns, Proton und Neutron, eine Substruktur aufweisen. Im Rahmen des heute allgemein akzeptierten Standardmodells, welches den Aufbau der Materie durch die Einführung grundlegender Teilchen und Wechselwirkungen beschreibt, bestehen Nukleonen aus drei elementaren, als Quarks bezeichneten Konstituenten, die von den Feldquanten der starken Wechselwirkung, den Gluonen, gebunden werden. Die elementaren Stromquarks sind von einer Gluonwolke umgeben, die teilweise in Quark-Antiquark–Paare aufspaltet. Die Impulsverteilung der Quarks im Nukleon wird durch sogenannte Strukturfunktionen beschrieben. Am Elektron-Proton–Speicherring HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg werden u.a. diese Verteilungen mit hoher Genauigkeit untersucht.

Ein physikalischer Parameter bei der Beschreibung von Elementarteilchen ist ihr als Spin bezeichneter Eigendrehimpuls. Das HERMES-Experiment erforscht die noch nicht befriedigend erklärte Spinstruktur des Nukleons unter anderem durch die Messung der polarisierten Strukturfunktionen $g_1^{p,n}$ und $g_2^{p,n}$. Dabei bedient es sich jedoch nur des HERA-Elektronstrahls mit der Teilchenenergie $E_e = 27,5$ GeV, welcher an einem polarisierten, in das Strahlrohr integrierten Gas-Target gestreut wird. Der HERA-Protonstrahl durchquert mit einer Energie von $E_p = 820$ GeV ohne gewollte Wechselwirkung in antiparalleler Richtung den Detektor. Durch ihn induzierte Teilchenschauer können gewonnene Meßergebnisse verfälschen und unerwünschte Trigger auslösen.

Aufgabe dieser Arbeit ist zunächst die möglichst genaue Abschätzung des Protonuntergrundes durch Monte-Carlo–Simulationen und Testmessungen. Daraus folgernd ergeben sich Entwurf und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung von protoninduzierten Untergrundereignissen. Im einzelnen ist die Arbeit folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 2 beschreibt kurz die physikalischen Grundlagen der inelastischen Elektron-Nukleon–Streuung und stellt das HERMES-Experiment und den HERA-Speicherring vor. In Kapitel 3 behandelt das HERMES-Testexperiment und erste Messungen zum Protonuntergrund. Auf die gewonnenen Ergebnisse aufbauend sind in Kapitel 4 Entwurf und

Aufbau eines Proton-Veto-Detektors beschrieben. Kapitel 5 untersucht die Topologie von protoninduzierten Ereignissen und deren Einfluß auf den HERMES-Detektor mit Hilfe von Monte-Carlo–Simulationen, wobei auch auf die physikalischen Grundlagen des verwendeten Ereignisgenerators eingegangen wird. In Kapitel 6 schließlich werden erste in der HERA-Strahlperiode 1995 gewonnene Daten vorgestellt und die Funktionsfähigkeit des Proton-Veto-Detektors demonstriert.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Nukleonen im Standardmodell

Das in den letzten Jahrzehnten entwickelte Standardmodell des Mikrokosmos zählt zu den großen Erfolgen der modernen Physik. Obwohl es noch einer teilweisen Vervollständigung bedarf, hielt es bis jetzt jeder experimentellen Überprüfung stand. Als fundamentale Bausteine der Materie ergeben sich sechs Leptonen und sechs Quarks, die halbzahligen Spin tragen und zu denen jeweils ein ladungskonjugiertes Antiteilchen existiert. Sämtliche Wechselwirkungen werden auf vier Grundkräfte zurückgeführt, die durch Feldquanten mit ganzzahligem Spin, sog. Austauschbosonen, vermittelt werden.

Eine dieser Elementarkräfte ist die starke Wechselwirkung, welche an die Träger von Farbladung koppelt und im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird [Pes 93]. Sie bedient sich, wie andere Quantenfeldtheorien auch, eines fundamentalen Leitsatzes der modernen Physik, der lokalen Eichinvarianz. Diese erweitert eine gewöhnliche globale Symmetrie zu einer von Raum und Zeit abhängigen Eichsymmetrie. Hierzu wird ein Eichfeld eingeführt, das bei lokalen Eichtransformationen mit modifiziert werden muß. Bei kleinen Impulsüberträgen ergeben sich in der QCD analytisch unlösbare Feldgleichungen, welche nur numerisch durch Ersetzen des Raum-Zeit-Kontinuums durch ein diskretes Gitter gelöst werden können.

Hadronen und speziell Nukleonen können als komplexe Vielkörpersysteme behandelt werden, die aufgrund der starken Wechselwirkung gebunden sind [Rob 90]. Ihre Konstituenten, die Quarks, sind im Rahmen der bisher experimentell zugänglichen Energien punktförmig und, da die starke Kopplungskonstante α_s bei kleinen Impulsüberträgen divergiert, unendlich stark gebunden (confined). Die Wechselwirkung wird hierbei von den Feldquanten der QCD, den *Gluonen*, vermittelt, welche selbst Farbladung tragen. Den als *Stromquarks* bezeichneten elementaren Quarks kommt dabei nur eine vergleichsweise geringe Masse zu ($m_q \approx 0,01\ m_{Nukleon}$), so daß die Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen in der QED, entsprechend große Energien und Impulse tragen. Die von einer Gluonwolke umgebenen Quarks werden als *Konstituentenquarks* bezeichnet. Analog zur Paarbildung der Photonen können Gluonen bei genügend hoher Energie in virtuelle Quark-Antiquark-Paare aufspalten. Im Nukleon gibt es also neben den für die Quantenzahlen verantwortlichen *Valenzquarks* auch aus den Gluonen erzeugte Quarks und

Antiquarks, die man unter dem Begriff *Seequarks* zusammenfaßt. Abbildung 2.1 zeigt schematisch ein Nukleon mit drei Valenzquarks.

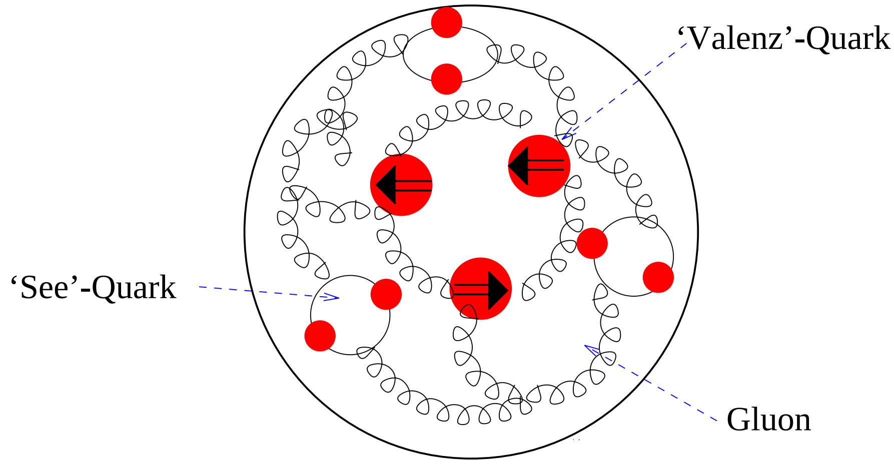


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Nukleons

Eine intuitive Erklärung der Hadronsubstruktur ermöglicht das *Partonmodell* [Fey 69], welches punktförmige Konstituenten (Partonen) voraussetzt. Betrachtet man das Hadron nun von einem schnell bewegten System aus, so können Partonmasse und –transversalimpuls vernachlässigt werden. Ein Streuprozeß kann dann als inkohärente Summe elastischer Streuungen an den Partonen behandelt werden. Dadurch wird eine einfache Interpretation der inelastischen Streuung (siehe Abschnitt 2.2.1) möglich.

2.2 Lepton-Nukleon-Streuung

2.2.1 Elastische und inelastische Streuung

Wird ein Elektron[1] *elastisch* an einem Nukleon gestreut, so nimmt dieses keine Energie auf. Dies bedeutet, daß bei der Streuung an einem elementaren Baustein die anderen jeweils „mitlaufen" müssen. Die relative Lage der Konstituenten bleibt daher unverändert; es findet eine kohärente Streuung an allen Konstituenten statt. Es kann also lediglich Information über die Zusammensetzung des Targets als Ganzes gewonnen werden, so zum Beispiel über die Ladungsverteilung, deren Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt einer elastischen Streuung durch den *elastischen Formfaktor* beschrieben wird.

Abbildung 2.2 zeigt das Feynman-Diagramm einer Elektron-Nukleon-Streuung. Das einlaufende Elektron wechselwirkt über ein virtuelles Photon mit dem Nukleon der Masse M. Dabei gehen die Lortentz-invarianten Viererimpulse von k nach k' und von N nach N' über; das ausgetauschte Photon trägt den Viererimpuls q. Das Quadrat des bei dem Prozeß übertragenen Viererimpulses wird als

$$Q^2 := -q^2$$

[1] Die im folgenden über Elektronen getroffenen Aussagen gelten o.B.d.A. für geladene Leptonen.

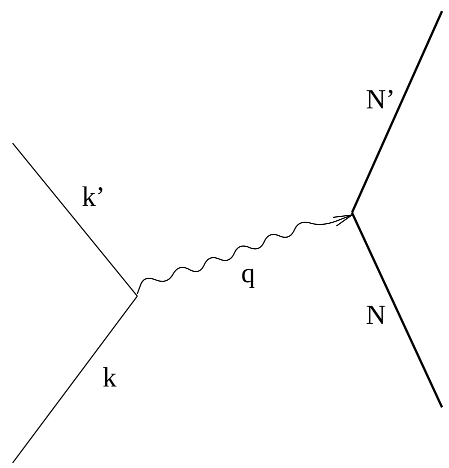


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm einer Elektron-Nukleon-Streuung

definiert; die übertragene Energie ergibt sich im Laborsystem aus der Differenz der Energie des Elektrons vor und nach der Streuung zu

$$\nu := E - E' \quad .$$

Im Falle einer elastischen Streuung bleibt die invariante Masse des Targetnukleons unverändert. Daher besteht zwischen ν und Q^2 die Beziehung

$$2M\nu - Q^2 = 0 \quad .$$

Bei einer *inelastischen* Streuung an einem System von Konstituenten nimmt nur der getroffene Elementarbaustein Energie und Impuls auf. Es entstehen daher angeregte Zustände der invarianten Masse W mit $W > M$ und es gilt

$$2M\nu - Q^2 > 0 \quad .$$

Zur Vereinfachung führt man die dimensionslose *Bjorkensche Skalenvariable*

$$x := \frac{Q^2}{2M\nu}$$

ein, die die Inelastizität eines Prozesses beschreibt. Weiterhin definiert man den relativen Anteil der vom Elektron auf das virtuelle Photon übertragenen Energie als

$$y := \frac{\nu}{E}$$

und

$$\gamma := \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu} \quad .$$

Wie in Abschnitt 2.1 angesprochen, kann das Nukleon als gebundenes System von drei Konstituentenquarks betrachtet werden. Falls diese eine Impulsverteilung $q_f(x)$ aufweisen, so hängen bei der inelastischen Streuung Energie und Impuls des auslaufenden Quarks vom Quadrat des übertragenen Viererimpulses Q^2 und von der übertragenen Energie ν ab.

Man beschreibt diese Impulsverteilung der Konstituenten im Nukleon im Partonmodell durch die unpolarisierten *Strukturfunktionen* F_1 und F_2,

$$\begin{aligned} F_1(x,Q^2) &= \frac{1}{2}\sum_f z_f^2\,(q_f(x)+\bar{q}_f(x)) \\ F_2(x,Q^2) &= 2xF_1(x) \qquad \text{(Callan-Gross-Beziehung)} \end{aligned}$$

welche experimentell über den Wirkungsquerschnitt der Streuung zugänglich sind. z_f gibt die Ladung der Quarks in Einheiten der Elementarladung e an.

Durch Messung und Analyse der unpolarisierten Strukturfunktionen ergaben sich zahlreiche neue Erkenntnisse über die Substruktur der Materie, so zum Beispiel über Punktförmigkeit, Ladung und Spin der Quarks und über den Einfluß der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung auf die Quark-Gluon-Wechselwirkung (EMC-Effekt).

2.2.2 Polarisierte Strukturfunktionen

Im Partonmodell hängen die Strukturfunktionen von der Impulsverteilung der Konstituenten, dem Anteil der an sie gebundenen Gluonen und ihrem Spin ab.

Durch die polarisierten Verteilungsfunktionen $q_f^{\pm}(x,Q^2)$ ist die Wahrscheinlichkeit wiedergegeben, ein Quark oder Antiquark des Flavours f mit gleicher (+) bzw. entgegengesetzter (−) Helizität zu der des Nukleons zu finden. $\Delta q_f := q_f^+ - q_f^-$ beschreibt somit die Nettohelizität der einzelnen als Quarkflavour bezeichneten Quarksorten. Protonen und Neutronen tragen den Spin $\frac{1}{2}$, welcher sich aus dem Anteil der Quarks $\Delta\Sigma := \Delta u + \Delta d + \Delta s$, dem Anteil der Gluonen Δg und dem Bahndrehimpuls ΔL_z zusammensetzt:

$$\frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta g + \Delta L_z = \frac{1}{2} \tag{2.1}$$

Im naiven Nukleonmodell erwartet man $\Delta\Sigma \approx \Delta u + \Delta d \approx 1$ und $\Delta s = 0$.

Die Spinstruktur eines Nukleons wird durch die spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ beschrieben. Diese können über den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung eines longitudinal polarisierten, geladenen Leptons an einem polarisierten Target bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\phi} &= \frac{e^4}{4\pi^2Q^2}\Bigg[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right) \\ &- \sin\alpha\cos\phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Bigg]. \end{aligned}$$

Wie in Abbildung 2.3 veranschaulicht, ist dabei α der Winkel zwischen dem Impulsvektor $\vec{k}$ des Elektrons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets. Der Winkel zwischen den von $(\vec{k},\vec{p})$ und $(\vec{k},\vec{k}')$ aufgespannten Ebenen wird als ϕ bezeichnet. Durch Messung der Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts bei verschiedener Polarisation des Targets können die polarisierten Strukturfunktionen extrahiert werden.

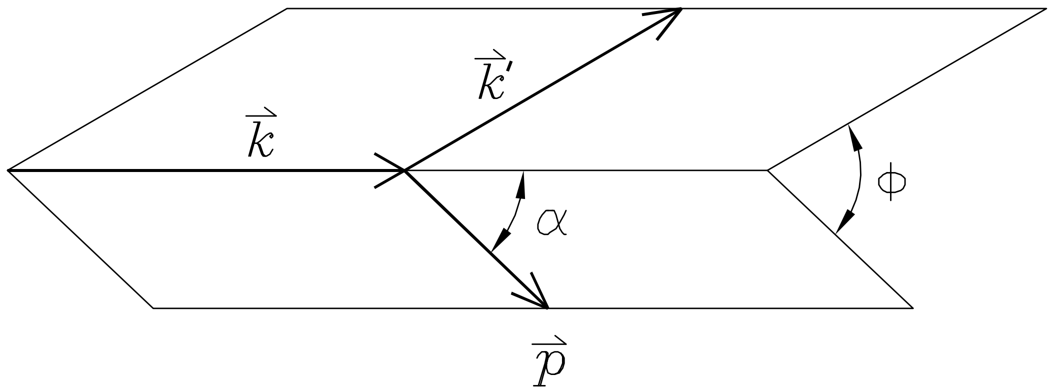


Abbildung 2.3: Winkeldefinitionen bei polarisierter Streuung

Im einfachen Partonmodell ist eine anschauliche Interpretation von g_1 anhand der polarisierten Verteilungsfunktionen $q_f^{\pm}(x,Q^2)$ möglich:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f z_f^2 \left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] = \frac{1}{2}\sum_f z_f^2 \Delta q_f(x,Q^2) \quad .$$

Die Strukturfunktion g_2 entzieht sich einer intuitiven Deutung, da sie mit der transversalen Polarisation verknüpft ist, welche im Partonmodell ausgeschlossen ist ($m_{Parton} = 0$). Dennoch ist ihre Kenntnis zum Beispiel für die Überprüfung von „twist-3“-Effekten in der QCD von großer Bedeutung.

Für die Momente der Strukturfunktionen lassen sich als *Summenregeln* bezeichnete Beziehungen aufstellen. Die fundamentalste ist die *Bjorken-Summenregel* [Bjo 66], die das Integral der Differenz von g_1 des Protons und g_1 des Neutrons über x mit der Vektor- und der Axialvektorkopplungskonstante g_V und g_A der schwachen Wechselwirkung verknüpft. Ihr theoretischer Wert unter Berücksichtigung von QCD-Korrekturen dritter Ordnung beträgt [Lar 91]

$$\begin{aligned} I_1^p - I_1^n = \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]dx &= \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - O(\alpha_s^2) - O(\alpha_s^3)\right) \\ &= 0,171 \pm 0,008 \quad (0,185 \pm 0,004) \quad . \\ Q^2 &= 3{,}0 \text{ GeV}^2 \quad (10 \text{ GeV}^2) \end{aligned}$$

Im Partonmodell sollten die Strukturfunktionen und damit $I_1^p - I_1^n$ nicht von Q^2 abhängen. Bei Berücksichtigung von QCD-Korrekturen höherer Ordnung gilt diese Aussage jedoch nur für $Q^2 \to \infty$, weshalb der zugrundegelegte Q^2-Wert stets angegeben werden muß.

Die *Ellis-Jaffe-Summenregel* [Ell 74] stellt eine Vorhersage über das erste Moment von g_1^p auf. Im Gegensatz zur Bjorken-Summenregel hebt sich der Einfluß der s-Quarks hier nicht auf, weshalb der theoretische Wert nicht aus der elementaren Quark-Strom-Algebra bestimmt werden kann. Unter Annahme von SU$(3)_f$-Symmetrie und verschwindendem Beitrag der s-Quarks zum Nukleonenspin ergibt sich [Lar 94] bei $Q^2 = 3$ GeV^2 (10 GeV^2)

$$I_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = 0,160 \pm 0,006 \quad (0,171 \pm 0,006) \quad .$$

Experiment $\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	SMC 10	SLAC(E142,E143) 3
I_1^p	$0,136 \pm 0,011 \pm 0,011$	$0,129 \pm 0,004 \pm 0,010$
I_1^n	$-0,087 \pm 0,045 \pm 0,034$	E142: $-0,022 \pm 0,007 \pm 0,009$
		E143: $-0,033 \pm 0,008 \pm 0,013$
$I_1^p - I_1^n$	$0,218 \pm 0,049 \pm 0,040$	$0,162 \pm 0,011 \pm 0,014$

Tabelle 2.1: Aktuelle Werte für I_1^p und I_1^n

Aus diesem Wert läßt sich bei Gültigkeit der Bjorken-Summenregel der Beitrag der Quarks zum Nukleonenspin (siehe Gleichung 2.1) zu $\Delta\Sigma \approx 0,6$ bestimmen.[2]

Das erste Moment der Strukturfunktion g_2 beträgt nach der *Burkhardt-Cottingham-Summenregel* [Bur 76]

$$I_2 = \int_0^1 g_2(x)dx = 0 \quad .$$

Die ersten Messungen von g_1^p durch polarisierte $e-p$-Streuung wurden Anfang der 80er Jahre an Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) durchgeführt [Alg 76, Bau 80, Bau 83]. Die Ergebnisse waren im Rahmen der angegebenen Fehler mit der Vorstellung einer Nicht-Polarisierung der s-Quarks konsistent. Die Bjorken-Summenregel konnte jedoch in Ermangelung von Daten zu g_1^n nicht überprüft werden.

Ende der 80er Jahre wurde von der Europäischen Myon Kollaboration (EMC) eine präzisere Messung von g_1^p vorgenommen, wobei ein polarisierter Myonenstrahl von 100-200 GeV verwendet wurde ($Q^2 = 11$ GeV) [Ash 88]. Zusammen mit den Daten des SLAC-Experiments ($Q^2 = 5$ GeV) [Hug 88] erbrachten dieses Experiment ein unerwartetes Resultat:

$$I_1^p = 0,126 \pm 0,010 \pm 0,015 \quad .$$

Aus diesem Wert ließ sich im Rahmen des bestehenden QCD-Modells $\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,17$ bestimmen [Ell 87], was bedeutet, daß der Anteil der Quarks am Nukleonspin extrem gering ist. Des weiteren impliziert dieses Ergebnis eine deutliche negative Polarisierung der s-Quarks von $\Delta s = -0,19 \pm 0,06$. Die Vielzahl hieraus resultierender theoretischer Erklärungsversuche und die Nachfrage nach exakteren Meßdaten prägten den Begriff „Spinkrise“. Insbesondere eine Überprüfung der fundamentalen Bjorken-Summenregel, d.h. die zusätzliche Messung von g_1^n, war von höchster Bedeutung.

Heute beschäftigen sich mehrere internationale Kollaborationen am Centre Européen de Recherche Nukleaire (CERN), am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) und am SLAC mit der experimentellen Erforschung des Nukleonenspins. Insbesondere ist es gelungen, durch Streuung an ^{2}H und ^{3}He erste Erkenntnisse über g_1^n zu erlangen. Einige der bisher vorliegenden Daten zu den Momenten von $g_1^{p,n}$ sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Der theoretische Wert der Bjorken-Summenregel liegt bei beiden Experimenten im Rahmen der Standardabweichung, was eine Bestätigung der fundamentalen Quark-Strom-Algebra und damit einer der Grundlagen der QCD darstellt [Itz 80]. Des weiteren kann

[2]Aufgrund relativistischer Korrekturen weicht dieser Wert von der naiven Erwartung $\Delta\Sigma = 1$ ab.

dadurch die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung erstmals aus der Messung polarisierter Strukturfunktionen bestimmt werden [Ell 95a]. Die gewonnenen Resultate für I_1^p bestätigen die früheren EMC-Daten und liegen weiterhin deutlich unter der theoretischen Vorhersage. Der Anteil der Quarks am Nukleonenspin liegt unter Berücksichtigung von $O(\alpha_s^4)$-Korrekturen [Ell 95a] bei etwa $\Delta\Sigma = 1/3$ (siehe Abbildung 2.4). Das Auftreten nicht-pertubativer Effekte im Bereich kleiner Q^2 kann jedoch Korrekturen von $I_1^{p,n}$ erforderlich machen [Iof 94, Bur 92], welche die Differenz zwischen Theorie und Experiment auf eine Standardabweichung beschränken. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor liegt in der modellabhängigen Extrapolation von g_1 für $x \to 0$.

Zu den Strukturfunktionen $g_2^{p,n}$ liegen nur sehr vorläufige Resultate vor [Vos 95], die auf eine kleine Asymmetrie A_2 schließen lassen.

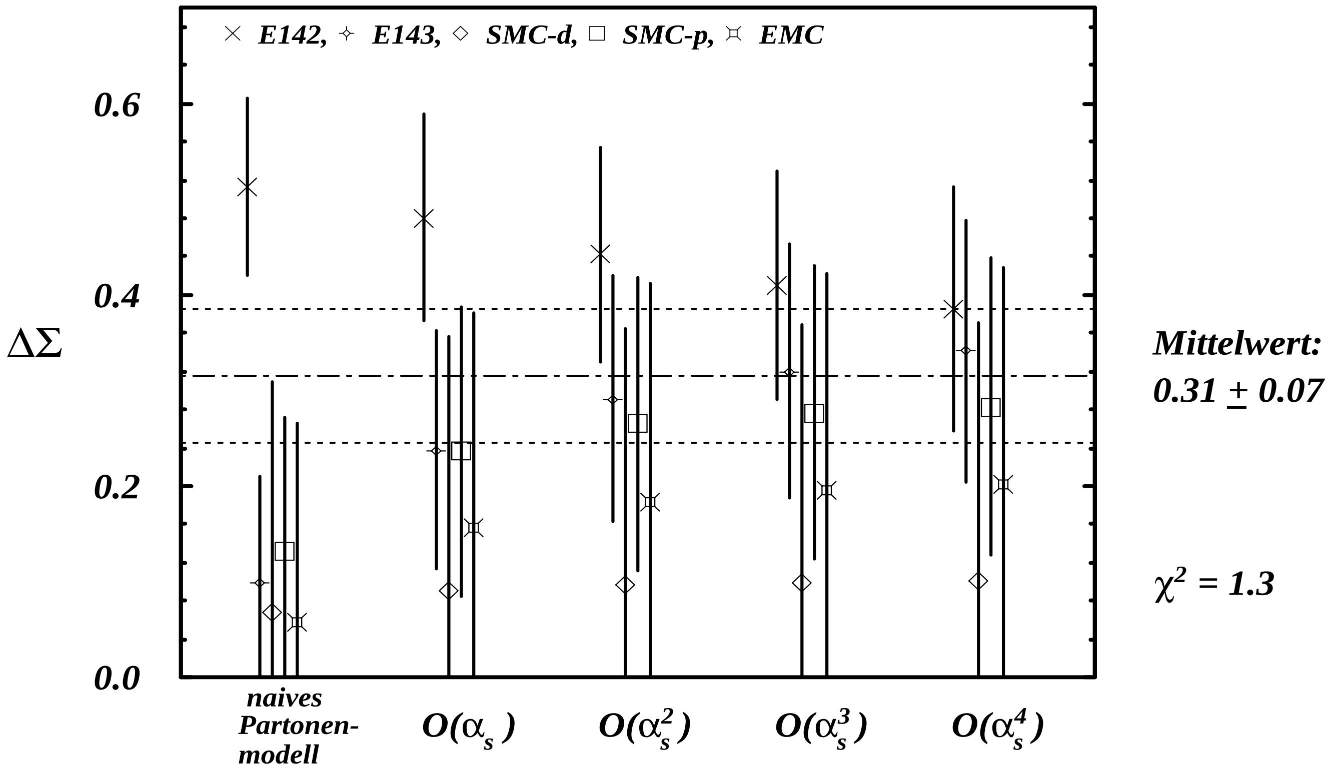


Abbildung 2.4: $\Delta\Sigma$ mit QCD-Korrekturen, alle Werte auf $Q^2 = 10$ GeV skaliert

Die Frage nach dem Ursprung des Nukleonspins bleibt weiterhin offen. Zu ihrer Lösung sind neben der exakten Messung polarisierter Strukturfunktionen, insbesondere der experimentell wenig erforschten $g_2^{p,n}$, weitere Informationen über die flavourabhängigen Einzelbeiträge durch semiinklusive Messungen nötig.

2.3 Das HERMES-Experiment

2.3.1 Physikalisches Potential

Das HERMES-Experiment [Her 93a] am Deutschen Elektronensynchrotron DESY hat sich zum Ziel gesetzt, mit bisher unerreichter Genauigkeit spinabhängige Effekte in der Elektron-Nukleon-Streuung zu messen. Hierbei bedient es sich zweier neuartiger Technologien; eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls und einer internen Gasspeicherzelle. Letztere erlaubt im Gegensatz zu den bisher verwendeten Festkörpertargets eine Polarisation sämtlicher Targetatome. Dadurch ist es möglich, in einem relativ kurzen Zeitraum hohe statistische Genauigkeit zu erreichen.

Inklusive Messungen

Einer der Schwerpunkte des HERMES-Experiments liegt in der Messung der polarisierten Strukturfunktionen $g_1^{p,n}$ und $g_2^{p,n}$, wobei als Targetmaterial ^{1}H, ^{2}H und ^{3}He zur Verfügung stehen. Durch die Möglichkeit, die Targetpolarisation in kurzer Zeitabfolge umzukehren, können systematische Fehler minimiert werden.

Zur Bestimmung der polarisierten Strukturfunktionen g_1^p und g_2^p des Protons wird ein Wasserstoff-Target verwendet, wobei das Target jeweils parallel bzw. transversal zum Impulsvektor des Elektronstrahls polarisiert ist. Aus den gemessenen Asymmetrien $A_{||}$ und $A_{\perp}$ können die Strukturfunktionen extrahiert werden.

In Ermangelung eines freien Neutrontargets müssen g_1^n und g_2^n indirekt ermittelt werden. Dies ist bei Verwendung von Deuterium- und Helium-Targets auf zwei unabhängigen Wegen möglich. Da ^{2}H aus einem Proton und einem Neutron besteht, können die Strukturfunktionen des Neutrons aus der Differenz der Asymmetrien von Deuteron und Proton bestimmt werden. Bei einem ^{3}He-Targets, in welchem die Spins der beiden Protonen sich näherungsweise aufheben, ist die gemessene Asymmetrie letztlich die des Neutrons. In beiden Fällen müssen jedoch nukleare Korrekturen berücksichtigt werden.

Da das Deuteron ein Spin-1-Target darstellt, kann es die Spinzustände $m_I = +1, 0, -1$ annehmen. Dadurch ergeben sich zwei neue Strukturfunktionen $b_1(x)$ [Hoo 89] und $\Delta(x)$ [Jaf 89], welche von atomaren Bindungseffekten bestimmt werden. Im Rahmen des HERMES-Experiments können sie durch die Streuung eines unpolarisierten Strahls an einem parallel zur Strahlrichtung polarisierten ^{2}H-Target bestimmt werden.

Semiinklusive Messungen

Wie in Kapitel 2.1 erläutert, sind die Quarks im Nukleon eingeschlossen (confined). Ein bei einem Streuprozeß getroffenes Quark erzeugt daher einen Schauer von Hadronen, dessen Komponenten nur statistisch durch phänomenologische Fragmentierungsfunktionen bestimmbar sind und in ihrer Gesamtheit mit X bezeichnet werden:

$$e + N \rightarrow e' + X \quad .$$

Das getroffene Quark wird dabei mit größerer Wahrscheinlichkeit in dem Hadron mit dem größten Anteil z des Impulses des virtuellen Photons enthalten sein:

$$z = \frac{E_h}{\nu} \quad .$$

Dieses wird als „führendes“ Hadron (leading hadron) bezeichnet.

Bei der experimentellen Erfassung des in Abbildung 2.2 skizzierten Streuprozesses wird in der Regel nur das gestreute Lepton nachgewiesen, was als *inklusive* Messung bezeichnet wird. Durch den koinzidenten Nachweis des führenden Hadrons (*semiinklusive* Messung) kann auf direkte Weise die Flavourabhängigkeit der Einzelkomponenten des Nukleonspins bestimmt werden.

Im Bereich semiinklusiver Messungen bietet das HERMES-Experiment einzigartige Möglichkeiten. So können aus der Ladungsasymmetrie der Pionen bei verschiedenen Targets die Spinverteilungen Δu_v und Δd_v der Valenzquarks als Funktion von x bestimmt werden. Weiterhin läßt sich aus den so gewonnenen Ergebnissen unter Verwendung polarisierter Strukturfunktionen der Beitrag der Seequarks zum Nukleonspin abschätzen. Durch die Messung der Spinasymmetrie von K^--Mesonen bzw. Λ-Hyperonen, welche ein s-Quark enthalten, ist die Bestimmung des Beitrags der s-Quarks zum Spin der Seequarks möglich, während der Beitrag der nicht-s-Quarks durch die π^--Asymmetrien zugänglich ist. Das Potential zur Untersuchung dieser und zahlreicher anderer Größen machen HERMES zu einem wichtigen Instrument bei der Analyse der Einzelkomponenten des Nukleonspins.

2.3.2 Experimenteller Aufbau

Das HERMES-Experiment ist am östlichen Wechselwirkungspunkt des HERA-Speicherrings stationiert und wurde im Mai 1995 erstmals in Betrieb genommen. Eine wichtige Voraussetzung für sein Gelingen ist die Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronstrahls in einem Speicherring.

Aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung stellt sich bei gespeicherten Elektronen eine transversale Polarisierung ein (Sokolov-Ternov-Effekt), welche stark von der Feineinstellung der Maschinenparameter abhängt. Um am HERMES-Target benötigte longitudinale Polarisierung zu erreichen, muß der Spin in diesem Bereich um 90° in Strahlrichtung gedreht werden. Zu diesem Zweck wurde im HERA-Ring jeweils ca. 150 m vor bzw. hinter dem HERMES-Wechselwirkungspunkt ein als Spinrotator bezeichnetes Magnetsystem installiert. Mit seiner Hilfe gelang es im Mai 1994 erstmals, in einem Speicherring einen longitudinal polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen [Bar 95]. Die Messung der erreichten Polarisationsgrade erfolgt im Bereich des westlichen Wechselwirkungspunktes anhand von Compton-Photonen, die durch die Streuung von polarisiertem Laserlicht am Elektronstrahl erzeugt werden.

Der durch das HERMES-Spektrometer abgedeckte kinematische Bereich ist in Abbildung 2.5 dargestellt, wobei eine Strahlenergie von $E_B = 27,5$ GeV (durchgezogene Linie) zugrunde gelegt wurde. Die Akzeptanz beträgt 40 mrad $< |\Theta_{vert}| <$ 140 mrad in vertikaler Richtung und $|\Theta_{hor}| <$ 170 mrad in horizontaler Richtung. Daraus ergibt sich ein mittlerer Impulsübertrag von $\bar{Q}^2 = 2,5$ GeV^2. Prinzipiell bietet HERA jedoch die

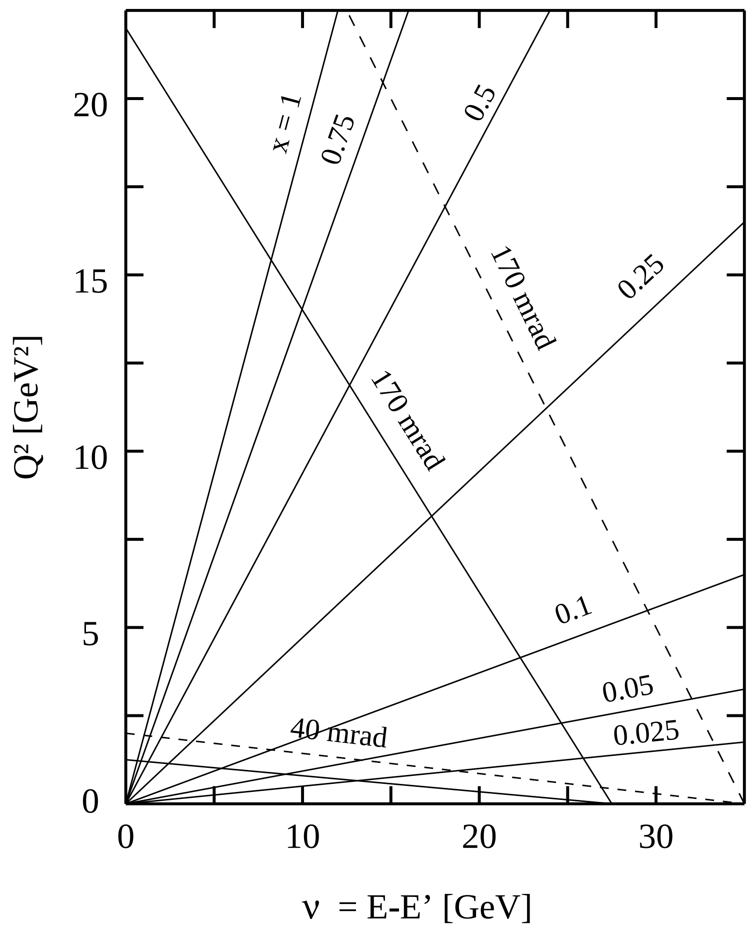


Abbildung 2.5: Kinematischer Bereich des HERMES-Detektors

Möglichkeit, die Elektronenenergie auf $E_B = 35$ GeV zu erhöhen (gestrichelte Linie), woraus $\bar{Q}^2 = 3,4$ GeV^2 resultiert.

Der HERMES-Detektor muß vom physikalischen Standpunkt her folgende Voraussetzungen erfüllen:

- Exakte Bestimmung von Vertex, Impuls und Energie des gestreuten Elektrons
- Identifizierung von Hadronen und Elektronen
- Unterdrückung von Untergrundereignissen

Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau des HERMES-Detektorsystems. Die gesamte Anordnung ist horizontalsymmetrisch auf einer Plattform positioniert. Die Strahlelektronen streuen in der Speicherzelle an den Targetnukleonen und verlassen das Strahlrohr durch ein aus 0,3 mm Stahl bestehendes Austrittsfenster. Ihr Vertex wird durch ein Paar von Mikrostreifen-Gaszählern (Vertex Chambers) und durch ein Paar von Driftkammern (Front Chambers) mit hoher Auflösung festgelegt. Ein Spektrometermagnet lenkt die Teilchen entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses ab, wobei ihr Vertex innerhalb des Magneten durch Proportionalkammern (Magnet Chambers) und dahinter durch Driftkammern (Back Chambers) bestimmt wird. Zwischen den Driftkammern ist

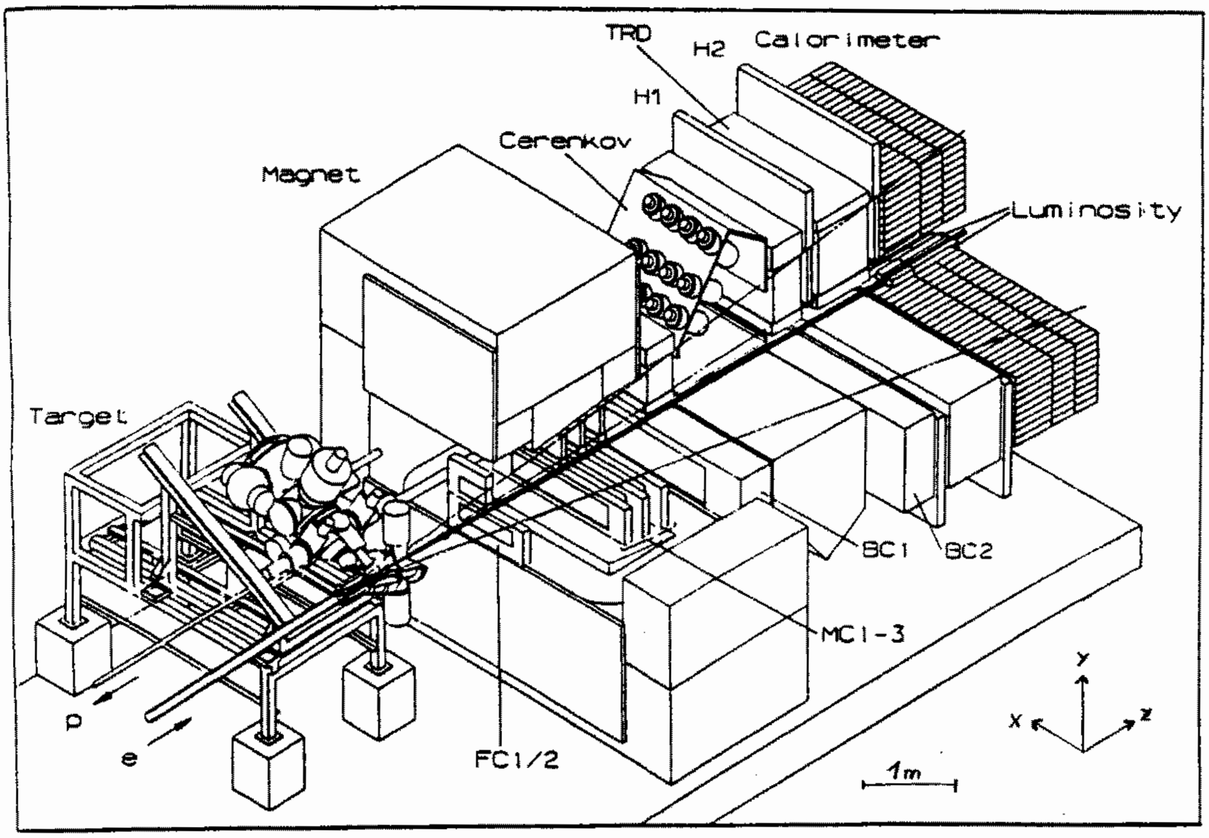


Abbildung 2.6: Der HERMES-Detektor

ein Čerenkovzähler zur Pion-Kaon-Separation angeordnet. Die Energie der Teilchen wird durch die Energiedeposition in einer Bleiglasmatrix (Calorimeter) erfaßt, welche vertikal fahrbar ist. Der davor positionierte Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) dient der Identifikation von Elektronen. Vor und hinter ihm sind zwei Szinillatioshodoskope (H1 und H2) positioniert, welche zur Festlegung der Signatur des Experiments beitragen. Zur unabhängigen Bestimmung von Targetdichte und Strahlintensität ist hinter dem Kalorimeter ein Luminositätsmonitor angebracht.

Ein entscheidender Faktor bei Hochenergie-Streuexperimenten ist die Bestimmung der Signatur der zu untersuchenden Ereignisse, d.h. die Separation von Untergrundereignissen. Ziel ist es, die Datennahme nur auszulösen (Trigger), wenn tatsächlich das interessierende Teilchen den Detektor durchquert. Bei einem tiefunelastischen Prozeß werden neben dem gestreuten Elektron zahlreiche Hadronen erzeugt, die teilweise in den Akzeptanzbereich des Detektors streuen und im Kalorimeter Energie deponieren. Im Falle des HERMES-Experiments sind dies hauptsächlich Pionen. Durch ein zweistufiges Triggersystem kann die Rate der den HERMES-Trigger auslösenden Pionen um einen Faktor von mehreren Hundert reduziert werden.

Die erste Triggerstufe beinhaltet das Kalorimeter und die beiden Hodoskope. Nur bei zeitlicher Koinzidenz dieser drei Komponenten und einer Energiedeposition im Kalorimeter, die einen bestimmten Schwellenwert überschreitet, kann die Datennahme ausgelöst werden. Dadurch kann der Einfluß hochenergetischer Photonen praktisch eliminiert und die Rate der pioninduzierten Trigger stark reduziert werden. Zusätzlich wird eine Koinzidenz mit der Zeitstruktur des Elektronenstrahls überprüft (siehe Abschnitt 3.3).

Zur weiteren Reduzierung hadroninduzierter Ereignisse wird in der zweiten Triggerstufe der Übergangsstrahlungsdetektor abgefragt, welcher anhand der beim Übergang eines hochrelativistischen geladenen Teilchens zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante entstehenden Photonen zur Trennung von Hadronen und Elektronen beiträgt. Insgesamt wird dadurch ein Verhältnis von akzeptierten Pionen zu Elektronen von ca. 1/5 erreicht.

2.4 Der HERA-Protonring

Der Teilchenbeschleuniger HERA [Her 81] (siehe Abbildung 2.7) ging im Jahr 1992 als weltweit erster Elektron-Proton-Ring in Betrieb. Er besteht aus zwei getrennten Speicherringen, in denen Protonen auf $E_p = 820$ GeV und Elektronen bzw. Positronen[3] auf 27 GeV $< E_e <$ 35 GeV beschleunigt und gespeichert werden. Dabei sind Ströme von bis zu 58 mA für den Elektronring und 160 mA für den Protonring vorgesehen. Die Anlage hat einen Umfang von 6335 m und stellt vier Wechselwirkungspunkte zur Verfügung. Von diesen werden der nördliche und der südliche von den Experimenten H1 und ZEUS genutzt; der westliche ist für das im Aufbau befindliche HERA-B-Experiment vorgesehen. Das HERMES-Experiment ist im Bereich des östlichen Wechselwirkungspunkts aufgebaut. Während H1 und ZEUS Kollisionen der beiden Teilchensorten mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 314 GeV studieren, bedienen sich HERA-B und HERMES nur jeweils des Proton- bzw. des Elektronstrahls.

Sowohl im Elektron- wie im Protonring liegen die gespeicherten Teilchen nicht als kontinuierlicher Strahl, sondern als Teilchenpakete (Bunche) vor. Dies hat zur Folge, daß die Ankunftszeiten an den Wechselwirkungspunkten nicht mehr zufällig verteilt, sondern von einer festen Frequenz geprägt sind. Der HERA-Speicherring ist für jeweils 220 Bunche mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns ($\equiv 28,8$ m) ausgelegt, von denen jedoch nur maximal 210 gefüllt werden (unsymmetrische Füllung). Im Frequenzspektrum der Bunchrate entspricht dies einem Maximum von 10,4 MHz.

Zur Aufteilung des Strahls in Bunche ist ein Hochfrequenzsystem erforderlich, welches die Teilchen in Potentialtöpfe (Buckets) zwingt und dadurch longitudinal fokussiert. Im Falle des Elektronen-Speicherrings liegt diese Frequenz bei 500 MHz; für den Protonenring beträgt sie 52 MHz bei Injektion und 208 MHz bei Speicherbetrieb. Daraus ergeben sich Bunchlängen von ca. 5-10 mm für Elektronen- und ca. 40 cm für Protonenpakete. Bei gleichzeitigem Betrieb von Elektron- und Protonspeicherring (Luminositätsbetrieb) werden die Fokussierungsfrequenzen so synchronisiert, daß die jeweiligen Bunche gleichzeitig an den Wechselwirkungspunkten eintreffen.

Der HERA-Protonring ist symmetrisch aus vier Kreissegmenten mit einem Radius von 778 m und vier geraden Teilstücken von 360 m Länge, in deren Mitte die Wechselwirkungspunkte liegen, aufgebaut. Die gekrümmten Teilstrecken bestehen aus einer Kette

[3]Im folgenden wird o.B.d.A. der Begriff Elektronen verwendet.

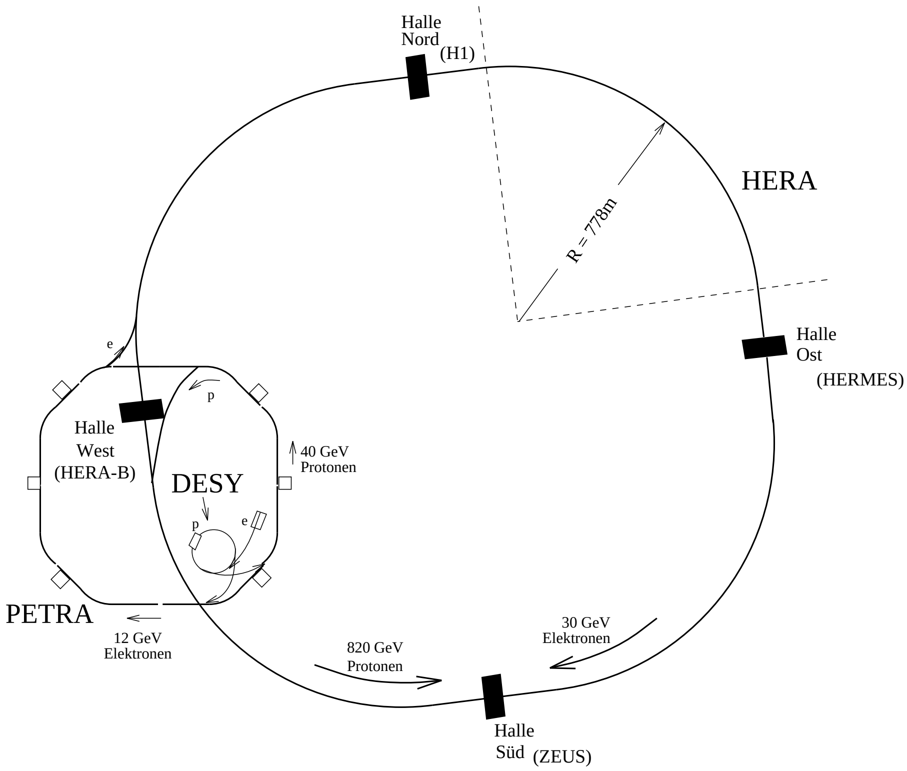


Abbildung 2.7: HERA mit Vorbeschleunigern

von supraleitenden Magneten, die auf die Temperatur von flüssigem Helium gekühlt sind. Die Restgasdichte im Strahlrohr ist daher in diesen Bereichen sehr gering.

In Tabelle 2.2 sind einige Parameter des HERA-Protonrings [Wie 95] zusammengefaßt. Als Lebensdauer wird hierbei die Zeitkonstante des exponentiellen Absinkens des Strahlstroms mit der Zeit bezeichnet. Sie liegt für den Protonstrahl mit ca. 200 h deutlich über der des Elektronstrahls mit ca. 10 h. Dieser Effekt kann durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht erklärt werden, deren Leistung proportional zu $m_{Teilchen}^{-4}$ ist.

Die zur Injektion in den HERA-Ring vorgesehenen Protonen stammen aus einer Serie von Vorbeschleunigern. Zunächst durchläuft ein Strom von 6 mA H^--Ionen in einem Linearbeschleuniger eine Potentialdifferenz von 50 MeV und wird unter Umladung in das Synchrotron DESY transferiert. Dort werden die Teilchen auf 7,5 GeV beschleunigt und longitudinal komprimiert in den Ringbeschleuniger PETRA injiziert. Dieser kann maximal 70 Bunche aufnehmen und fokussiert diese durch eine Hochfrequenz von 52 MHz. Nach einer weiteren Beschleunigung auf 40 GeV werden die Protonen schließlich in den HERA-Ring umgeleitet.

Die im PETRA-Ring vorliegenden Protonenbunche sind mit ca. 1 m zu lang, um direkt in die 208 MHz-Buckets des HERA-Rings injiziert zu werden. Diesem Problem begegnet man durch die Anregung von longitudinalen Dichtschwingungen (Bunch-Rotation) im Teilchenstrahl. Bei Erreichen der minimalen Länge werden die Bunche in ein 52 MHz-Bucket injiziert, welches durch Hinzuschalten der 208 MHz-Fokussierungsfrequenz verformt ist. Der hierbei auftretende mittlere Strahlverlust beträgt (8,7±2,8) %.

Die Fokussierungsfrequenzen von 52 MHz bzw. 208 MHz entsprechen einem zeitlichen

Parameter	Designwert	Mittelwert 1994	Erwartung 1995
Strahlenergie [GeV]	820	820	820
Strahlstrom [mA]	159	38	60
Bunchanzahl	210	170	180
Bunchlänge [m]	0,67	0,42	0,40
Protonen / Bunch	$1{\cdot}10^{11}$	$2{,}95{\cdot}10^{10}$	$4{,}1{\cdot}10^{10}$
Lebensdauer [h]	20	200	200

Tabelle 2.2: Einige Parameter des HERA Protonrings

Abstand der Buckets von 19,2 ns bzw. 5 ns. Die bei der Injektion von PETRA nach HERA verlorenen Protonen werden zu ca. 90 % von Nachbarbuckets des Hauptbunches eingefangen und bleiben somit im Ring gespeichert. Ein Großteil der Intensität dieser Nebenbunche geht beim Beschleunigen des Strahls auf die Endenergie von 820 GeV verloren. Die bei Luminositätsbetrieb im Protonring verbliebenen 19,2 ns-Nebenbunche stellen eine potentielle Gefahr für das HERMES-Experiment dar, da sie, wie später noch eingehend erläutert wird, zu protoninduzierten Triggern führen können.

2.5 Protoninduzierte Untergrundereignisse

Das HERMES-Experiment nutzt von den beiden im HERA-Ring zur Verfügung stehenden Teilchensorten ausschließlich die Elektronen. Das Protonstrahlrohr durchläuft in einem Abstand von 72 cm parallel zum Elektronstrahlrohr den Detektor (siehe Abbildung 2.8). Wechselwirkungen der gespeicherten Protonen können dabei Teilchenschauer verursachen, welche den Betrieb von HERMES negativ beeinflußen oder sogar unmöglich machen. Um die bestmögliche statistische Genauigkeit zu erreichen, muß der HERMES-Detektor jedoch auch bei gleichzeitiger Speicherung von Elektronen und Protonen Daten nehmen können.

Für die Entstehung von protoninduzierten Untergrundereignissen können prinzipiell zwei Mechanismen ursächlich sein: zum einen können die gespeicherten Protonen mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr wechselwirken (Strahl-Gas-Wechselwirkung), zum anderen kann der Strahl an bestimmten Engstellen an der Begrenzung des Vakuumgefäßes streuen (Strahl-Wand-Wechselwirkung). In beiden Fällen entstehen hadronische Schauer hoher Multiplizität, deren Sekundärteilchen den HERMES-Detektor erreichen können.

2.5.1 Strahl-Wand-Wechselwirkungen

Die Wahrscheinlichkeit für Strahl-Wand-Wechselwirkungen hängt von der Ausdehnung des Strahls und des Vakuumgefäßes ab. Im HERA-Protonring stellen die etwa 40 m vor[4] den Wechselwirkungspunkten gelegenen QS10-Halbquadrupole aufgrund ihrer geringen Apertur potentielle Streuzentren dar.

[4] Alle Richtungsangaben beziehen sich auf den Protonstrahl. Dabei steht „vor“ für strahlaufwärts.

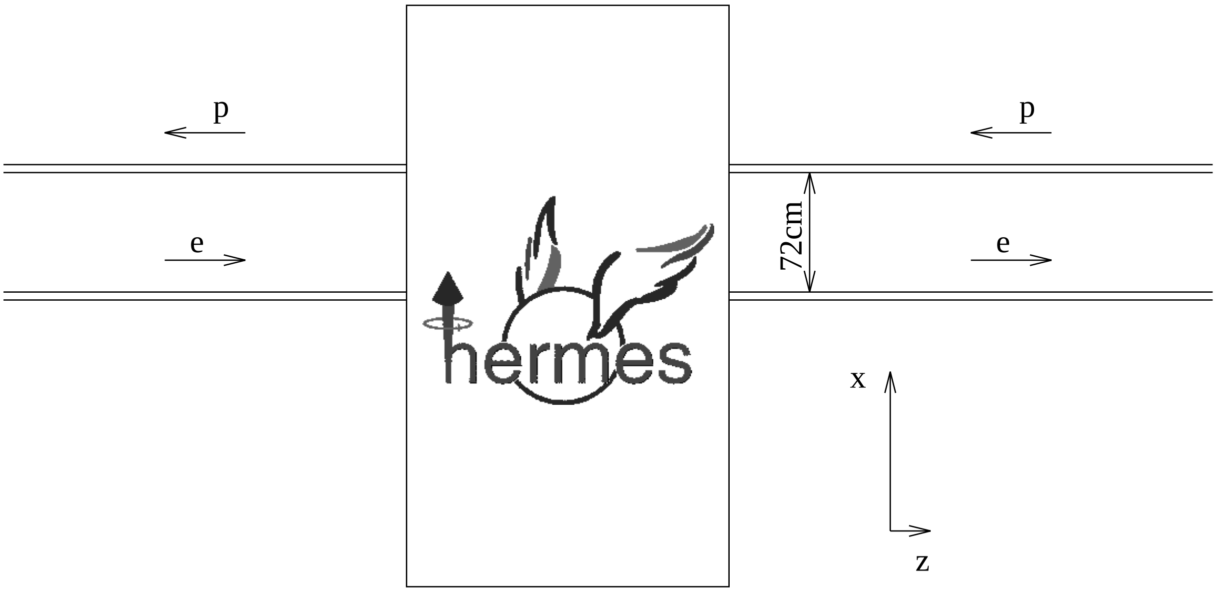


Abbildung 2.8: Draufsicht des HERA-Rings im HERMES-Bereich

Die Ortsabhängigkeit der transversalen Komponenten eines gespeicherten Strahls wird im Rahmen der Beschleunigerphysik durch die β-Funktion beschrieben, welche mit der räumlichen Ausdehnung durch

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta}$$

zusammenhängt. $\sigma_{x,y}$ beschreibt dabei die Standardabweichung der Strahlausdehnung in horizontaler bzw. vertikaler Richtung; die Emittanz ε kann als konstant betrachtet werden. Will man Elektron- und Protonstrahl zur Kollision bringen, so müssen diese vor der Fokussierung auf den Wechselwirkungspunkt transversal ausgedehnt werden (Mini-Beta-Optik). Dies kann zu Streuungen an der Apertur und somit zu hohen Untergrundraten führen [Han 93]. Im Falle des HERMES-Experiments ist ein solches Ausdehnen jedoch nicht erforderlich, was die Wahrscheinlichkeit für Strahl-Wand-Wechselwirkungen deutlich reduziert.

Da bei gespeicherten Protonen Störungen des Orbits nicht durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht gedämpft werden, kommt es im Lauf der Zeit zu einer vergrößerten Teilchendichte im Randbereich (Halo) des Strahls. Um der daraus resultierenden höheren Untergrundrate zu begegnen, wurde im westlichen Abschnitt von HERA ein System von Kollimatoren installiert [Sei 94], welches Halo-Teilchen kontrolliert absorbiert und somit Strahl-Wand-Wechselwirkungen im Bereich der Experimente reduziert. Da die Apertur der Kollimatoren kleiner als die der QS10-Magnete ist, sollten für das HERMES-Experiment Strahl-Wand-Wechselwirkungen kaum ins Gewicht fallen.

2.5.2 Strahl-Gas-Wechselwirkungen

In Abbildung 2.9 ist das gerade Teilstück der Protonrings vor dem HERMES-Wechselwirkungspunkt dargestellt. Der entscheidende Parameter für Strahl-Gas-Wechselwirkungen ist die Teilchendichte des Restgases im Strahlrohr. Wie frühere Studien zeigen [Bri 87], genügt es, die nicht gekühlte gerade Teilstrecke bis 110 m vor dem HERMES-Experiment zu betrachten.

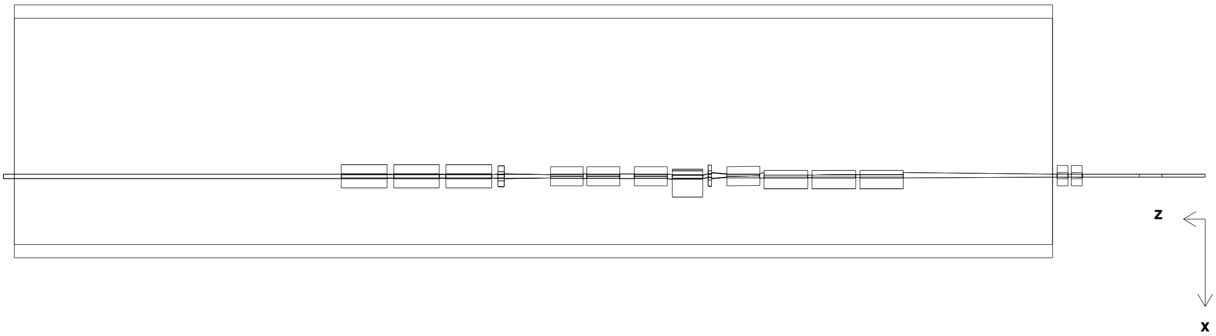


Abbildung 2.9: Das gerade Teilstück des Protonrings vor dem HERMES-Experiment (Draufsicht)

Strahl-Gas-Wechselwirkungen entstehen durch die Kollision eines Strahlprotons mit einem als ruhend angenommenen Restgasatom. Bei der betrachteten Energie von E_p = 820 GeV kann die Isospineinstellung des Nukleons in guter Näherung vernachlässigt und ein Proton-Nukleon-Stoß als Proton-Proton-Stoß verstanden werden. Die primäre Rate ν_p ergibt sich aus dem totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{pp} zu

$$\nu_p = \sigma_{pp} \cdot A^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{p}{kT} \cdot l \cdot n_p \quad .$$

A : Massenzahl des Targetkerns

p, T, l : Druck, Temperatur und Länge des betrachteten Volumens

n_p : Protonfluß

In dem betrachteten Teilstück herrscht eine Restgaszusammensetzung von ca. 90 % H_2 und jeweils 5 % CO und CO_2 bei einem Gasdruck von etwa 10^{-10} mbar. Der totale Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{pp}^{total} = 40$ mbarn, wobei der hier relevante inelastische Anteil $\sigma_{pp}^{inelastisch} = 34$ mbarn ausmacht. Daraus ergibt sich über die gesamte Länge von 110 m integriert eine primäre Rate von

$$\nu_p(I_p) \approx 100 \frac{\mathrm{Hz}}{\mathrm{mA}} \quad .$$

Der Designwert des Stroms im Protonenspeicherring beträgt $I_p = 160$ mA, was einem Fluß von $n_p = 10^{18}$ s^{-1} entspricht. Während der Strahlperiode 1994 lag der mittlere Strom bei ca. 50 mA, woraus eine totale Strahl-Gas-Rate von $\nu_p = 5$ kHz folgt. Dieser Wert kann jedoch nur als Abschätzung dienen, da die nur unzureichend bekannte Restgaszusammensetzung eine entscheidende Rolle spielt. Auch der Gasdruck kann nicht über der gesamten Strecke als konstant angesehen werden.

2.5.3 Topologie

Als Anhaltspunkt für die in Kapitel 3 beschriebenen Messungen zum Protonuntergrund am HERMES-Testexperiment dienten ältere Monte-Carlo-Studien [Vel 90], welche mit einer relativ hohen Energieschwelle von 500 MeV durchgeführt wurden und auf der alten Kollisions-Betaoptik basierten. Die Ergebnisse sollen hier kurz zusammengefaßt werden; neuere Studien unter Einbeziehung der aktuellen Rahmenbedingungen sind in Kapitel 5 dargestellt.

- Die mittlere Multiplizität bei Strahl-Gas-Wechselwirkungen beträgt 46±24; es entstehen hauptsächlich γ(43 %), π(36 %) und p,n (10 %).
- Die den HERMES-Detektor ($z = 8$ m) erreichenden Schauer entstehen zu ca. 80 % im Bereich $z < 50$ m.
- Die bei $z = 8$ m eintreffenden Schauer bestehen zu gleichen Teilen aus einer elektromagnetischen (γ, $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$) und einer hadronischen Komponente.
- Die Teilchenrate der hadronischen Komponente fällt exponentiell bis zu einem radialen Abstand von ca. 1 m vom Protonstrahlrohr ab. Die elektromagnetische Komponente ist im Bereich 1 m $< r <$ 3 m nährungsweise konstant verteilt.

Kapitel 3

Das HERMES-Testexperiment

3.1 Motivation

Um die Funktionsfähigkeit wichtiger Komponenten des HERMES-Experiments zu untersuchen, wurde während der HERA-Strahlperiode 1994 in der Ost-Halle des HERA-Rings das HERMES-Testexperiment (HTE) durchgeführt [Her 93b]. Schwerpunkte der Untersuchungen waren dabei der Einfluß des internen Gastargets auf den Elektronenstrahl, die Reduzierung von Synchrotronstrahlung durch ein Kollimatorsystem und die Funktionsfähigkeit der Spinrotatoren. Weiterhin wurde das Verhalten verschiedener Detektor-Prototypen unter realistischen Rahmenbedingungen studiert.

Bezüglich des Protonuntergrunds wurden folgende Fragestellungen untersucht [Fie 94]:

- Wie groß sind Rate und Multiplizität protoninduzierter Ereignisse in einzelnen Komponenten des HERMES-Detektors?
- Wird der HERMES-Trigger beeinflußt?
- Treten Strahl-Wand-Wechselwirkungen auf?
- Besteht die Notwendigkeit einer Abschirmung des HERMES-Detektors?
- Muß die Möglichkeit einer Überwachung des Protonuntergrundes während des HERMES-Experiments geschaffen werden?

3.2 Experimenteller Aufbau

Sämtliche Komponenten des HTE waren auf einer Plattform oberhalb des Strahlrohrs montiert. Zur Bestimmung der Trajektorie eines gestreuten Teilchens dienten ein Vertexkammermodul (VC) und jeweils ein Vorwärts- (FC) und Rückwärtskammermodul (BC). Energie und Signatur wurden durch ein aus 4×4 Bleiglasblöcken bestehendes Kalorimeter (CALO) und durch vier Szintillatorhodoskope (HODO) festgelegt; weiterhin war zwischen Vertex- und Vorwärtskammer ein Triggerszintillator positioniert. Abbildung 3.1 zeigt den Nachweis eines gestreuten Elektrons durch die installierten Detektoren. Zur Bestimmung der Signatur eines Ereignisses standen vier Signale zur Verfügung:

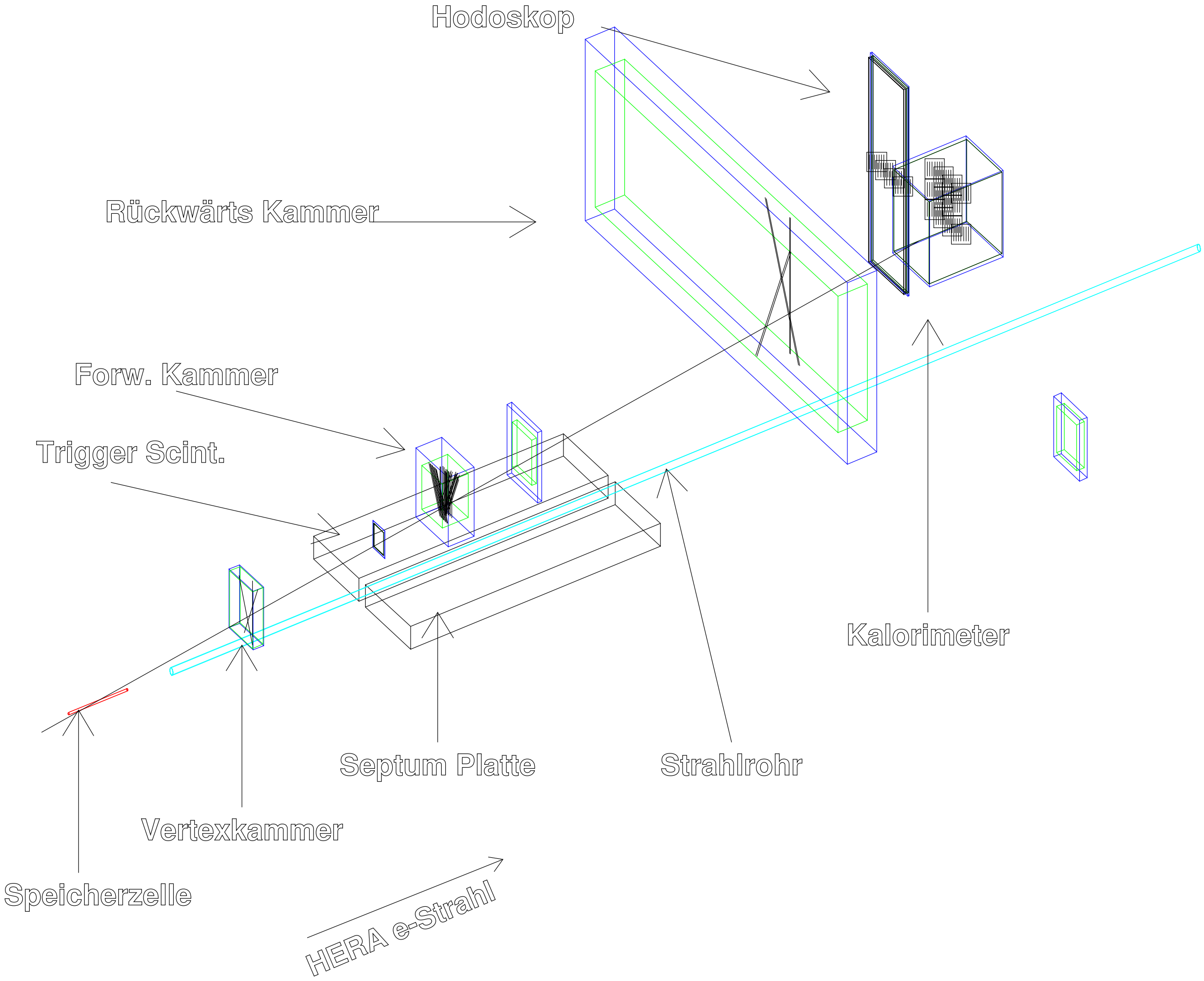


Abbildung 3.1: Nachweis eines gestreuten Leptons im HTE

- **A:** Ein auf elektroninduzierte Ereignisse kalibriertes HERA-Clock-Signal (siehe Kapitel 3.3)
- **B:** Das Signal des im Targetbereich installierten Triggerszintillators
- **C:** Die Summe der 16 Kalorimetersignale
- **D:** Das logische ODER der vier Hodoskopsignale

Aus diesen Elementen wurde in frei wählbarer Kombination ein Koinzidenzsignal gebildet, welches den Trigger auslöste. Da im HERMES-Experiment ein dem Triggerszintillator vergleichbares Modul nicht vorgesehen ist, kommt die Kombination ACD der HERMES-Signatur am nächsten.

Die für die Untersuchung des protoninduzierten Untergrunds relevanten Komponenten des HTE sind in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Neben den Detektor-Prototypen wurden Szintillatormodule verschiedener Größe verwendet, die an verschiedenen Positionen im Bereich des HTE und im Tunnel installiert wurden. Diese bestanden aus

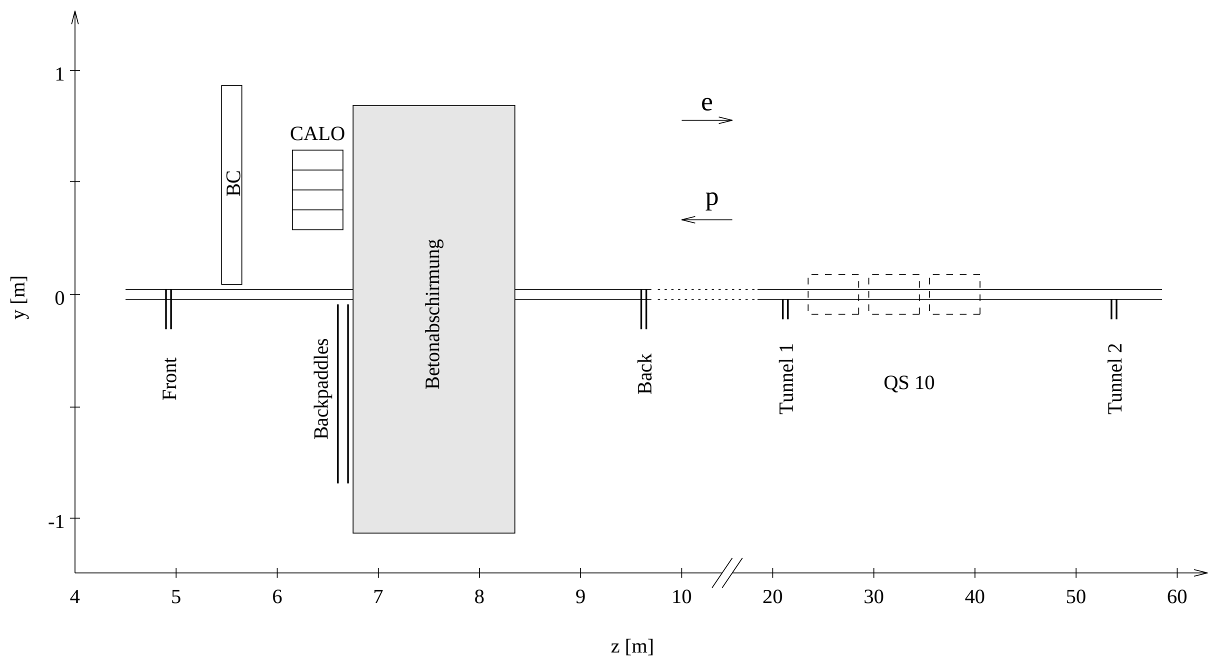


Abbildung 3.2: Seitenansicht der Protonseite des HTE

jeweils zwei aufeinanderfolgenden Szintillatorplatten der Dicke 1 cm, welche über Photomultiplier ausgelesen wurden. Weiterhin wurde der Einfluß des Protonuntergrunds auf Kalorimeter und Driftkammer beobachtet. Tabelle 3.1 zeigt die aktive Fläche der betrachteten Detektoren und die Position des Detektormittelpunkts. Alle Angaben beziehen sich auf das rechtshändige HERMES-Koordinatensystem mit Ursprung am Wechselwirkungspunkt und z-Achse in Richtung des Elektronstrahls.

Detektor	Aktive Fläche [m^2]	x [m]	y [m]	z [m]
FS (Front Szintillator) nah	0,40×0,15	-0,72	-0,10	4,90
fern		-0,50	-0,76	6,62
BS (Back Szintillator) nah	0,40×0,15	-0,72	-0,10	9,60
fern		-0,50	-0,76	9,60
BC (Back Chamber)	0,96×0,66	-0,24	0,50	5,55
CALO (Kalorimeter)	0,36×0,36	-1,03	0,43	6,5
BP (Back Paddles)	1,75×0,80	-0,72	-0,44	6,65
TS1 (Tunnel Szintillator 1)	0,40×0,065	-0,72	-0,10	26,0
TS2 (Tunnel Szintillator 2)	0,40×0,065	-0,72	-0,10	61,5

Tabelle 3.1: Geometrie der Detektoren

Um die Effizienz einer möglichen Abschirmung des HERMES-Experiments zu studieren, wurde auf der Protonseite des HTE eine 1,6 m dicke Betonwand aufgebaut, was einer Abschirmung durch vier hadronische Wechselwirkungslängen entspricht. Das auf einem Fahrtisch montierte Kalorimeter befand sich bei den durchgeführten Messungen stets hinter der Abschirmung. Durch zwei weitere Bleiglasblöcke, die innerhalb bzw. außerhalb des abgeschirmten Bereichs positioniert wurden, konnte die Auswirkung der Schutzwand auf das Kalorimeter beobachtet werden.

Insgesamt wurden zur Untersuchung des Protonuntergrunds fünf Szintillatormodule verwendet, welche unterschiedlichen Aufgaben dienten:

Protonszintillatoren (FS und BS) Die Front- und Back-Szintillatoren (Protonszintillatoren) sind identisch aufgebaut und bestehen aus je zwei aufeinanderfolgenden Szintillatorplatten der Fläche (40×15) cm^2. Sie dienen hauptsächlich dazu, den Unterschied in der protoninduzierten Untergrundrate vor und hinter der Abschirmwand zu bestimmen. Durch den Vergleich mit den absoluten Raten in anderen Szintillatoren können außerdem Rückschlüsse auf die Multiplizität der Untergrundschauer gezogen werden.

Um die Abhängigkeit der Untergrundrate und der Abschirmwirkung vom Abstand zum Protonstrahlrohr untersuchen zu können, wurden die Messungen an den FS und BS an zwei verschiedenen, als „nah“ und „fern“ bezeichneten Positionen durchgeführt.

Backpaddles (BP) Die Backpaddles bestehen aus zwei Szintillatorplatten der Fläche (175×80) cm^2, die in einem Abstand von ca. 5 cm hinter der Abschirmwand angeordnet sind. Sie sind direkt unter dem Protonstrahlrohr positioniert und decken etwa die halbe Akzeptanz des HERMES-Experiments ab. Dadurch eignen sie sich, die zu erwartende totale Protonuntergrundrate abzuschätzen.

Tunnel-Szintillatoren (TS1 und TS2) Die Tunnel-Szintillatoren bestehen aus zwei identischen Paaren von Szintillatorplatten mit einer aktiven Fläche von $(40 \times 6,5)$ cm^2. Sie sind im HERA-Tunnel jeweils vor bzw. hinter den QS10-Magneten angeordnet, welche im Fall von Strahl-Wand-Wechselwirkungen potentielle Streuzentren darstellen. Durch den Vergleich der Raten in den beiden Module kann daher ein mögliches Streuen an Aperturbegrenzungen erkannt werden.

3.3 Datenauslese

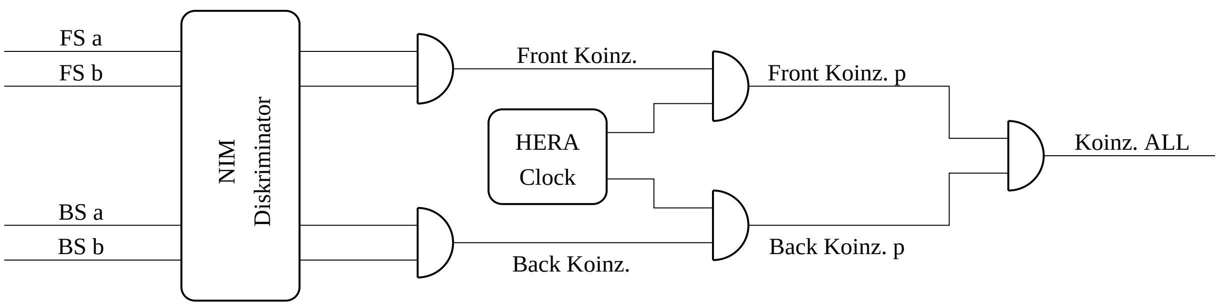


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Szintillatorauslese

Die Ausleselogik der Szintillatoren zur Messung des Protonuntergrunds ist in Abbildung 3.3 am Beispiel der Front- und Back-Szintillatoren dargestellt. Die Analogsignale der Photomultiplier werden durch einen LeCroy 820 Diskriminator in logische NIM-Signale von 20 ns Länge umgewandelt. Die Schwellenspannung wurde dabei auf einen Wert knapp oberhalb des Rauschniveaus eingestellt. Anschließend wird durch ein LeCroy 622 Logikmodul das logische UND der beiden Signale eines Szintillatormoduls gebildet, wobei die Länge das Ausgangssignals wiederum 20 ns beträgt. Durch das Fordern einer zeitlichen Koinzidenz wird die Rauschrate weiter reduziert.

Um auch im Luminositätsbetrieb Informationen über protoninduzierte Signale zu erhalten, müssen diese von elektroninduzierten Signalen getrennt werden. Dies geschieht durch eine weitere Koinzidenz mit dem HERA-Clock-Signal, welches an die synchronisierten Fokussierungsfrequenzen des HERA-Rings gekoppelt ist. An den z-Positionen der Proton-Szintillatoren sind die Elektron- und Protonbunche zeitlich getrennt (siehe Abschnitt 4.2.1). Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, kann daher durch das HERA-Clock-Signal ein Zeitfenster gesetzt werden, welches ausschließlich protoninduzierte Signale selektiert. Schließlich werden die resultierenden Signale für das Front- und das Back-Modul in zeitliche Koinzidenz gesetzt, was einem gleichzeitigen Ereignis in allen vier Szintillatoren entspricht.

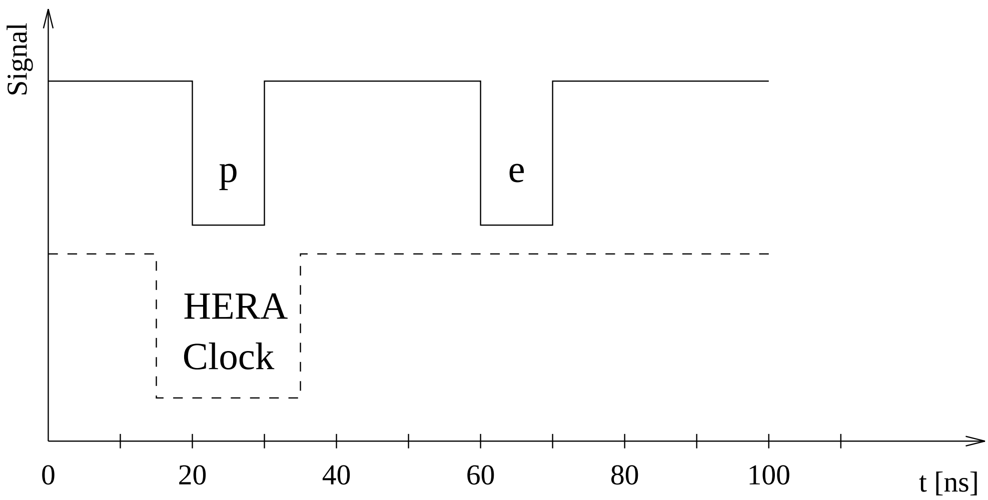


Abbildung 3.4: Selektion protoninduzierter Signale durch ein HERA-Clock-Zeitfenster

Die Signalraten in den beschriebenen Koinzidenzstufen wurden durch einen CAMAC-Scaler in die HTE-Datenauslese integriert. Zur Analyse protoninduzierter Untergrundereignisse standen damit folgende Signale zur Verfügung:

- **Front-Szintillator a und b:** Einzelraten der Front-Szintillatoren
- **Back-Szintillator a und b:** Einzelraten der Back-Szintillatoren
- **Front Koinzidenz:** Koinzidenzrate der Front-Szintillatoren
- **Back Koinzidenz:** Koinzidenzrate der Back-Szintillatoren
- **Front Koinzidenz p:** Front Koinzidenz mit Proton-Zeitfenster

- **Back Koinzidenz p:** Back Koinzidenz mit Proton-Zeitfenster
- **Koinzidenz ALL:** Koinzidenzrate aller vier Szintillatoren

Die Bezeichnungen für Backpaddles und Tunnel-Szintillatoren ergeben sich analog. Neben den Signalraten wurden auch Signalhöhe (ADC) und Zeitspektrum (TDC) der Protonszintillatoren aufgenommen. Diese Messungen dienten jedoch nur Kalibrationszwecken und werden daher im folgenden nicht näher betrachtet.

3.4 Ergebnisse

Am HTE wurden während der HERA-Strahlperiode von März bis Oktober 1994 Messungen durchgeführt. Dabei wurde der Einfluß protoninduzierter Ereignisse sowohl auf die für diesen Zweck installierten Szintillatoren als auch auf die Detektorprototypen untersucht. Die Resultate sind im folgenden dargestellt.

3.4.1 Protonszintillatoren

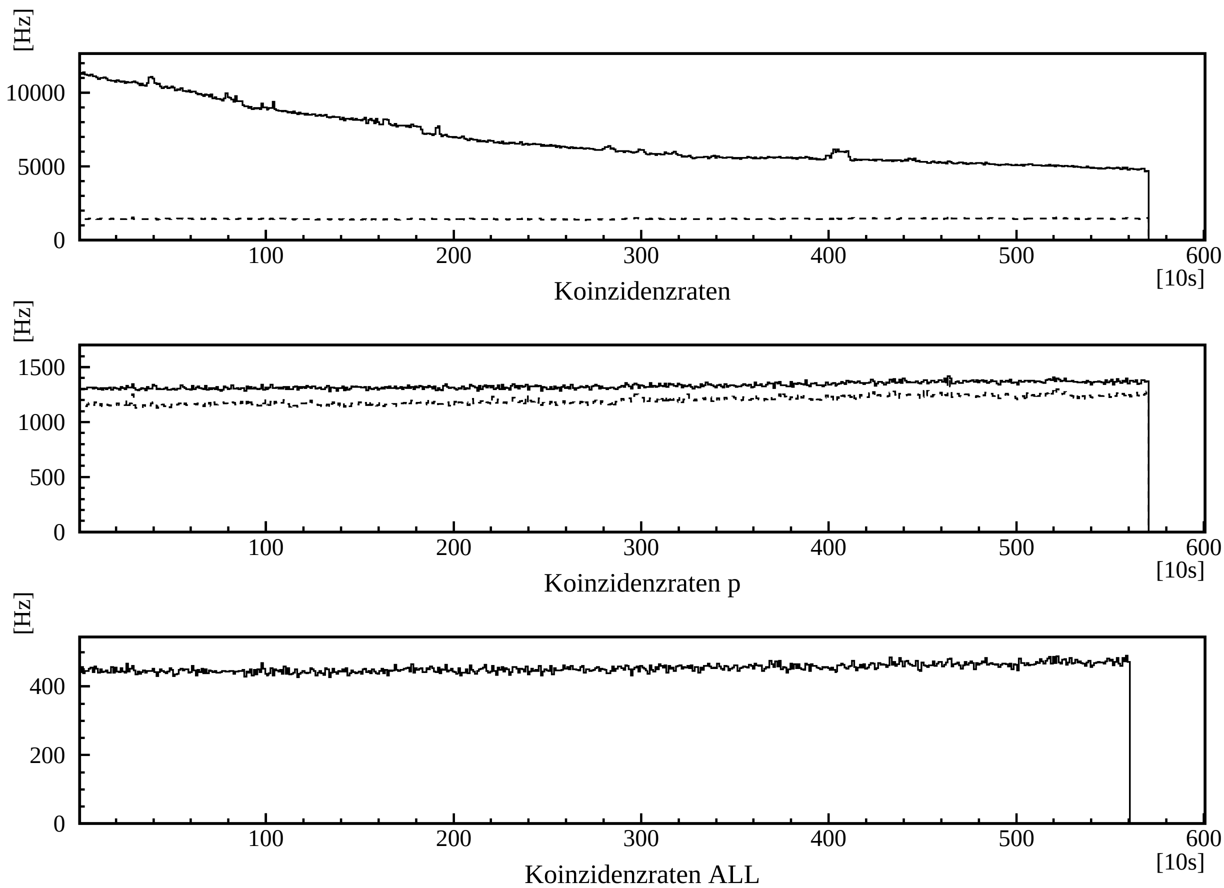


Abbildung 3.5: Koinzidenzraten (— Front, - - - Back) der Protonszintillatoren in strahlnaher Position bei Luminositätsbetrieb ($I_p = 30$ mA, $I_e = 10$ mA $\rightarrow$ 5 mA)

Abbildung 3.5 zeigt die über die Zeit aufgetragenen Koinzidenzraten der Protonszintillatoren in strahlnaher Position unter typischen Luminositätsbedingungen. Im betrachteten Zeitintervall von ca. 90 Minuten kann der Protonenstrom von $I_p = 30$ mA als konstant betrachtet werden, wogegen der Elektronenstrom I_e aufgrund der geringeren Lebensdauer des Elektronstrahls von 10 mA auf 5 mA abfällt.

Im oberen Histogramm sind die totalen Koinzidenzraten der Front- und Backszintillatoren ohne Filterung durch ein Zeitfenster dargestellt. Die Rate der Frontszintillatoren fällt exponentiell mit der Zeit und liegt deutlich über der zeitlich konstanten Rate der Backszintillatoren. Dies läßt auf eine klare Sensitivität der Frontszintillatoren gegenüber elektroninduzierten Ereignissen schließen, wogegen die Backszintillatoren aufgrund der Abschirmung ausschließlich protoninduzierte Signale liefern.

Die durch ein HERA-Clock-Zeitfenster gefilterten Koinzidenzdaten sind im mittleren Histogramm aufgetragen. Während die Back-Rate durch die Filterung praktisch unverändert bleibt, ist die Front-Rate deutlich vermindert und zeitlich konstant. Dies demonstriert die Unterdrückung elektroninduzierter Signale und damit die Funktionsfähigkeit des HERA-Clock-Zeitfensters. Durch die Analyse der Raten im Zeitfenster können daher auch bei Luminositätsbetrieb Aussagen über den Protonuntergrund getroffen werden.

Das untere Histogramm schließlich zeigt die ungefilterte Koinzidenzrate aller vier Protonszintillatoren, welche im betrachteten Zeitraum konstant ist. Dadurch wird erneut die Absorption elektroninduzierter Ereignisse durch die Abschirmwand bestätigt. Protoninduzierte Teilchenschauer genügend hoher Energie dagegen können die Betonwand durchdringen und Signale in allen vier Protonszintillatoren auslösen.

Eine weitergehende Interpretation der Signalraten in den Protonszintillatoren ist durch die in Abbildung 3.6 dargestellten Histogramme möglich, welche verschiedene Koinzidenzraten in Relation zueinander setzen.

Zur Veranschaulichung des Einflusses der Abschirmung ist im oberen Histogramm das Verhältnis der protoninduzierten Koinzidenzraten vor und hinter der Betonwand aufgetragen. Dieses ist über den betrachteten Zeitraum mit ca. 0,9 konstant, was gleichbedeutend ist mit einer etwa gleich großen Zählrate in den beiden Modulen. Dieses Ergebnis konnte für alle Messungen in strahlnaher Position reproduziert werden und zeigt, daß die Abschirmwand die Rate von unter kleinem Winkel gestreuten Teilchen nicht reduziert. Die geringfügig höhere Rate der Frontszintillatoren kann durch das Entstehen von Teilchenschauern in der Betonwand erklärt werden.

Das mittlere Histogramm zeigt das Verhältnis der Koinzidenzrate in den Backszintillatoren zur Koinzidenzrate aller vier Protonszintillatoren. Ein Anteil von ca. 1/3 der protoninduzierten Schauer weist eine genügend hohe Energie bzw. Multiplizität auf, um gleichzeitig Signale in Front- und Backmodul auszulösen.

Um eine quantitative Analyse der elektroninduzierten Ereignisse zu ermöglichen, ist im unteren Histogramm die totale Rate der Frontszintillatoren abzüglich der protoninduzierten Rate aufgetragen. Es ergibt sich eine Signalrate von $f_e \approx 1000$ Hz/mA.

Bezüglich der protoninduzierten Ereignisse läßt sich aus den obigen Histogrammen eine Signalrate von $f_p \approx 40$ Hz/mA für die strahlnahe Position der Protonszintillatoren bestimmen. Dieser Wert zeigt jedoch eine starke Abhängigkeit von Parametern des HERA-Protonrings, wie z.B. der Feinsteuerung des Strahls, der Güte des Vakuums und des CO_2-Gehalts des Restgases. Unter Berücksichtigung der Abschirmung der primären

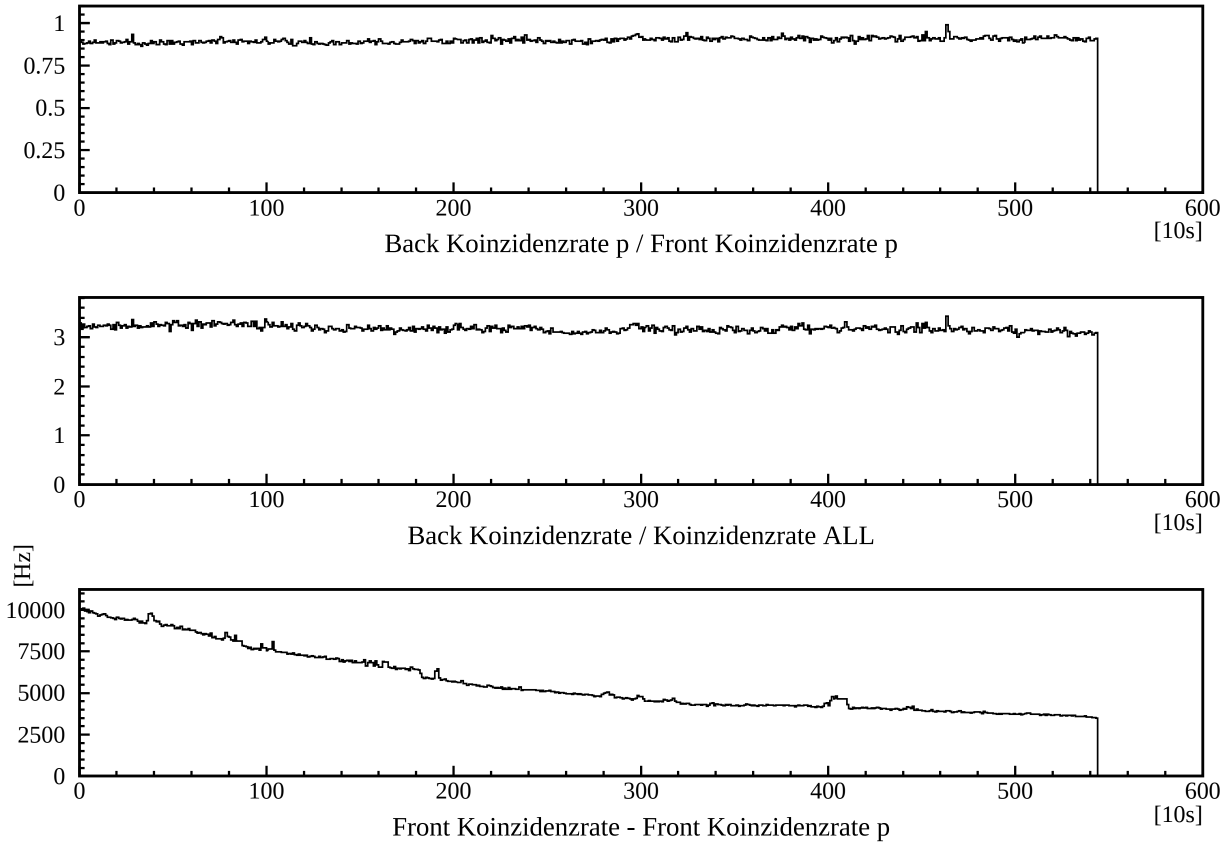


Abbildung 3.6: Relative Koinzidenzraten der Protonszintillatoren in strahlnaher Position bei Luminositätsbetrieb ($I_p = 30$ mA, $I_e = 10$ mA $\rightarrow$ 5 mA)

Untergrundschauer durch die Strahlmagnete ist dieser Wert jedoch mit der theoretischen Abschätzung von 100 Hz/mA (siehe Abschnitt 2.5.2) vereinbar.

Die Messungen mit den Protonszintillatoren in strahlferner Position erbrachten zwei wesentliche Unterschiede zur strahlnahen Geometrie. Diese sind aus den in Abbildung 3.7 dargestellten Signalraten ersichtlich.

Ein Vergleich der Raten vor (Back) und hinter (Front) der Abschirmung zeigt eine Reduzierung der protoninduzierten Signalrate um ca. einen Faktor 5. Der unter größeren Winkeln gestreute, elektromagnetische Protonuntergrund wird demnach zu einem großen Teil von der Betonwand absorbiert. Ein weiterer Unterschied zeigt sich in der absoluten Signalrate vor der Abschirmung, die in strahlferner Position lediglich $f_p \approx 25$ Hz/mA beträgt.

Die bisher angeführten Messungen wurden ausschließlich bei stabilem Protonenbetrieb durchgeführt. In der Injektionsphase des HERA-Protonenrings oder durch den Einfluß des HERA-B-Experiments können deutlich höhere Signalraten auftreten.

Wie in Abschnitt 2.4 bereits erläutert, kommt es bei der Einspeisung und Beschleunigung der Protonen in den HERA-Ring zu Strahlverlusten, welche im Bereich des HERMES-Experiments kurzzeitig sehr hohe Untergrundraten induzieren. Ein Beispiel für die in den Protonszintillatoren auftretenden Koinzidenzraten in dieser Phase ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Insbesondere während der Injektion treten Raten von mehre-

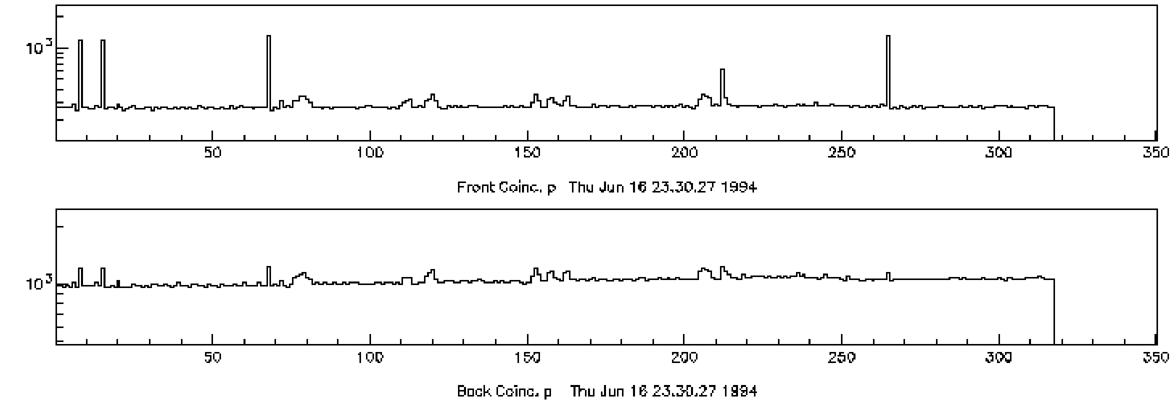


Abbildung 3.7: Koinzidenzraten der Protonszintillatoren in strahlferner Position (I_p= 39 mA, Injektion e^-)

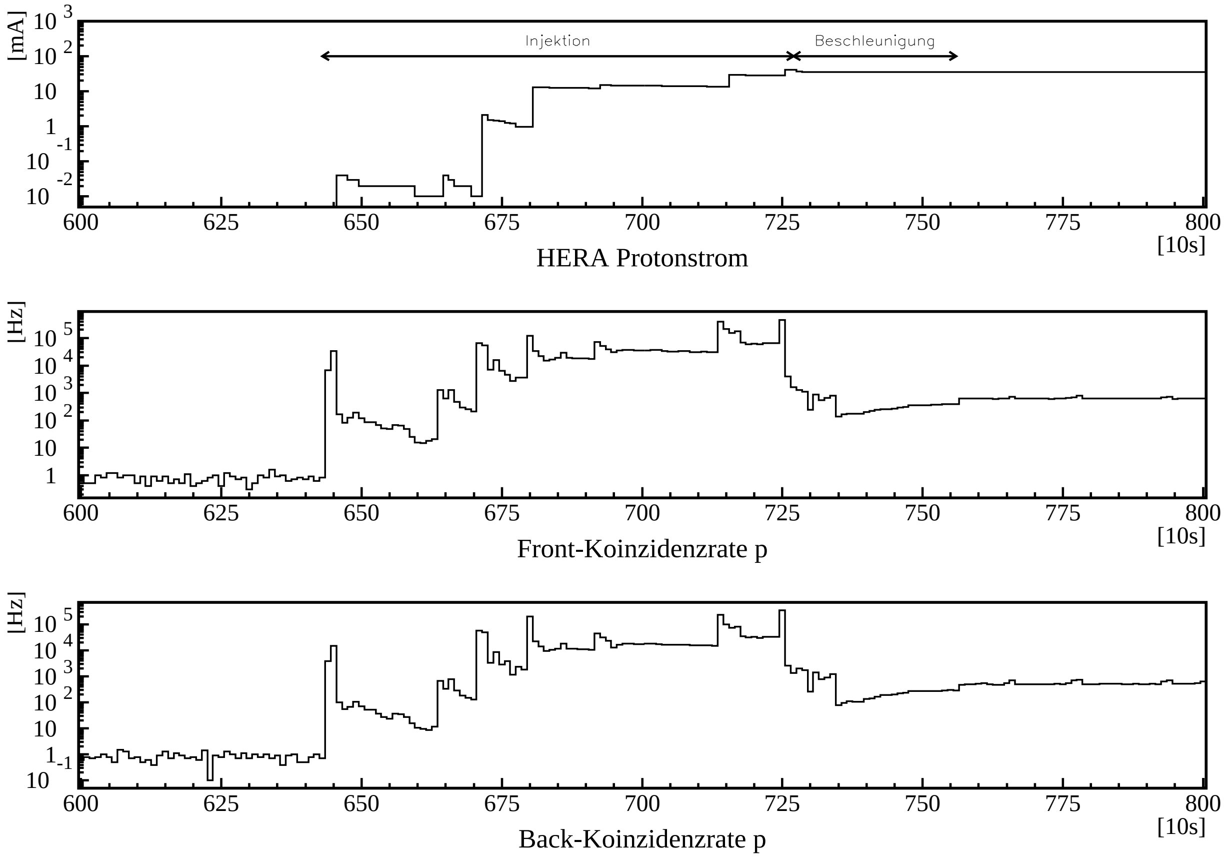


Abbildung 3.8: Koinzidenzraten der Protonszintillatoren (strahlnahe Position) in der Injektions- und Beschleunigungsphase

ren hundert kHz auf; teilweise wurden sogar Werte bis zu einigen MHz beobachtet. Es ist demnach unabdingbar, den HERMES-Detektor bis zum Erreichen stabiler Lumionositätsbedingungen nicht zu aktivieren und das Kalorimeter in die strahlferne Position zu fahren. Dennoch kann die auftretende Strahlenbelastung zu einer beschleunigten Alterung der Bleiglasblöcke führen.

Das HERA-B-Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, CP-Verletzungen im System der B-Mesonen zu studieren. Die hierzu notwendige Wechselwirkungsrate von mehr als 30 MHz wird durch das Einführen von vier drahtförmigen Aluminium-Targets in den Halo des Protonstrahls erreicht, was zu einer Erhöhung der Protonverlustrate um 10–20 % führt. Ist der Abstand des HERA-B-Targets zum Strahlmittelpunkt kleiner als die Aperturbegrenzung durch die Protonkollimatoren, so können die gestreuten Teilchen zu einer Verschlechterung der Untergrundbedingungen im HERMES-Detektor führen.

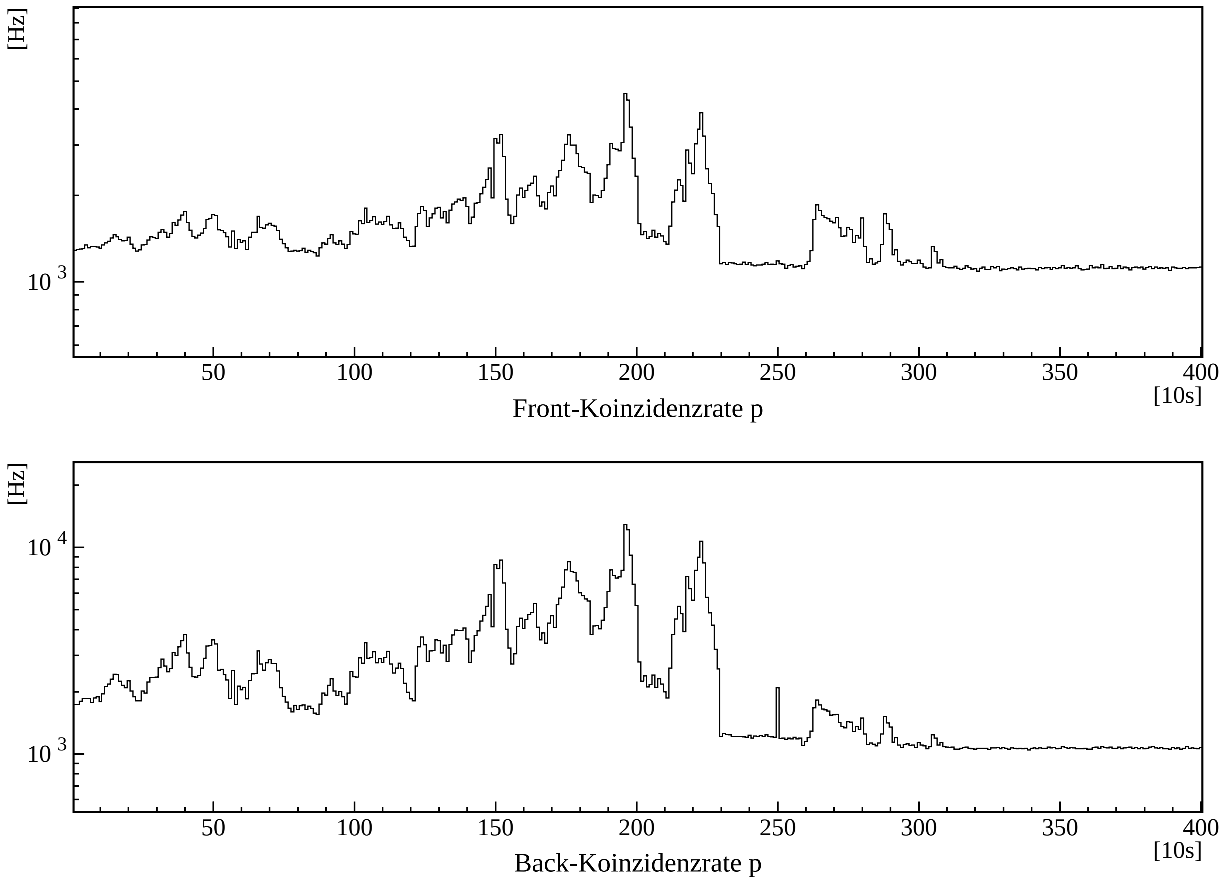


Abbildung 3.9: Koinzidenzraten der Protonszintillatoren (strahlnahe Position) unter Einfluß des HERA-B-Targets (I_p = 35 mA)

Innerhalb der HERA-Strahlperiode 1994 wurden erste Tests mit dem HERA-B-Target durchgeführt. Abbildung 3.9 zeigt den dabei beobachteten Einfluß auf die Protonszintillatoren bei einem Protonenstrom von $I_p = 35$ mA. Man erkennt deutlich eine Erhöhung der Signalraten um bis zu eine Größenordnung im Vergleich zu ungestörten Strahlbedingungen. Obwohl hieraus kein Schluß auf die Bedingungen bei stabilem Betrieb des HERA-B-Experiments gezogen werden kann, erscheint eine weitere Beobachtung wünschenswert.

3.4.2 Backpaddles

Ein Beispiel für die mit den Backpaddles unter typischen Luminositätsbedingungen gemessenen Signalraten ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Koinzidenzrate im Elektron-

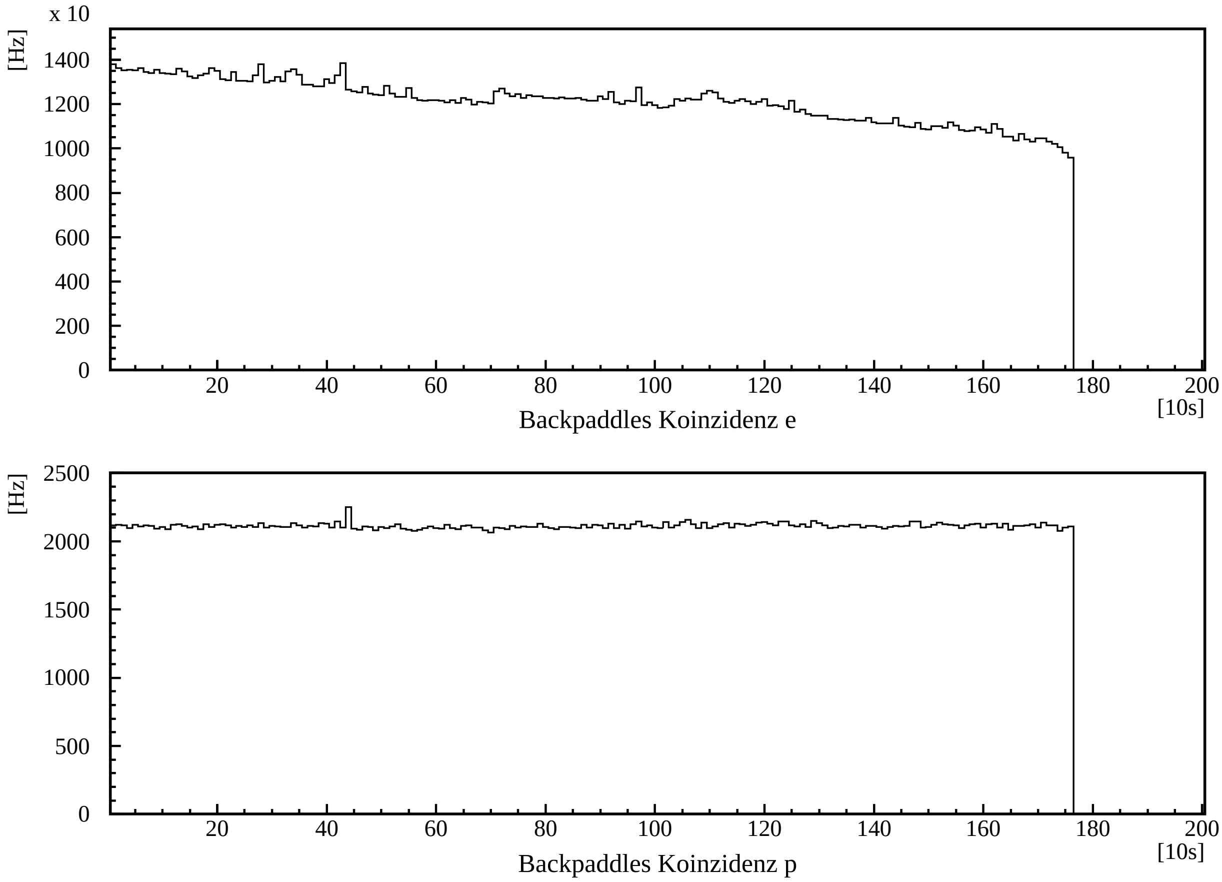


Abbildung 3.10: Koinzidenzraten der Backpaddles bei Luminositätsbetrieb (I_p= 39 mA, I_e= 14 mA $\rightarrow$ 10 mA)

Zeitfenster ist wiederum mit dem exponentiellen Abfall des Elektronstroms korreliert, wogegen die Rate im Proton-Zeitfenster dem Protonstrom entsprechend konstant ist. Normiert auf die jeweiligen Ströme im HERA-Ring ergeben sich Werte von f_e = 1000 Hz/mA und f_p = 50 Hz/mA. Ein Vergleich mit den protoninduzierten Signalraten in den Protonszintillatoren (siehe 3.4.1) zeigt, daß die Backpaddles trotz ihrer um einen Faktor 23 größeren aktiven Fläche eine um lediglich 25 % höhere Rate pro mA Protonstrom aufweisen. Dies ist ein weiteres Indiz für die hohe Multiplizität der Untergrundschauer und zeigt, daß die in den Backpaddles auftretende protoninduzierte Signalrate eine gute Abschätzung für die im HERMES-Experiment zu erwartenden Werte darstellt.

3.4.3 Tunnelszintillatoren

Die mit Hilfe der Protonszintillatoren und der Backpaddles gemessenen Signalraten sind in guter Übereinstimmung mit dem ausschließlichen Auftreten von Strahl-Gas-Ereignissen. Eine weitere Überprüfung dieser Schlußfolgerung ist durch die protoninduzierten Koinzidenzraten in den Tunnelszintillatoren möglich. Da die z-Position der Module die Filterung der Signale durch ein Zeitfenster nicht zuließ, wurden die Messungen bei Nur-Protonen-Betrieb durchgeführt.

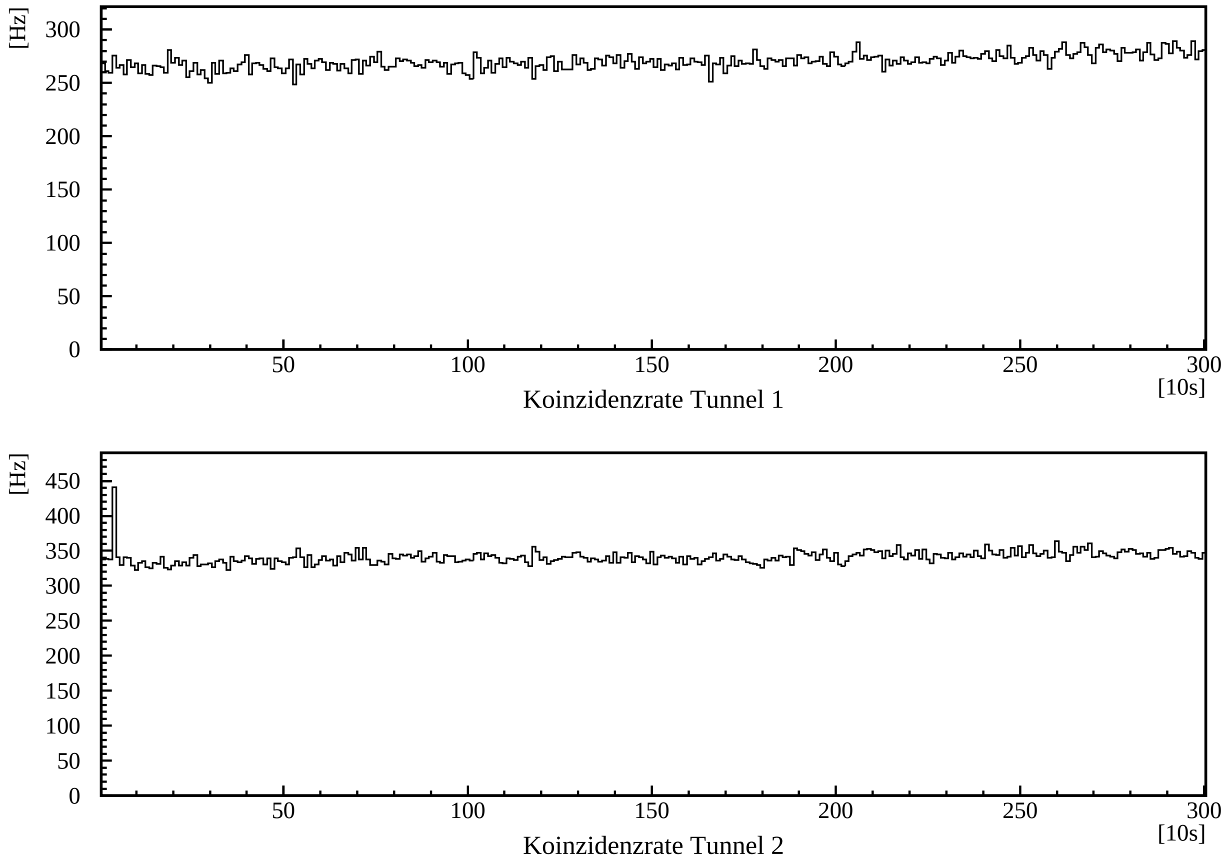


Abbildung 3.11: Koinzidenzraten der Tunnelszintillatoren bei Protonenbetrieb ($I_p = 39$ mA)

In Abbildung 3.11 sind die Signale in den Tunnelszintillatoren 1 und 2 bei einem Protonstrom von $I_p = 39$ mA aufgetragen. Bei Auftreten von Strahl-Wand-Ereignissen sollte die Rate im hinter den aperturbegrenzenden QS10-Magneten positionierten Modul Nr. 1 deutlich über der in Modul Nr. 2 liegen. Die Messung zeigt jedoch keine signifikante Differenz; vielmehr ist die Rate hinter den Quadrupolen um ca. 20 % geringer. Dieses Ergebnis läßt auf Strahl-Gas-Ereignisse als einzig relevante Quelle für den protoninduzierten Untergrund schließen, wobei die QS10-Halbquadrupole als Absorber wirken.

3.4.4 Detektorkomponenten und Trigger

Von den im HTE installierten Detektorprototypen wurden die Rückwärtskammer und das Kalorimeter herangezogen, um weitere Informationen über den protoninduzierten Untergrund zu erhalten. Die Driftkammer diente dabei zur Bestimmung von Multiplizität und räumlicher Ausdehnung der Untergrundschauer, wogegen das Kalorimeter Informationen zu protoninduzierten Triggern lieferte. Beide Module lagen innerhalb des durch die Betonwand abgeschirmten Bereichs.

Die Clustermultiplizität im akiven Bereich der Rückwärtskammer ist Abbildung 3.12 dargestellt, wobei durch ein Zeitfenster ausschließlich protoninduzierte Ereignisse selektiert wurden. Die gemessene Verteilung hat den Erwartungswert 12 bei einer Halbwertsbreite von 7,5. Die horizontale Verteilung der Schauerteilchen hat ihr Maximum oberhalb

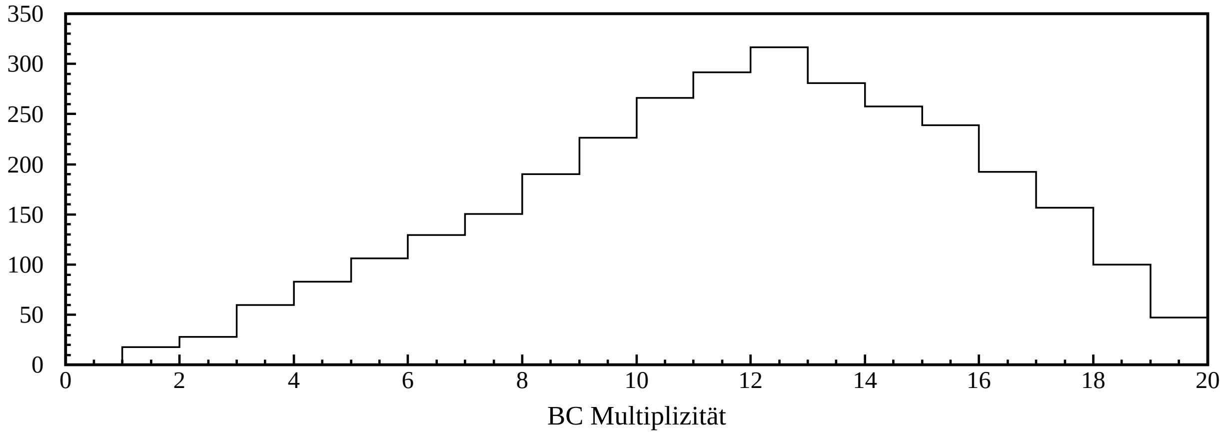


Abbildung 3.12: Clustermultiplizität im BC-Prototyp

des Protonstrahlrohrs und fällt mit einer Halbwertsbreite von 0,8 m ab.

Bei der Installation der 16 Kalorimeterblöcke waren die Hochspannungen der Photomultiplier nicht kalibriert und abgeglichen. Deshalb wurden zu einem späteren Zeitpunkt zwei weitere Blöcke innerhalb bzw. außerhalb des abgeschirmten Bereichs positioniert, was die Bestimmung der Korrelation zwischen Diskriminatorschwelle und deponierter Energie zu

$$E_{CALO} \approx -2,9 \cdot U_{Schwelle} \text{ GeV/V}$$

ermöglichte. Außerdem konnte mit Hilfe der kalibrierten Blöcke der Einfluß der Betonabschirmung auf den Protonuntergrund im Kalorimeter untersucht werden. Dabei wurde bei einer Schwellenspannung von $U_{Schwelle} = -200$ mV ($\equiv 0,4$ GeV) im nicht abgeschirmten Modul eine um einen Faktor 20 höhere Rate registriert.

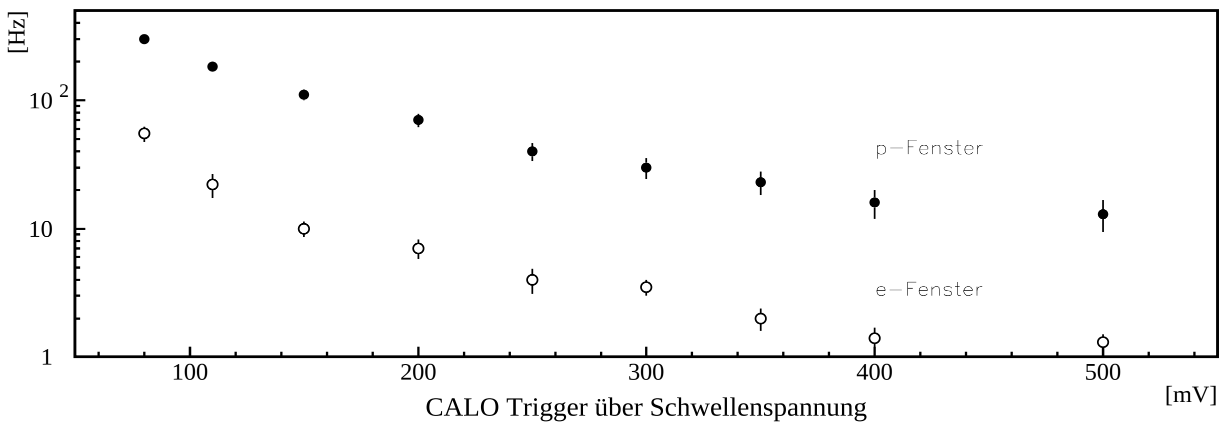


Abbildung 3.13: Kalorimetertriggerrate im e- und p-Zeitfenster bei Luminositätsbetrieb (I_p= 39 mA, I_e= 8 mA)

Abbildung 3.13 zeigt die Triggerrate des Kalorimeters bei Luminositätsbetrieb in Abhängigkeit von der Schwellenspannung, wobei das Zeitfenster auf proton- ($\bullet$) bzw. elektroninduzierte ($\circ$) Ereignisse gesetzt wurde. Bei der für das HTE typischen Kalorimeterschwelle von $U_{Schwelle} = -200$ mV liegt die auf den Strahlstrom normierte Untergrundrate für protoninduzierte Ereignisse mit $f_p = 1,8$ Hz/mA deutlich über der elektroninduzierten Rate von $f_e = 0,88$ Hz/mA. Das Hinzuschalten des Hodoskopsignals zur Triggerkoinzidenz senkt die protoninduzierte Triggerrate um lediglich 10 %, wogegen sie durch das Erfordern eines Signals im Triggerszintillator fast vollständig unterdrückt wird. Da letztere Möglichkeit im HERMES-Experiment jedoch nicht zum Einsatz kommt, ist die Zeitstruktur des Protonuntergrunds der entscheidende Faktor bei der Unterdrückung protoninduzierter Trigger.

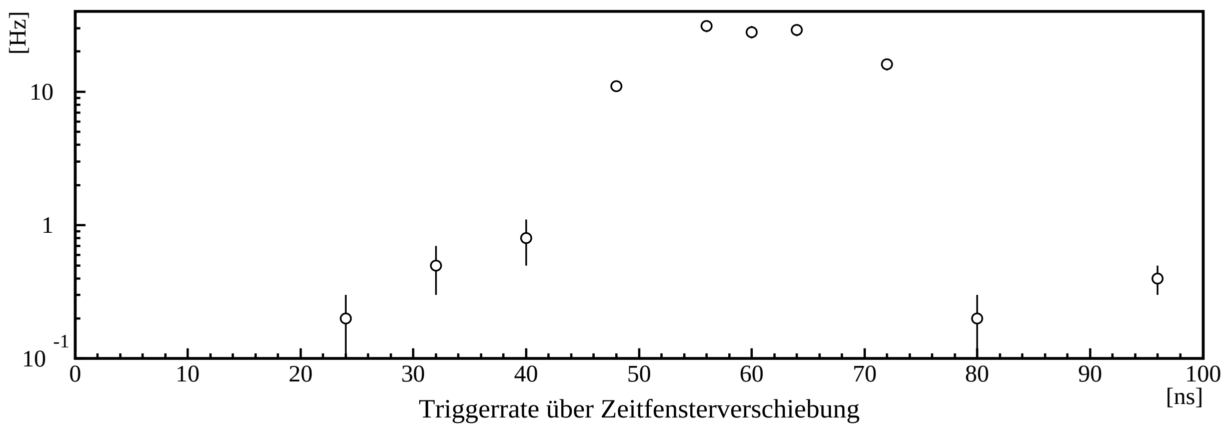


Abbildung 3.14: Kalorimetertriggerrate über Zeitfensterverschiebung bei Nur-Protonen-Betrieb (I_p= 44 mA)

Die Triggerrate im Kalorimeter in Abhängigkeit von der Verschiebung Δt des HERA-Clock-Zeitfensters bei Nur-Protonen-Betrieb ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Schwellenspannung beträgt $U_{Schwelle} = -270$ mV; $\Delta t = 0$ entspricht der Selektierung elektroninduzierter Ereignisse. Man erkennt deutlich das Ansteigen der Rate bis zu einem Maximalwert bei $\Delta t \approx 60$ ns, dem theoretischen Abstand der Elektron- und Protonbunche an der Kalorimeterposition $z = 6,5$ m. Die protoninduzierten Trigger werden jedoch auch an der Zeitfensterposition $\Delta t = 0$ nicht vollständig unterdrückt und schwanken je nach Strahlbedingungen zwischen 2 und 40 mHz pro mA Protonstrom. Eine Interpretation dieser außerhalb der erwarteten Bunchstruktur auftretenden Ereignisse ist durch das in Abbildung 3.15 dargestellte Zeitspektrum der Kalorimetertrigger möglich. In ihm erkennt man das Auftreten von Seitenbunchen bei $\Delta t = n \cdot 19,2$ ns, wobei Teile des zweiten und dritten Seitenbunches an der Kalorimeterposition innerhalb des Elektronzeitfensters liegen.

Der auf die Gesamtintensität des Protonstrahls bezogene Anteil der in den Seitenbunchen gespeicherten Protonen weist bei der Untersuchung verschiedener Protonfüllungen starke Schwankungen auf und liegt typischerweise bei wenigen Prozent. Wie aus den durchgeführten Messungen hervorgeht, können außerhalb des Hauptbunches gespeicherte Protonen zur unerwünschten Auslösung des HERMES-Triggers führen, wodurch sie eine potentielle Gefahr für das HERMES-Experiment darstellen. Es erscheint daher erforderlich, die Möglichkeit einer permanenten Überwachung der Zeitstruktur des Protonstrahls zu schaffen.

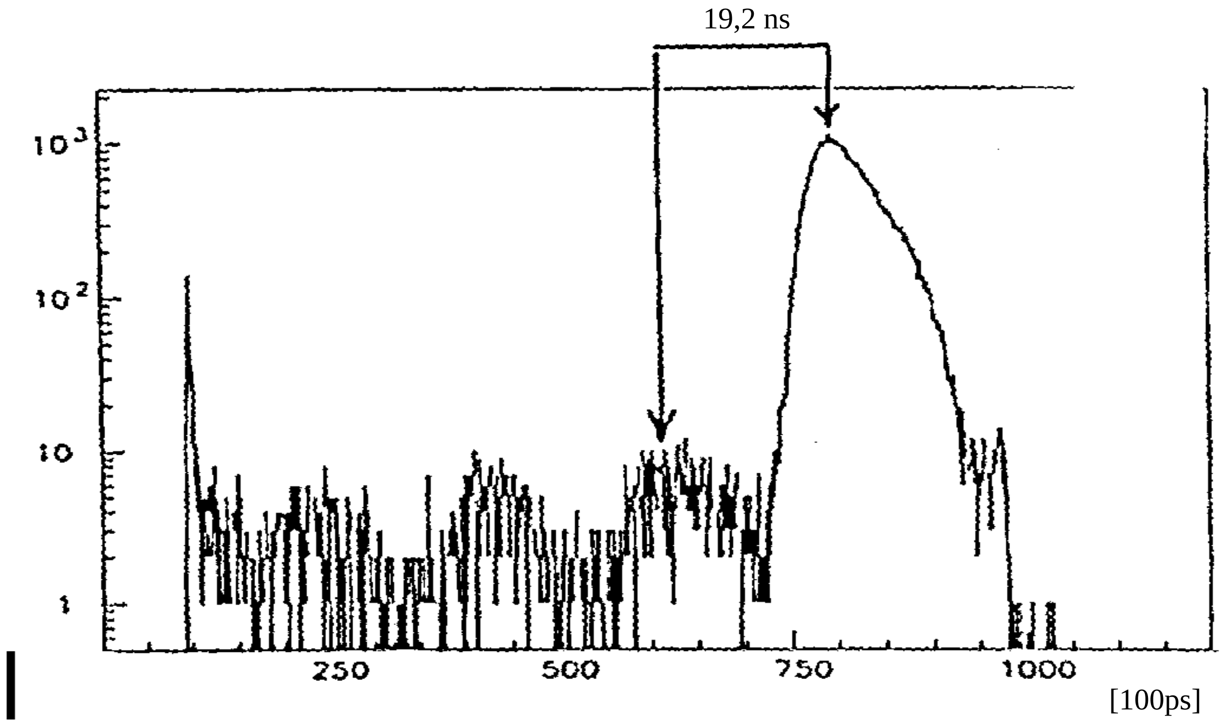


Abbildung 3.15: Zeitspektrum der Kalorimetertrigger bei Nur-Protonen-Betrieb

3.5 Schlußfolgerungen

Die am HTE durchgeführten Messungen bezüglich des protoninduzierten Untergrunds lassen die folgenden Schlußfolgerungen zu:

- Der Protonuntergrund entsteht durch Wechselwirkung des Protonstrahls mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr, wobei Teilchenschauer von hoher Multiplizität entstehen. Ein relevanter Beitrag durch Streuung des Strahls an Aperturbegrenzungen konnte nicht festgestellt werden.

- Die absolute Rate der in die Akzeptanz des HERMES-Detektors gestreuten Untergrundereignisse beträgt etwa 50 Hz/mA. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Wert von 100 Hz/mA, welcher die Absorption durch die Strahlmagnete nicht berücksichtigt.

- In der Injektionsphase des Protonstrahls treten deutlich erhöhte Untergrundraten von bis zu einigen MHz auf.

- Die Betonabschirmung von 1,6 m Dicke vermindert lediglich die Rate des elektromagnetischen Anteils der Untergrundschauer, welcher in größerem Abstand vom Protonstrahlrohr auftritt. Der Reduzierungsfaktor beträgt ca. 5 bei der Messung mit Szintillatoren (minimal ionisierende Teilchen) und ca. 20 bei Messung mit Bleiglasblöcken.

- Der Großteil der protoninduzierten Trigger kann durch ein HERA-Clock-Zeitfenster unterdrückt werden. Die verbleibende Rate wird durch Proton-Seitenbunche bei $\Delta t = n \cdot 19,2$ ns induziert.

Um 99 % der Gesamtenergie der protoninduzierten Untergrundschauer zu absorbieren, wäre eine Abschirmung durch elf hadronische Wechselwirkungslängen erforderlich, was 1,8 m Eisen bzw. 4,4 m Beton entspricht. Da die absolute Untergrundrate relativ niedrig ist und die Implementierung einer solchen Abschirmung einen hohen technischen Aufwand erfordert hätte, wurde auf einen Einbau verzichtet. Statt dessen wurde zur weiteren Beobachtung des Protonuntergrundes im HERMES-Experiment ein Detektorsystem entworfen und installiert, welches die Möglichkeit einer Überwachung des Protonstrahls und der eventuellen Unterdrückung protoninduzierter Trigger bietet.

Kapitel 4

Entwurf und Aufbau eines Proton-Veto-Detektors

4.1 Anforderungen

Die Ergebnisse des HERMES-Testexperiments (siehe Kapitel 3) ergaben, daß die im Bereich des HERMES-Detektors auftretende protoninduzierte Untergrundrate mit 50 Hz pro mA Protonstrom relativ gering ist und daher auf die Implementierung einer Abschirmung verzichtet werden kann. Um die relevanten Informationen über den Einfluß des Protonstrahls zu erhalten, wird ein als Proton-Veto (pVeto) bezeichnetes Detektorsystem entworfen, welches die folgenden Fähigkeiten aufweisen soll:

- Identifizierung protoninduzierter Schauer
- Messung der absoluten Untergrundrate im Bereich des HERMES-Experiments
- Messung der Zeitstruktur des Protonstrahls und Identifizierung von Seitenbunchen
- Filterung (Veto) protoninduzierter Trigger

4.2 Entwurf

4.2.1 Position

Eine entscheidende Anforderung an den pVeto-Detektor ist die Trennung von elektron- und protoninduzierten Ereignissen. Insbesondere müssen die für den HERMES-Trigger relevanten Seitenbunche des Protonstrahls klar von anderen strahlkorrelierten Signalen zu trennen sein.

Abbildung 4.1 zeigt die z-Position der HERA-Bunche über der Zeit, wobei die Bunchgeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit c entspricht. In Abständen von $n \cdot 14,4$ m vom Wechselwirkungspunkt treffen die Elektron- und Protonbunche zeitlich koinzident ein; bei $z = 7,2$ m sind sie mit $\Delta t = 48$ ns zeitlich maximal separiert. Da der pVeto-Detektor vor

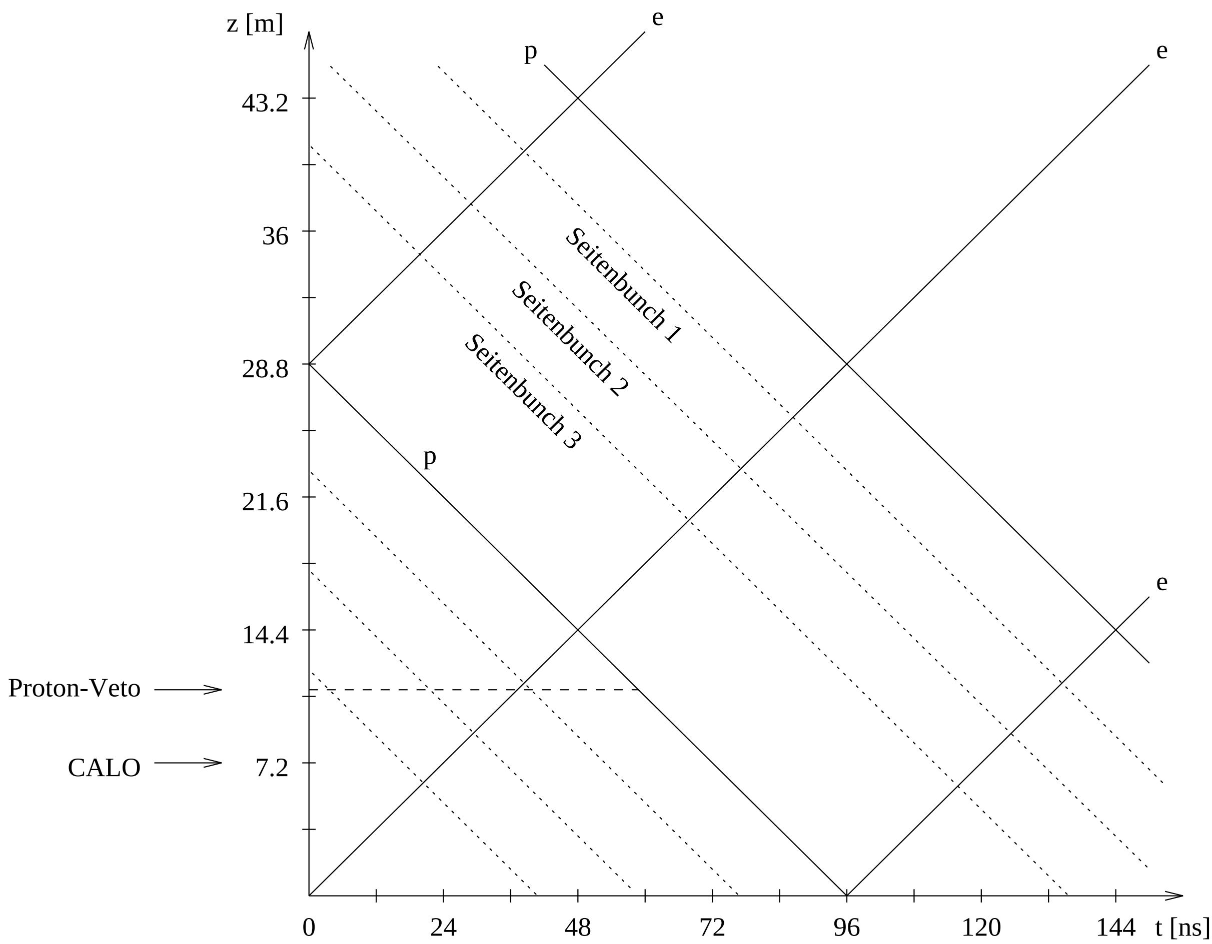


Abbildung 4.1: z-Position der HERA-Bunche über der Zeit

dem HERMES-Detektor installiert werden und die zeitliche Trennung von Elektron- und Protonbunchen mindestens 20 ns betragen soll, ist die mögliche z-Position auf den Bereich von 8 m bis 11,4 m beschränkt. Um weiterhin eine maximale Zeitdifferenz zwischen dem HERMES-Triggersignal und dem pVeto-Signal zu erreichen und gleichzeitig den räumlichen Gegebenheiten gerecht zu werden, wurde die Position $z = 11,2$ m festgelegt. Der pVeto-Detektor liegt damit jedoch im HERA-Tunnel, dh. außerhalb des dem HERMES-Experiment zugewiesenen Bereichs. Dies erschwert den Zugang und macht einen möglichst wartungsfreien Aufbau erforderlich.

Wie aus Abbildung 4.1 ersichtlich ist, treffen an der Position des pVeto-Detektors der Elektronbunch und der erste Proton-Seitenbunch mit einer Zeitdifferenz von nur $\Delta t = 2,1$ ns ein. Im Luminositätsbetrieb sind diese Signale daher nicht zu trennen. Dies ist jedoch akzeptabel, da der erste Seitenbunch problemlos vom Zeitfenster des HERMES-Triggers unterdrückt wird. Eventuelle Studien zur Seitenbunchintensität können im Nur-Protonen-Betrieb vorgenommen werden, welcher gewöhnlich dem Füllen des Elektronstrahls vorangeht.

Die Signale von Elektron- und Protonbunch sind im pVeto-Detektor mit $\Delta t = 21,3$ ns ausreichend getrennt, ebenso wie der Elektronbunch und der für den HERMES-Trigger relevante zweite Proton-Seitenbunch mit $\Delta t = 17,1$ ns. Protoninduzierte Ereignisse in den Triggerdetektoren Kalorimeter und Hodoskop und im pVeto-Detektor weisen eine mittlere Zeitdifferenz von $\Delta t = 10$ ns auf.

4.2.2 Detektor

Um protoninduzierte Teilchenschauer von einzelnen, nicht strahlkorrelierten Teilchen unterscheiden zu können, muß der Detektor aus mehreren Einzelmodulen aufgebaut sein, deren Signale in Koinzidenz gesetzt werden. Hierdurch wird außerdem die Unterdrückung von Rauschsignalen gewährleistet. Als Detektormaterial bieten sich die bereits im HTE verwendeten Szintillatorplatten an, welche über konventionelle Photomultiplier ausgelesen werden. Aufgrund der hohen Multiplizität des Protonuntergrunds (siehe 2.5.3) genügt es, einen kleinen Teil der Akzeptanz des HERMES-Detektors abzudecken, um die Teilchenschauer zu identifizieren. Die räumlichen Gegebenheiten an der z-Position des pVeto-Detektors beschränken die Ausdehnung auf ca. ± 50 cm vertikalen und ± 70 cm horizontalen Abstand vom Protonstrahlrohr bei symmetrischer Anordnung der Module.

Die in HTE verwendeten Szintillationsdetektoren wurden von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen. Da die Zeitauflösung eines Szintillationsdetektors mit seiner Größe sinkt, wäre zur zeitlichen Trennung der interessierenden Signale eine Aufteilung des pVeto-Detektors in zahlreiche kleine Module vonnöten. Da dies mit einem hohen technischen Aufwand verbunden ist, wird statt dessen jede Szintillatorplatte mit zwei gegenüberliegend angeordneten Photomultipliern versehen. Durch das Bilden eines zeitlichen Mittelwerts der beiden Signale kann die Zeitauflösung deutlich verbessert werden. Weiterhin erhält man durch Addition der Signale eine vom Ort der Energiedeposition im Szintillator näherungsweise unabhängige Signalhöhe. Daher ist es ausreichend, vier Szintillatorplatten symmetrisch um das Protonstrahlrohr zu positionieren.

4.2.3 Signalverarbeitung

Die zur Analyse des Protonuntergrunds relevanten Daten müssen aus den acht vom pVeto-Detektor erzeugten Photomultipliersignalen extrahiert werden. Dabei sind folgende Informationen von Bedeutung:

- Die in den einzelnen Modulen anfallende Signalrate und daraus erzeugte Koinzidenzraten.
- Die Höhe der einzelnen Photomultipliersignale, aus welcher Rückschlüsse auf die Multiplizität gezogen werden können.
- Der Zeitpunkt der Photomultipliersignale relativ zum HERA-Clock-Signal

Die Konvertierung von analogen in digitale Signale und die Bestimmung der Signatur eines Untergrundschauers kann dabei durch ein mehrstufiges System von NIM-Modulen vorgenommen werden, wobei die Rate der erzeugten NIM-Signale durch einen FASTBUS-Scaler bestimmt wird. Die Messung von Signalhöhe und -zeitpunkt erfolgt ebenfalls durch die im HERMES-Experiment gebräuchlichen FASTBUS-Module, was die Integration des pVeto-Triggers in das HERMES-Datenauslesesystem erforderlich macht.

Die Bestimmung der Signalhöhe wird durch einen Analog-Digital-Konvertierer (ADC) vom Typ LeCroy 1881M vorgenommen, welcher 64 Eingänge bei einer Auflösung von 8096 Kanälen aufweist. Innerhalb eines durch ein Aktivierungssignal (Gate) festgelegten Zeitraums wird über die in den Eingängen anfallende Ladung integriert und das Ergebnis an die HERMES-Datennahme übermittelt.

Das Zeitinformation wird durch einen Zeit-Digital-Konvertierer (TDC) vom Typ LeCroy 1875A bestimmt. Dieser stellt ebenfalls 64 Eingänge bei einer Auflösung von 4096 Kanälen zur Verfügung, wobei die maximale Zeitauflösung von 25 ps pro Kanal gewählt wurde. Die dadurch abgedeckt Zeitspanne von 102 ns entspricht in etwa dem Bunchabstand von 96 ns. Das erzeugte Ausgangssignal beschreibt der Zeitspanne zwischen einem globalen Startsignal (common start) und den Signalen in den jeweiligen Eingängen.

4.3 Aufbau

4.3.1 Detektorkonstruktion

Als Grundlage für den Aufbau der pVeto-Module dienten die mit den Multiplizitätszählern des Targetkalorimeters am NMC-Experiment gewonnenen Erfahrungen [Die 88, Mül 88]. Auch wurden die im folgenden beschriebenen Detektormaterialien aus Beständen des NMC-Experiments bezogen.

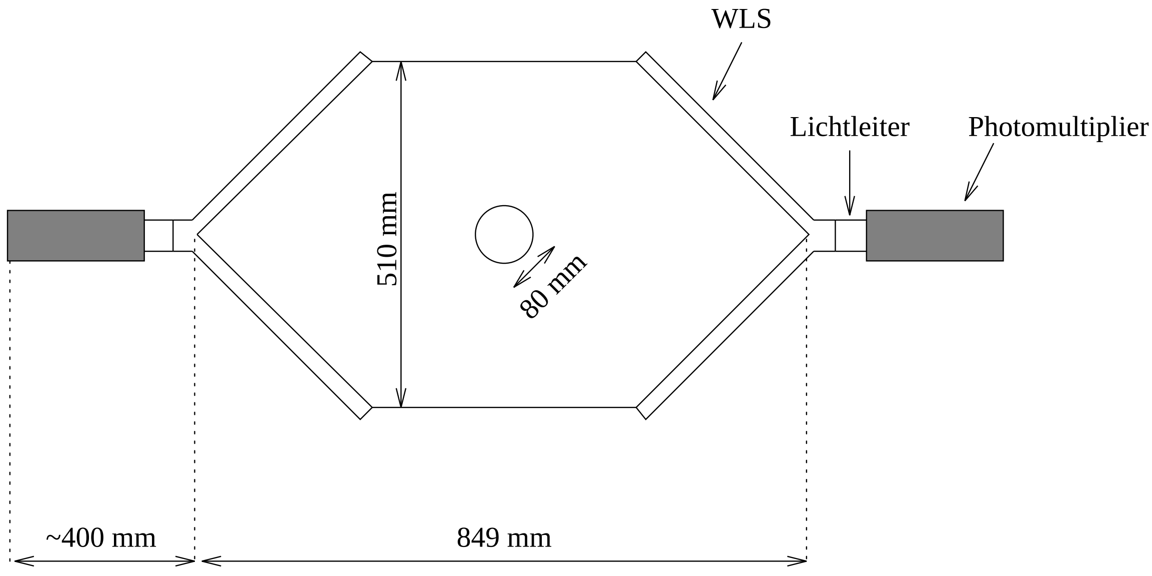


Abbildung 4.2: Aufbau eines pVeto-Moduls

Das Grundmaterial für die pVeto-Module besteht aus $(60 \times 60 \times 1)$ cm^3 großen Szintillatorplatten, die in der Mitte eine kreisförmige Aussparung von 8 cm Durchmesser aufwiesen. Um den in Abschnitt 4.2.2 erläuterten geometrischen Vorgaben gerecht zu werden, wurden diese jeweils im Abstand von 25,5 cm zur Diagonale abgeschnitten, woraus sich der in Abbildung 4.2 dargestellte Aufbau ergibt. Die aktive Fläche eines Moduls beträgt 2977 cm^2; die durch die Aussparung verlorene Fläche von 50 cm^2 fällt daher nicht ins Gewicht.

Das als SCSN 38 bezeichnete Szintillatormaterial besteht aus Polystren Base, welche mit 1 % butyl-PBD und 0,02 % BDB versetzt ist. Dadurch ergeben sich drei Emissionsmaxima bei 366 nm, 405 nm und 425 nm. Prinzipiell wäre es möglich, das emittierte Licht durch adiabatische Lichtleiter zum Photomultiplier zu führen, was jedoch mit hohen Absorptionsverlusten und großem technischen Aufwand verbunden ist. Als Alternative bietet sich die Auslese über Wellenlängenschieber (WLS) an. Hierbei wird das austretende Szintillationslicht durch einen Fluoreszenzfarbstoff absorbiert und in einem langwelligeren Bereich reemittiert. Der im Falle des pVeto-Detektors verwendete WLS weist beispielsweise für Licht von $\lambda = 450$ nm eine Absorptionlänge von nur 2,7 mm auf, während sie für das emittierte Licht 1 m beträgt. Bei guter Abstimmung von Szintillator und WLS führt dies zu einer hohen Lichtausbeute bei gleichzeitiger Vereinfachung der Lichtauslese.

Wie aus Abbildung 4.2 ersichtlich ist, wird das pVeto-Modul über vier WLS-Stäbe ausgelesen, welche an den Ecken paarweise in einen zylinderförmigen Lichtleiter von 10 cm Länge eingefaßt sind. Dieser ist mit einem Durchmesser von 4 cm exakt auf den Querschnitt von (19×12) mm^2 der WLS-Stäbe abgestimmt. Der optische Kontakt auf die Photomultiplier vom Typ Thorn EMI 9954 B erfolgt durch Silikonfett. Zur Vermeidung eines optischen Kontaktes zwischen Szintillator und WLS, welcher das Entweichen von Licht aus dem WLS zur Folge hätte, wurden diese durch einen Nylonfaden auf 0,3 mm Abstand gehalten.

Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wurden an den Enden der WLS mit Hochglanzlack bestrichene Pappreflektoren angebracht. Ferner wurde die gesamte Anordnung in mehrere Schichten von aluminisierter Mylarfolie, Aluminiumfolie und schwarzer Plastikplane verpackt, was unerwünschten Lichteinfall verhindert. Die mechanische Stabilität wird durch U-förmige Aluminiumbleche gewährleistet, welche mit Hilfe von Stahlbändern an den Szintillator gepreßt sind.

4.3.2 Kalibration

Der durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschriebene mittlere Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ von relativistischen geladenen Teilchen in Materie weist unabhängig von der Ladungszahl Z bei $\beta\gamma \approx 3$ ein breites Minimum auf. In der Praxis haben die meisten relativistischen Teilchen Energien im Bereich dieses Minimums und werden daher als minimal ionisierende Teilchen (MIP) bezeichnet. Der mittlere Energieverlust eines MIP im Szintillatormaterial des pVeto-Detektors beträgt $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x = 2,0$ MeV/cm. Läßt man nun MIP senkrecht zur Oberfläche durch den Szintillator treten, so ergibt sich eine Energiedeposition von 2 MeV, anhand welcher die Hochspannungen der Photomultiplier auf gleiche Signalhöhen abgeglichen werden können.

Zur Kalibration wurde eine ^{106}Ru-Quelle eingesetzt, welche β-Elektronen mit einer Maximalenergie von 3,54 MeV emittiert. Bringt man nun unterhalb des zu kalibrierenden Szintillators einen dünnen Triggerszintillator an und registriert nur Ereignisse, die in beiden Detektoren koinzident Signale auslösen, so erhält man stets die minimal ionisierende Energiedeposition und damit im Signalhöhenspektrum ein klares Referenzsignal.

Abbildung 4.3 zeigt zur Kalibration der pVeto-Module verwendeten Meßaufbau. Die

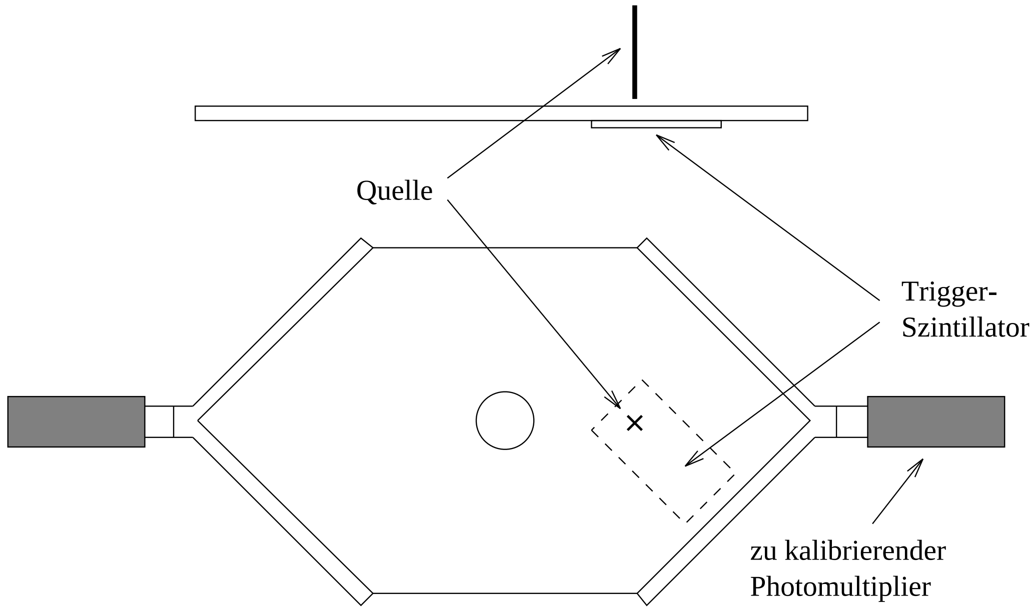


Abbildung 4.3: Meßaufbau zur Kalibration der pVeto-Module

Position der β-Quelle relativ zum zu kalibrierenden Photomultiplier war stets gleichbleibend, ebenso wie die zum 3 mm dicken Triggerszintillator. Die Auslese des Signalhöhenspektrums basierte auf dem in Abschnitt 4.3.4 beschriebenen Prinzip, wobei die Koinzidenz aus Detektormodul und Triggerszintillator den pVeto-Trigger auslöste.

Die Hochspannungen der Photomultiplier wurden auf eine mittlere nullpunktskorrigierte Signalhöhe von 400 ADC-Kanälen kalibriert, was den Nachweis von 20 gleichzeitig eintreffenden MIPs pro Detektormodul erlaubt. Die so erhaltenen und durch eine Gaußverteilung angenäherten Spektren sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Es ergibt sich ein Mittelwert von 392,7±8,7[1], was einer Abweichung von 2,2 % entspricht.

Durch die innere Absorption des Lichts im Szintillatormaterial nimmt die Signalhöhe mit dem Abstand des Orts der Energiedeposition zum Photomultiplier ab. Betrachtet man jedoch die Summe der beiden Analogsignale im einem Detektormodul, so wird dieser Effekt weitestgehend neutralisiert und die Signalhöhe ist räumlich homogen. Die hierzu durchgeführten Messungen sind analog zu den zur Kalibration vorgenommenen, wobei die β-Quelle und der Triggerszintillator an verschiedenen über die Szintillatorfläche verteilten Stellen positioniert wurden. Um die Implementierung eines Analogaddierers in die Datenauslese zu vermeiden, wurde die Signalsumme rechnerisch aus den im ADC generierten Einzelsignalen gebildet.

Abbildung 4.5 zeigt das auf die bei der Kalibration gewählte Position der β-Quelle normierte Ergebnis der Messungen. In den Signalhöhenspektren ergab sich ein Mittelwert von 555,7±76,1, wobei die stärksten Abweichungen in den durch die Aluminiumhalterungen abgedeckten Bereichen auftraten. Die mittlere Abweichung von 12,6 % ist akzeptabel, um aus der Signalhöhensumme eines pVeto-Moduls Rückschlüsse auf die Multiplizität der registrierten Teilchenschauer ziehen zu können.

[1] Soweit nicht anders angegeben, stellen Fehler die 1σ-Standardabweichung dar.

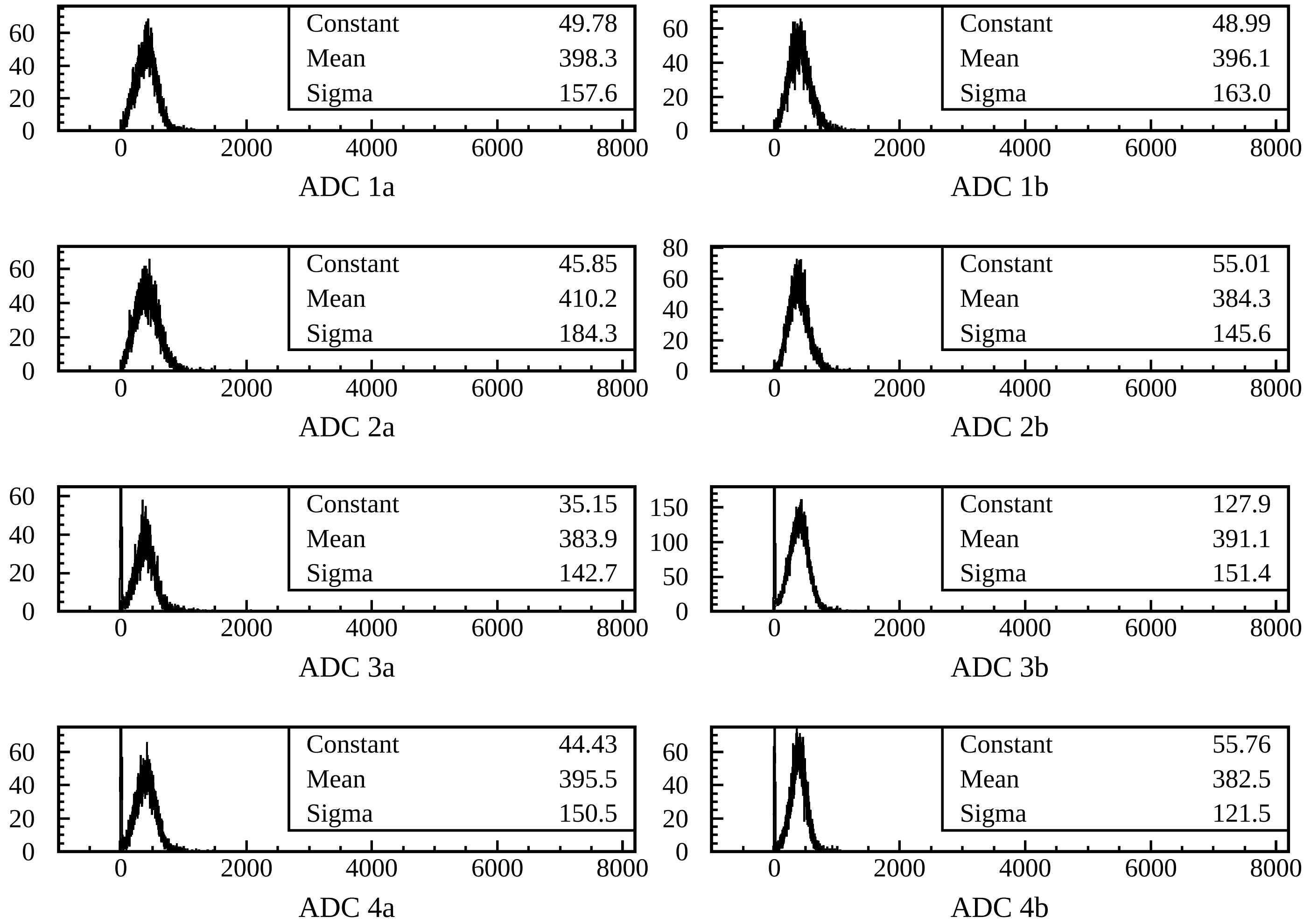


Abbildung 4.4: Signalhöhenspektren der kalibrierten Photomultiplier bei MIPs

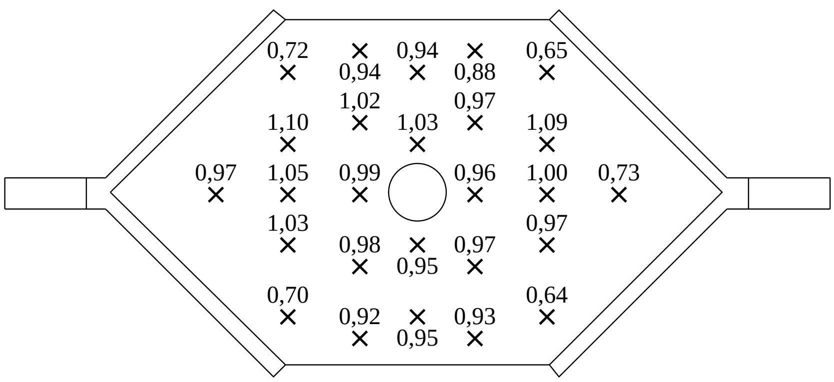


Abbildung 4.5: Relative Höhe der Signalsumme im pVeto-Modul

4.3.3 Installation

Abbildung 4.6 zeigt eine schematische Frontansicht im HERA-Tunnel; eine räumliche Ansicht des pVeto-Detektors ist in Abbildung 5.2 in Kapitel 5 dargestellt. Da sich jeweils die beiden nebeneinander angeordneten Module überschneiden, mußten leicht unterschiedli-

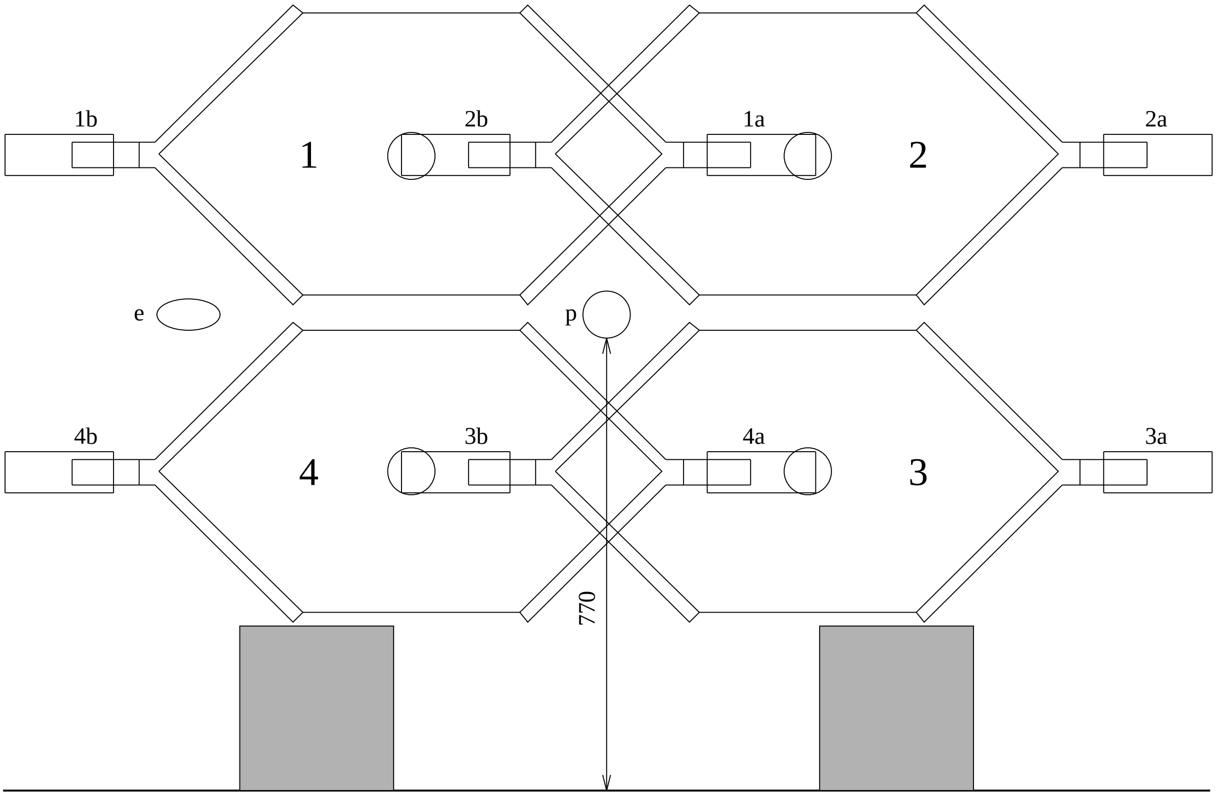


Abbildung 4.6: Frontansicht des pVeto-Detektors

che z-Positionen gewählt werden. Die Module Nr. 1 und Nr. 4 sind bei $z = 11,25$ m, die Module Nr. 2 und Nr. 3 bei $z = 11,20$ m angeordnet. Aufgrund räumlicher Beschränkungen mußte das Modul Nr. 4 um ca. 5° um die y-Achse gedreht werden. Die einzelnen Elemente sind auf einem einfachen Stahlgestell montiert und können im Falle von HERA-Wartungs- oder Vermessungsarbeiten problemlos entfernt werden.

4.3.4 Datenauslese

Abbildung 4.7 zeigt das Blockschaltbild der Signalaufbereitung des pVeto-Detektors. Die von den acht Photomultipliern gelieferten Analogsignale werden zunächst durch eine Widerstandsweiche (Splitter) in zwei symmetrische Signale aufgespalten, wobei beide Zweige zur Vermeidung von Signalreflektionen auf 50 Ω abgeschlossen sind. Ein Signalzweig wird unter Verzögerung um 250 ns in die Eingänge des ADC geleitet, während der andere durch zwei LeCroy 821 QUAD Diskriminatoren in digitale NIM-Signale umgewandelt wird.

Die am Diskriminatorausgang erhaltenen acht Einzelsignale von 15 ns Länge werden auf dreifache Weise weiterverarbeitet. Zunächst wird ein Teil unter Umwandlung in die ECL-Signalnorm in einen FASTBUS-Scaler eingespeist, um die Einzelraten der Signale zugänglich zu machen. Eine zweite Abzweigung wird um 250 ns verzögert und in die Eingänge des TDC geleitet, während eine dritte Ausführung zur Erzeugung des Triggersignals weiterverarbeitet wird.

Im nächsten Schritt wird durch eine LeCroy 622 Koinzidenzeinheit jeweils das logische

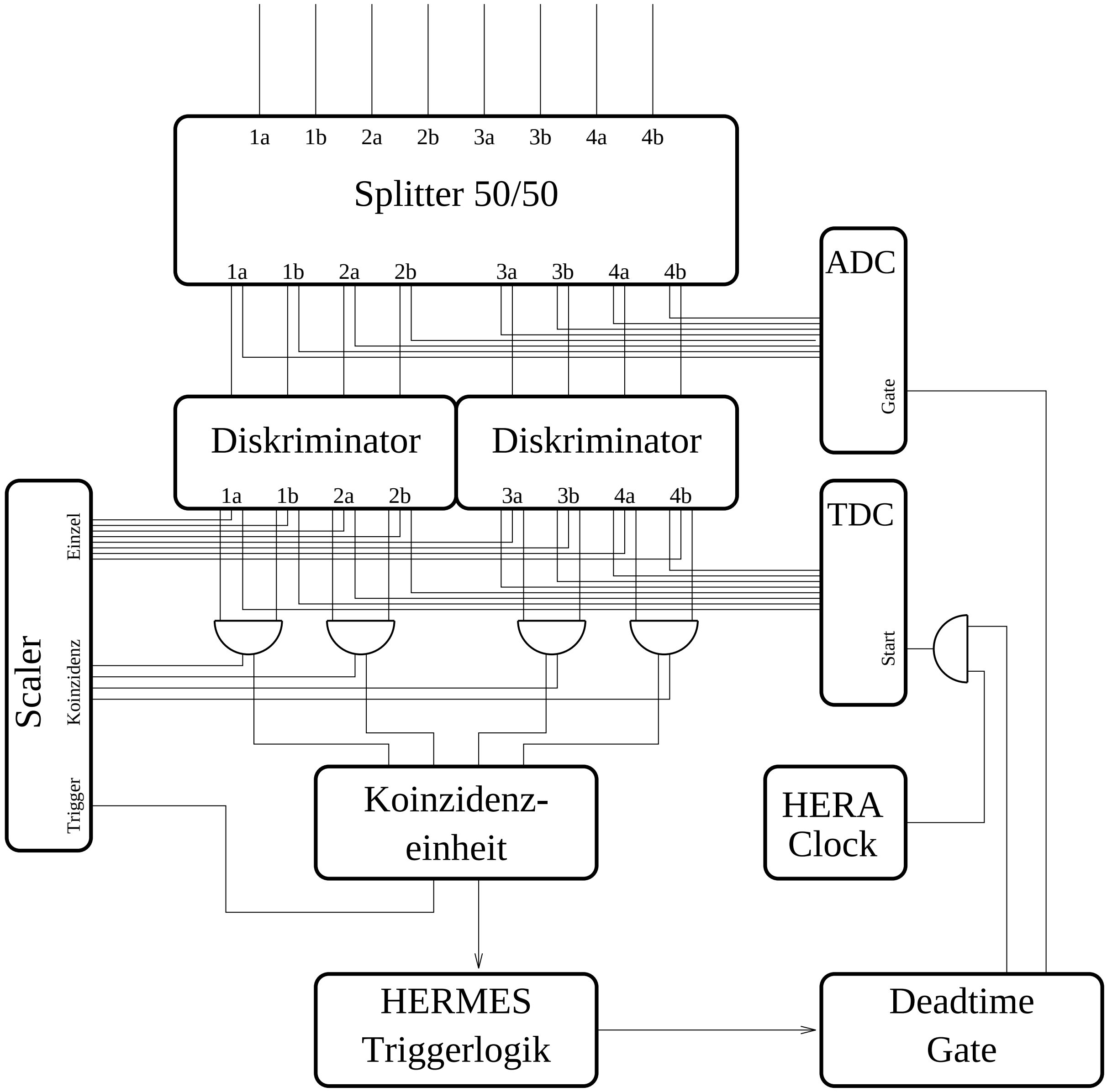


Abbildung 4.7: Signalaufbereitung des pVeto-Detektors

UND der zwei zu einem Detektormodul gehörenden Signale gebildet. Die resultierenden vier Koinzidenzsignale werden zum einen zur Ratenmessung in den Scaler geleitet und zum anderen in eine LeCroy 365AL Vierfach-Koinzidenzeinheit eingespeist. In diesem Modul wird das logische UND der vier Signale gebildet, wobei die Zahl der erforderlichen koinzidenten Signale von eins bis vier frei wählbar ist. Das erzeugte Signal bildet den Trigger des pVeto-Detektors und wird sowohl in den Scaler als auch in die HERMES-Triggerlogik geleitet. Zur Vermeidung einer Überlastung des HERMES-Datennahmesystems kann die Rate des pVeto-Triggersignals durch zwei kaskadenförmig geschaltete Prescaler um einen Faktor 2^n $(0 < n < 16)$ reduziert werden.

Die HERMES-Triggerlogik weist dem pVeto-Trigger eine Identifikationsnummer zu und integriert ihn in das sog. Deadtime-Gate, welches alle erzeugten Trigger beinhaltet.

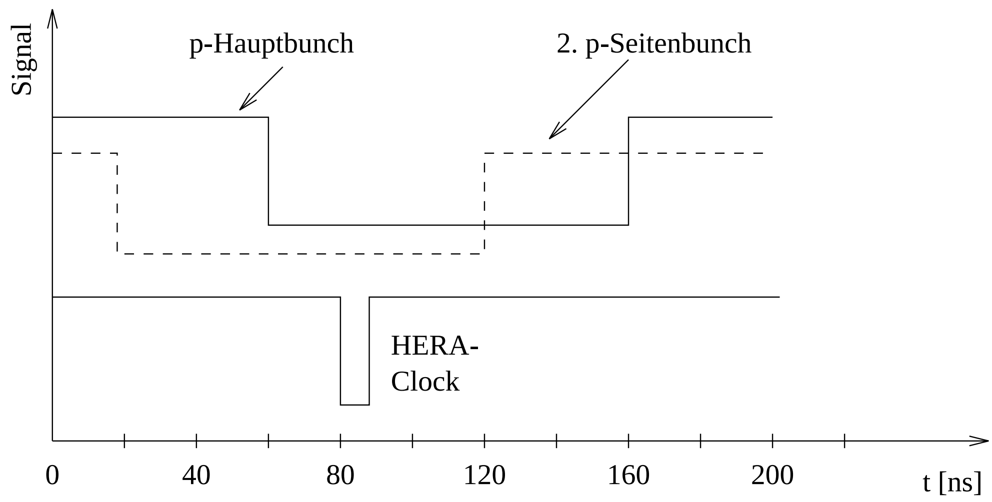


Abbildung 4.8: Erzeugung des TDC-Starts

Aus dem Deadtime-Gate-Signal wird nun das Aktivierungssignal für den ADC und das Startsignal für den TDC gebildet. Da die TDC-Daten relativ zu den HERA-Bunches gemessen werden sollen, wird für den Start des TDCs die Koinzidenz des Triggers mit dem HERA-Clock-Signal gefordert. Wie in Abbildung 4.8 dargestellt, wird dabei das Triggersignal mit 100 ns deutlich länger als das HERA-Clock-Signal mit 10 ns dimensioniert. Dadurch wird sichergestellt, daß in jedem Fall der Startzeitpunkt durch die HERA-Clock gesetzt wird.

Zur Erreichung einer hohen Zeitauflösung ist es notwendig, den zeitlichen Mittelwert der Einzelsignale eines Detektormoduls zu bilden. Da eine elektronische Realisierung in Echtzeit (online) durch Meantime-Module mit hohen Kosten verbunden ist, wird dies erst bei Analyse der Daten rechnerisch durchgeführt (siehe Kapitel 6). Im Falle einer Verwendung des pVeto-Detektors zur Echtzeit-Unterdrückung von protoninduzierten HERMES-Triggern ist ein nachträglicher Einbau problemlos möglich.

Kapitel 5

HPB – Das HERMES Proton Background Monte Carlo

5.1 Hadronische Ereignisgeneratoren

Eine entscheidende Komponente bei der Simulation von Ereignissen in der Hochenergiephysik sind als Ereignisgeneratoren bezeichneten Programme, welche der Erzeugung von Endzuständen elementarer Wechselwirkungen zwischen Teilchen dienen. Unter einem Endzustand werden dabei die erzeugten Teilchen und ihre kinematischen Parameter verstanden.

Hadronische Wechselwirkungen sind komplexe Prozesse, welche zahlreiche starke und elektroschwachen Phänomene beinhalten. So werden bei hochenergetischen Hadron-Hadron-, Hadron-Nukleon- und Nukleon-Nukleon-Stößen eine Vielzahl von Teilchen erzeugt. Während ein Teil des Endzustands hohe Transversalimpulsüberträge p_t erfährt (harte Prozesse) und im Rahmen der pertubativen QCD beschrieben werden kann, ist der Großteil der Teilchen mit kleinem p_t (weiche Prozesse) nur über die nichtpertubative QCD zugänglich, welche auf phänomenologischen Modellen basiert. Um wirklichkeitsnahe Ergebnisse zu liefern, muß ein hadronischer Ereignisgenerator daher die pertubative QCD mit nichtpertubativen Modellen verbinden.

Zur Simulation von protoninduzierten Untergrundereignissen am HERMES-Experiment müssen die Endzustände der Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr generiert werden. Bei der betrachteten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 39$ GeV sind sowohl pertubative als auch nicht pertubative Prozesse zu simulieren. Während viele hadronische Ereignisgeneratoren speziell für hohe (z.B. PHYTIA) oder niedrige (z.B. JETSET) p_t konzipiert sind, kombiniert der FRITIOF-Generator [Hon 92] beide Phänomene und ist daher zur Simulation von Strahl-Gas-Ereignissen geeignet.

Das physikalische Grundkonzept des FRITIOF-Generators [And 92] basiert auf der Annahme, daß sich ein Hadron wie ein relativistischer String mit einem geschlossenen Farbladungsfeld verhält, wobei die Feldverlauf analog zu einer Kette von Dipolen ist und die Dipolverbindungen den Partonen entsprechen. Bei einer hadronischen Wechselwirkung kommt es zu einer Überlagerung der Farbfelder und damit zu Impulsüberträgen $\vec{k}_j$ zwischen den Diploverbindungen, wobei zwei longitudinal angeregte Strings entstehen. Der

Gesamttransversalimpulsübertrag $\vec{Q}_t = \sum_j \vec{k}_{jt}$ wird als gaußförmig verteilt angenommen. wobei der Mittelwert $< Q_t >$ in der Größenordnung der Hadronmasse liegt.

Die transversalen Komponenten der $\vec{k}_j$ sind normalerweise klein, was einem weichen Prozeß entspricht. Im bei höheren Energien auftretenden Fall von einzelnen großen $\vec{k}_j$ kommt es zur Parton-Parton-Rutherfordstreuung (RPS), deren Wirkungsquerschnitt im Rahmen der QCD bei abnehmender Energie jedoch divergiert. Der FRITIOF-Generator behandelt dieses Problem in zwei Stufen, wobei zunächst der RPS-Wirkungsquerschnitt im Grenzbereich durch eine als Sudakovscher Faktor bezeichnete empirische Wahrscheinlichkeitsverteilung ersetzt wird. Die Störung des Farbfeldes im Hadronstring bei kleinen Transversalimpulsen induziert Gluonstrahlung, welche durch das Modell Farbdipolnäherung beschrieben werden kann und von FRITIOF an das Programm ARIADNE delegiert wird. FRITIOF akzeptiert die RPS nur dann, wenn die dadurch erzeugten Partonen „härter“ als die Gluonstrahlung im String ist.

Die Teilchen des Endzustands werden durch Stringfragmentierung analog zur e^+e^--Vernichtung bestimmt, wobei der zur Verfügung stehende Phasenraum jedoch durch die räumliche Ausdehnung des Hadrons beschränkt ist. Hierzu ruft FRITIOF das Programm JETSET auf.

5.2 Programmaufbau

Zur Monte-Carlo-Simulation von Strahl-Gas-Ereignissen am HERMES-Experiment (HPB) wird das Programmpaket GEANT in der Version 3.21 benutzt, welches den Aufbau komplexer Geometrien und die Propagation von Teilchen durch diese erlaubt. Dabei wird das gesamte gerade Teilstück des Protonstrahlrohrs von $z = 110$ m bis zum Wechselwirkungspunkt einschließlich der Strahlmagnete und deren Magnetfelder betrachtet. Von den HERMES-Detektoren werden der pVeto-Detektor, das Kalorimeter und die Rückwärtskammern einbezogen. Eine Draufsicht der dadurch erhaltenen geometrischen Gesamtanordnung ist in Abbildung 5.1 dargestellt; eine räumliche Ansicht der Detektoren zeigt Abbildung 5.2.

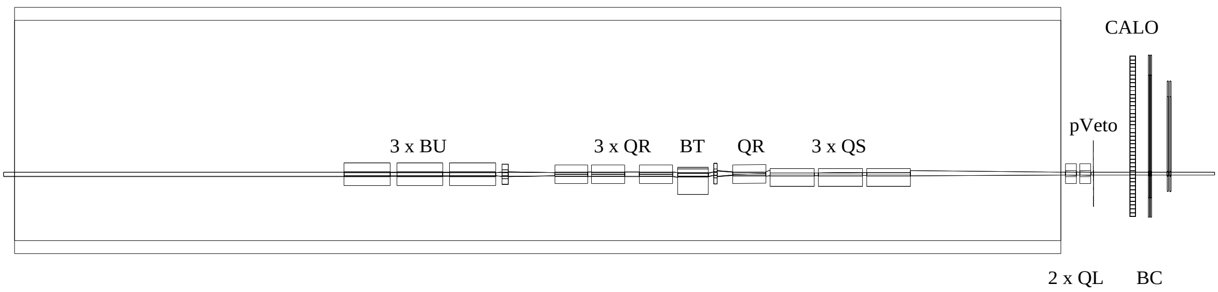


Abbildung 5.1: Draufsicht der HPB-Geometrie

Die bei der Strahl-Gas-Wechselwirkung entstehenden Teilchen werden von dem Ereignisgenerator FRITIOF 7.02 in Kombination mit PYTHIA 5.5 und ARIADNE 4.02 erzeugt, wobei als Target ein Wasserstoff-, Kohlenstoff- oder Sauerstoffatom nach den in Abschnitt 2.5.2 beschriebenen Restgasanteilen dient. Während die z-Position des Ereignisses gleichförmig über die Gesamtstrecke verteilt ist, wird die x- und y-Position aus

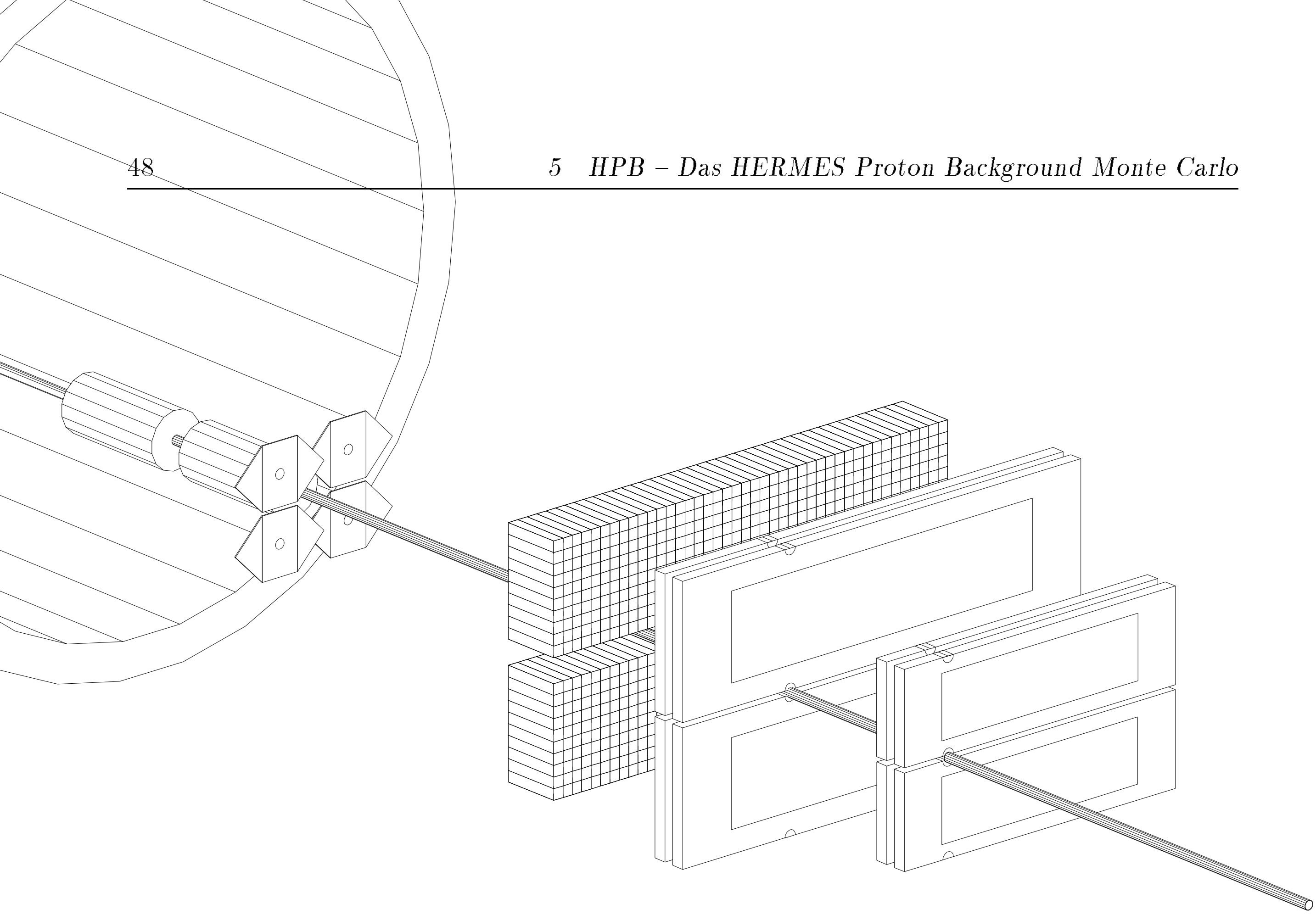


Abbildung 5.2: Räumliche Ansicht des pVeto-Detektors

der horizontalen und vertikalen Betafunktion bestimmt. Dabei wird ein gaußförmiges Strahlprofil angenommen.

Die erzeugten Teilchen werden an das Rumpfprogramm übergeben, welches die Propagation durch die Geometrie vornimmt und nichthadronische Reaktionen simuliert; im Falle von hadronischen Ereignissen wird das Programm GHEISHA aufgerufen. Sekundärteilchen werden bis zum Verlassen der Anordnung oder einer erneuten Wechselwirkung verfolgt. Trifft ein Teilchen auf einen der implementierten Detektoren, so werden die relevanten Parameter wie Teilchensorte, Energie, z-Koordinate von Spur und Ereignis, Position und deponierte Energie im Detektor zur späteren Analyse gespeichert. Ferner wird bei $z = 8$ m die Gesamttopologie der Untergrundschauer mit Hilfe einer den Tunnelbereich abdeckenden, virtuellen Wand registriert.

Um die erforderliche Rechenzeit zu vermindern, wird eine globale Schwellenenergie von 1 MeV gesetzt (500 MeV in den Strahlmagneten) und die Propagation von Neutrinos unterbunden. Ferner wird die Flugzeit eines verfolgten Teilches auf $t = z/c + 100$ ns beschränkt und eine Maximalwert von 50000 Progressionsschritten pro Teilchenspur gesetzt.

Da sämtliche verwendeten Programmpakete in der Programmiersprache FORTRAN 77 verfaßt sind, wird diese auch zur Kodierung von HPB verwendet. Die Simulationen werden auf einer SGI 5000 durchgeführt, wobei eine mittlere Rechenzeit von ca. 50 s pro Ereignis benötigt wird.

5.3 Ergebnisse

5.3.1 Ereignisgenerator

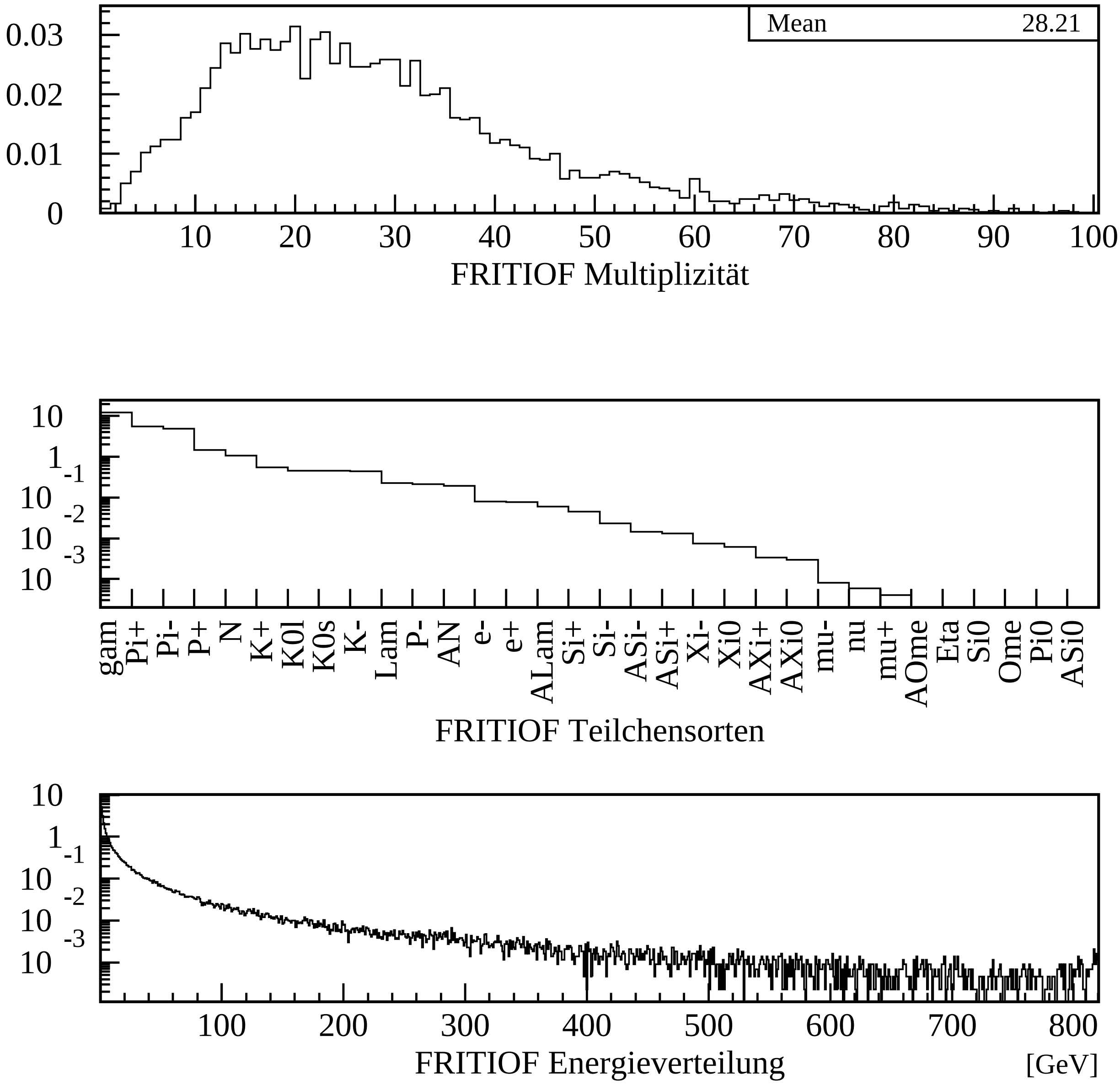


Abbildung 5.3: Ergebnisse des FRITIOF-Ereignisgenerators

Die Resultate der Teilchenproduktion des FRITIOF-Ereignisgenerators sind in Abbildung 5.3 dargestellt, wobei zwischen den als Ereignisse bezeichneten Untergrundschauern und ihren einzelnen Elementen unterschieden werden muß. Hier und im folgenden werden den Gesamtschauer beschreibende Ergebnisse auf ein Ereignis normiert, wogegen sich Größen, die einzelne Teilchen beschreiben, auf die Gesamtzahl der untersuchten Schauer beziehen.

Die Schauermultiplizität weist einen Mittelwert von 28,2±16,1 Teilchen pro Ereignis auf und fällt exponentiell bis zu Werten von ca. 100 ab. Die produzierten Teilchen lassen sich in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Anteil separieren. Erstere Komponente wird von Photonen mit einem Gesamtanteil von 43,98 % dominiert, während Leptonen nur mit 0,57 % beitragen. Die Hadronen stellen 55,54 % der erzeugten Teilchen, wobei Pionen 36,92 %, Protonen und Neutronen 10,40 % und sonstige Hadronen 8,23 % des Gesamtaufkommen ausmachen. Die Energieverteilung der erzeugten Schauerteilchen fällt steil bis zu Werten von über 800 GeV (elastische Streuung) ab.

5.3.2 Topologie

Um Informationen bezüglich der Topologie des protoninduzierten Untergrunds in der Region des HERMES-Experiments zu erhalten, werden von jedem Teilchen, das den HERA-Tunnel bei $z = 8$ m mit einem radialen Abstand von $r < 3$ m passiert, die wichtigsten Parameter festgehalten.

Von den im Protonstrahlrohr erzeugten Untergrundereignissen erreichen 87,7 % den Bereich des HERMES-Experiments. Die Schauerteilchen wechselwirken dabei wiederholt mit den Elementen des HERA-Strahlrohrs. Betrachtet man den im oberen Teil von Abbildung 5.4 aufgetragenen Ursprungsort der bei $z = 8$ m eintreffenden Teilchen, so erkennt man, daß 98 % aus den Bereichen 8 m $< z <$ 12 m bzw. 14 m $< z <$ 28 m stammen, was auf das Fehlen von Strahlmagneten in diesen Abschnitten zurückgeführt werden kann. Im Gegensatz dazu ist der im zweiten Histogramm dargestellte Ursprung der die Schauer induzierenden Strahl-Gas-Ereignisse näherungsweise homogen verteilt.

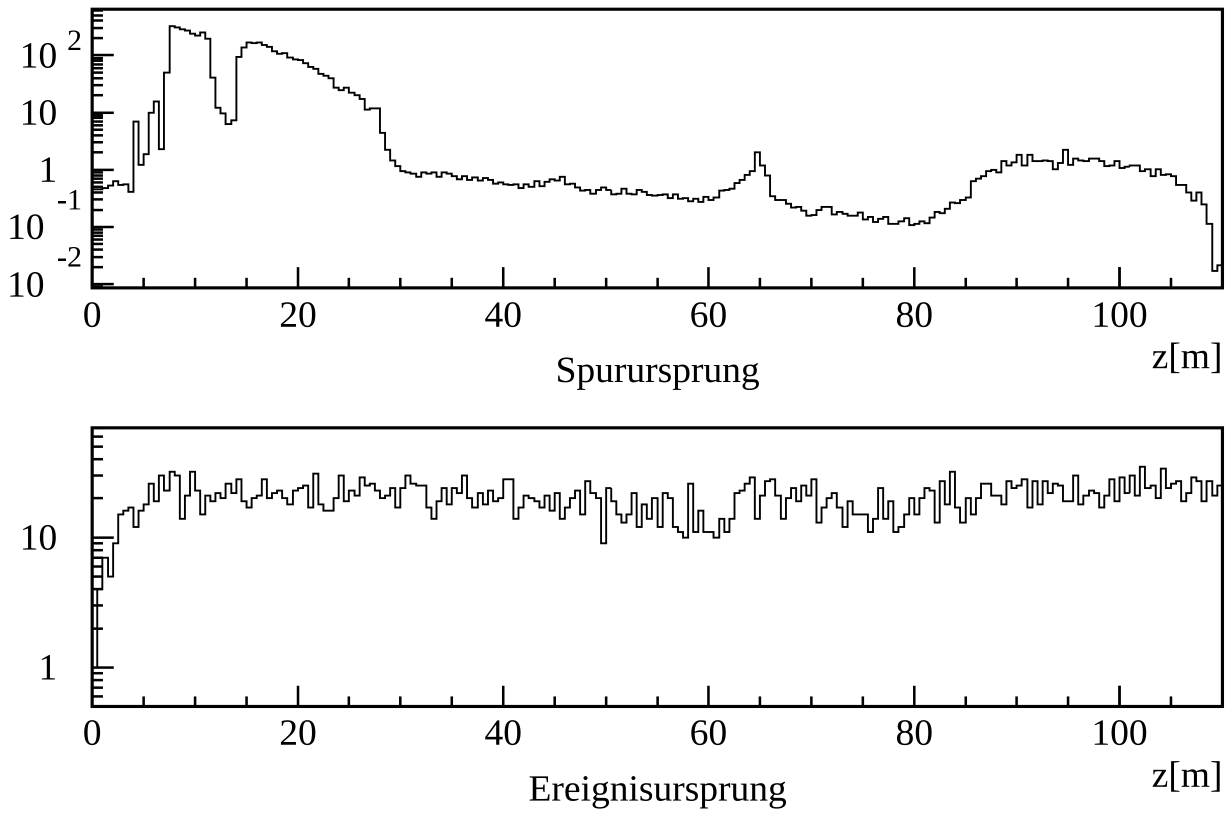


Abbildung 5.4: z-Ursprung der bei z = 8m eintreffenden Schauerteilchen

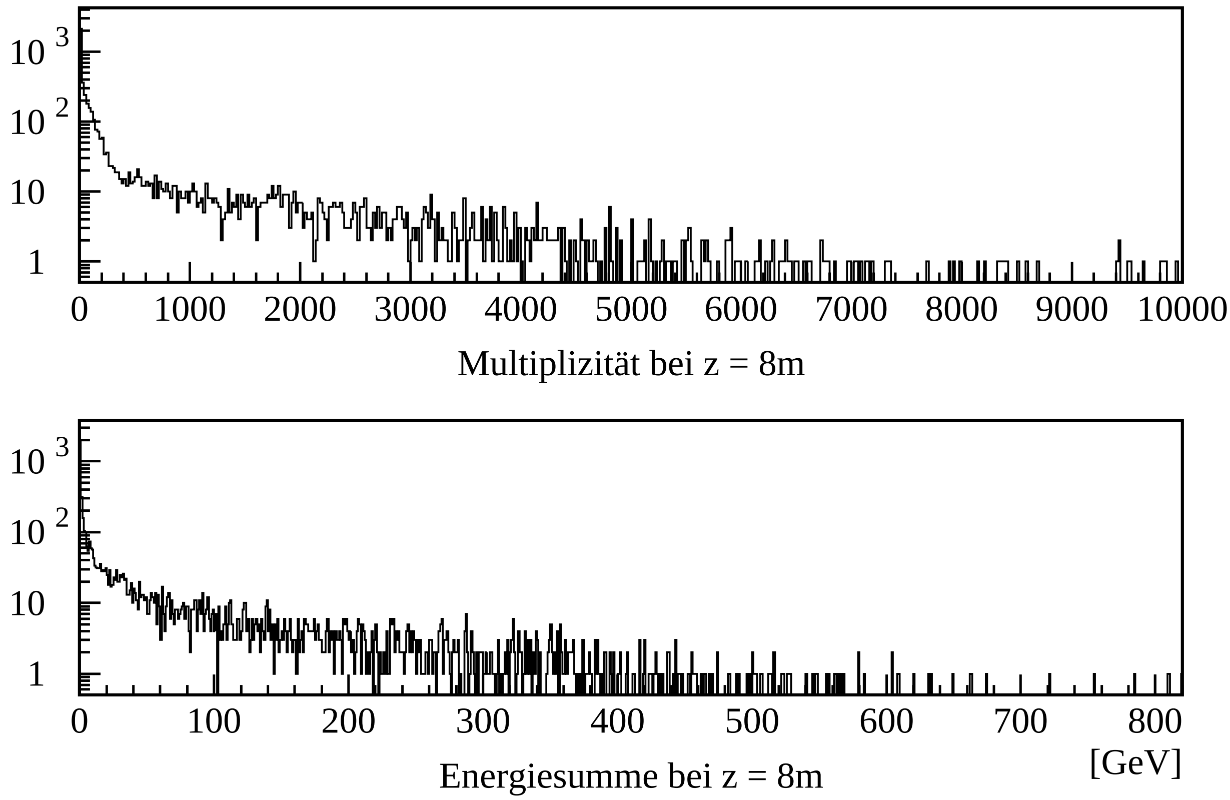


Abbildung 5.5: Multiplizität und Energiesumme der bei z = 8m eintreffenden Schauer

Bei der verwendeten Schwellenenergie von 1 MeV wird der Hauptanteil von 84,2 % der den HERMES-Detektor erreichenden Teilchen von Photonen gestellt. An zweiter Stelle folgen Leptonen mit 12,9 %, während Hadronen nur 2,9 % ausmachen. Die Multiplizität und die Energiesumme der Schauer ist aus Abbildung 5.5 ersichtlich. Im Mittel treffen bei z = 8 m 614 Teilchen mit einer Gesamtenergie von 55,8 GeV ein, wobei eine starke Abhängigkeit von der Energieschwelle beobachtet wird.

Der radiale Abstand der Schauerteilchen vom Protonstrahlrohr ist in Abbildung 5.6 gezeigt, wobei zwischen der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente unterschieden wird. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 2.5.3 erwähnten Simulationen mit einer Schwellenenergie von 500 MeV kann bei niederen Energien kein signifikanter Unterschied in den Strukturen der beiden Komponenten festgestellt werden.

5.3.3 Detektoren

Entscheidend für das HERMES-Experiment ist der Einfluß der protoninduzierten Untergrundschauer auf die einzelnen Detektoren. Insbesondere soll die Korrelation zwischen den Signalen im pVeto-Detektor und im Kalorimeter untersucht die Anzahl der in die Akzeptanz der Rückwärtskammern gelangenden Teilchen bestimmt werden.

Die vier pVeto-Module werden im Mittel von 38 Teilchen pro Ereignis getroffen, welche eine mittlere Energie von 25 MeV deponieren. Die im folgenden als Koinzidenzgrad bezeichnete Anzahl der zeitgleich Signale liefernden Module ist in Abbildung 5.7 auf ein

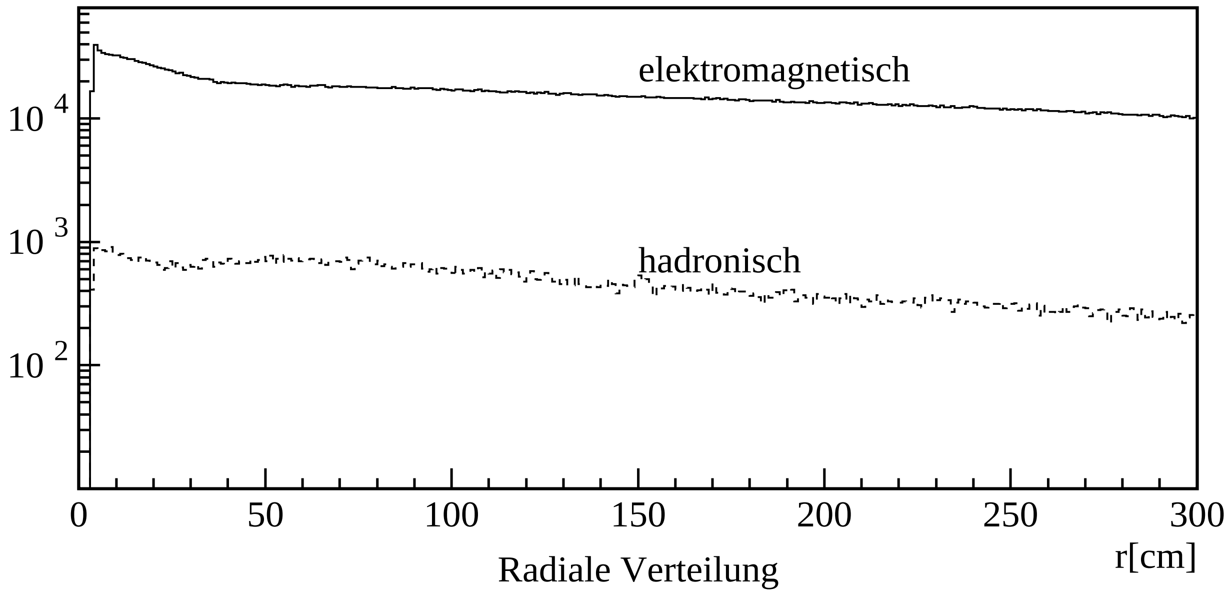


Abbildung 5.6: Radiale Verteilung der bei z = 8m eintreffenden Schauerteilchen

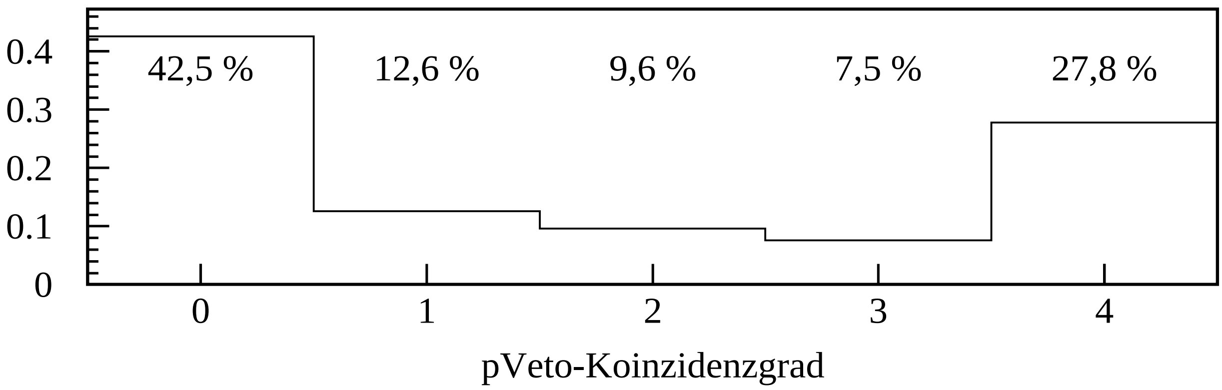


Abbildung 5.7: Koinzidenzgrad des pVeto-Detektors pro Ereignis

Ereignis normiert aufgetragen. Etwa 60 % der Untergrundschauer lösen ein Detektorsignal aus, wobei der Koinzidenzgrad 4 den mit Abstand größten Anteil hat. Dieser bietet sich daher zur Festlegung der Signatur eines Untergrundschauers an und wird im folgenden als pVeto-Trigger bezeichnet. Der Ursprungsort der den pVeto-Trigger auslösenden Teilchen liegt in den nicht abgeschirmten Bereichen des Protonstrahlrohrs (siehe Abschnitt 5.3.2), wogegen der Ereignisursprung die in Abbildung 5.8 dargestellte Verteilung zeigt. Der Großteil von 80 % der Ereignisse wird im Abschnitt bis $z = 50$ m induziert; der weiter entfernte Tunnelbereich kann jedoch nicht vernachlässigt werden.

Aufgrund der größeren Akzeptanz und Strahlungslänge sind im Kalorimeter sowohl die mittlere Multiplizität mit 285 pro Ereignis als auch die mittlere Energiedeposition mit 12,9 GeV deutlich größer als im pVeto-Detektor. Der Anteil der Ereignisse, die Kalorimetersignale auslösen, ist stark von der gesetzten Energieschwelle abhängig. Während er bei $E_{dep} > 0$ GeV noch bei 77,2 % liegt, tritt bei der im HERMES-Experiment verwendeten Grenze von $E_{dep} > 3,5$ GeV eine Reduzierung auf 33,7 % ein.

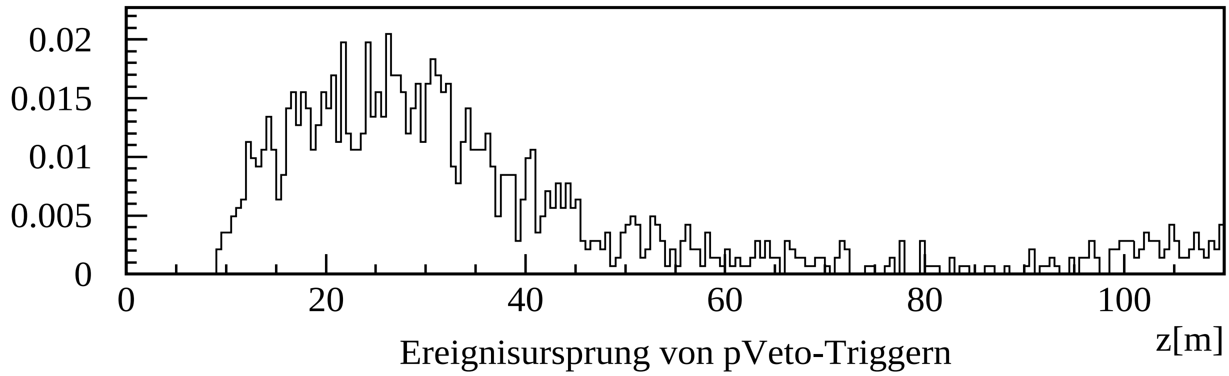


Abbildung 5.8: z-Ursprung von den pVeto-Trigger auslösenden Ereignissen

Die Abhängigkeit der Multiplizität und der Energiedeposition im Kalorimeter vom pVeto-Koinzidenzgrad sind in Abbildung 5.9 aufgetragen. Man erkennt deutlich, daß beide Größen mit einer Erhöhung des geforderten Koinzidenzgrades ansteigen. In Tabelle 5.1 ist der Anteil der vom pVeto-Detektor identifizierten Schauer an den im Kalorimeter ausgelösten Signalen bei verschiedenen Koinzidenzgraden und Schwellenenergien dargestellt. Bereits bei dem höchstmöglichen Koinzidenzgrad von vier werden mehr als 70 % der

Koinzidenzgrad	Identifizierter Anteil bei $E_{Schwelle}$ =			
	0 GeV	3,5 GeV	10 GeV	20 GeV
1	74,2 %	96,4 %	98,4 %	99,6 %
2	58,5 %	91,8 %	95,8 %	98,7 %
3	46,0 %	82,6 %	88,4 %	94,2 %
4	36,2 %	71,2 %	79,0 %	87,5 %

Tabelle 5.1: Anteil identifizierter Untergrundschauer

Schauer, die potentielle Kalorimetertrigger auslösen können, im pVeto-Detektor erkannt.

Trotz der Abschirmung durch die Bleiglasblöcke des Kalorimeters können auch die für die Spurrekonstruktion im HERMES-Experiment entscheidenden Rückwärtskammern von protoninduzierten Untergrundteilchen getroffen werden. Aus der Simulation ergibt sich für diesen Fall ein Anteil an der Gesamtzahl der Ereignisse von ca. 39 % in den dem Protonstrahl zugewandten Modulen. Die in Abbildung 5.10 gezeigte Multiplizitätsverteilung weist einen Mittelwert von 13,7 auf, wobei jedoch Werte bis zu mehreren Hundert Teilchen pro Modul auftreten.

5.3.4 Ratenabschätzungen

Aus den durch die Simulation gewonnenen Ergebnissen können unter Verwendung der in Abschnitt 2.5.2 berechneten totalen Ereignisrate die protoninduzierten Signalraten im HERMES-Experiment abgeschätzt werden. Hierbei ist jedoch zu bedenken, daß die in die Primärrate eingehenden Parameter Restgasdruck und -CO_n-Anteil mit starken Unsi-

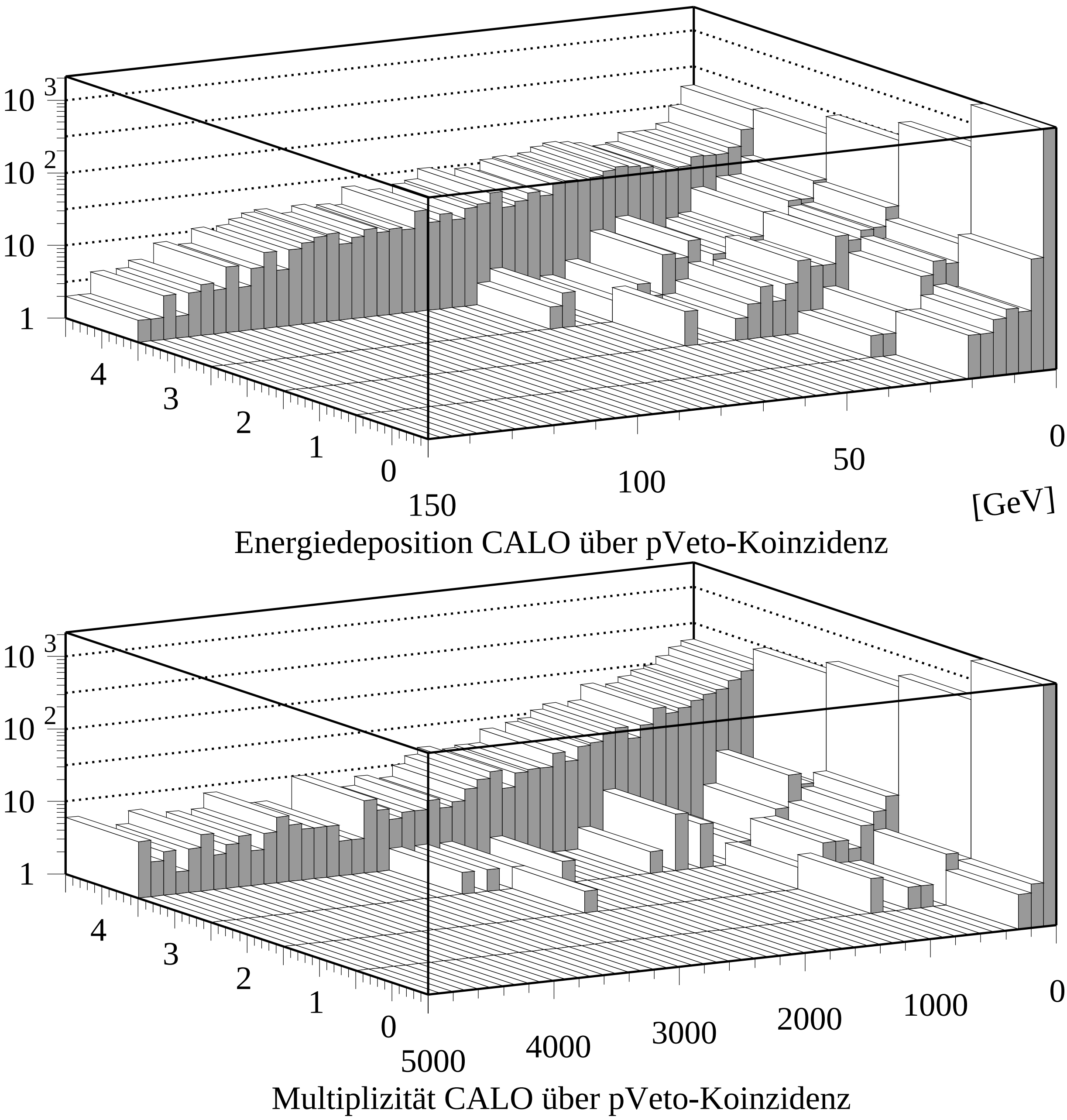


Abbildung 5.9: Multiplizität und Energiedeposition im Kalorimeter in Abhängigkeit vom Koinzidenzgrad im pVeto-Detektor

cherheiten behaftet sind. Sämtliche Ergebnisse beziehen sich auf einen Strahlstrom von 50 mA.

Im pVeto-Detektor ergibt sich eine erwartet Ereignisrate von 2,9 kHz bei einem Koinzidenzgrad von Eins; die pVeto-Triggerrate liegt damit bei 1,4 kHz. In derselben Größenordnung liegt die Ereignisrate im Kalorimeter, welche bei einer Energieschwelle von 3,5 GeV 1,7 kHz beträgt. Unter der pessimistischen Annahme von 5 % Seitenbunchintensität resultiert daraus ein Kalorimetertrigger von über 80 Hz.

Die Länge des Zeitfensters, innnerhalb dessen die HERMES-Rückwärtskammern Si-

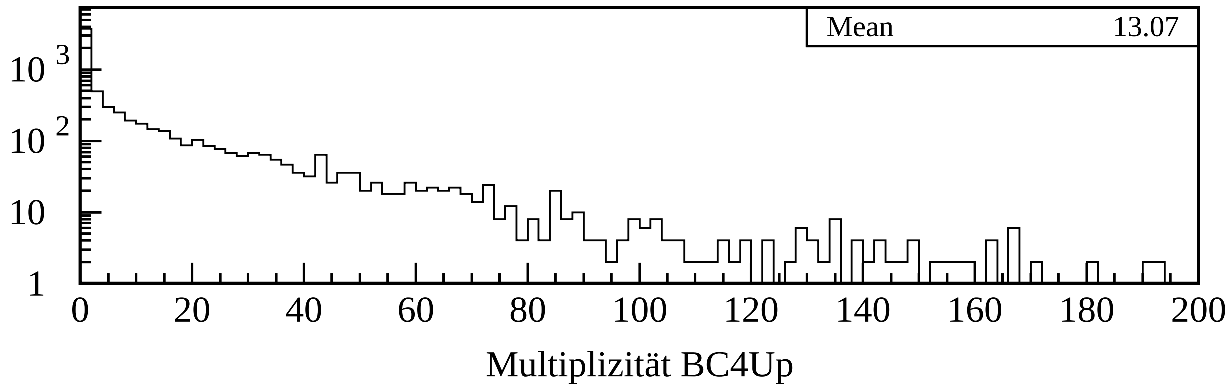


Abbildung 5.10: Multiplizität im Rückwärtskammermodul BC4Up

gnale akzeptieren, beträgt 250 ns. Geht man von einer elektroninduzierten HERMES-Triggerrate von 10 Hz und einer protoninduzierten BC-Ereignisrate von 2 kHz aus, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Spurrekonstruktion durch den Protonuntergrund verhindert wird, mit ca. 0,2 % vernachlässigbar gering.

Kapitel 6

Analyse erster Daten

Während der HERA-Strahlperiode 1995 wurden erste Messungen mit dem pVeto-Detektor durchgeführt. Die Ergebnisse und die zu ihrer Gewinnung verwendeten Auslese- und Analyseprogramme sollen im folgenden vorgestellt werden. Der pVeto-Detektor wurde dabei ausschließlich als Analyseinstrument verwendet; eine Implementierung in den HERMES-Trigger zur Unterdrückung protoninduzierter Signale ist aufgrund der befriedigenden Untergrundbedingungen zum momentanen Zeitpunkt nicht vorgesehen.

6.1 Auslese- und Analyseverfahren

Die Auslese der pVeto-Daten ist in das HERMES-Datenausleseschema integriert, welches die vom Detektor gelieferten Signale anhand ihrer Triggermaske dekodiert (HDC) und als ADAMO-Tabellenformat bereitstellt. Anschließend können mit Hilfe des Analyseprogramms HEP die gewünschten Daten ausgewählt und in frei wählbarem Format dargestellt werden.

Der pVeto-Detektor stellt als Primärdaten acht ADC-Werte, acht TDC-Werte und dreizehn Signalraten zur Verfügung, aus welchen die zur Analyse relevanten Informationen extrahiert werden. Während die Signalhöhen lediglich auf das ADC-interne Nullpunktssignal normiert und anschließend zu vier den pVeto-Modulen zugeordneten Signalsummen addiert werden, wird bei den TDC-Werten ein zweistufiger Prozeß zur Verbesserung der Zeitauflösung angewandt.

Der Zeitpunkt eines Photomultipliersignals wird durch das Überschreiten der Schwellenspannung im Diskriminator festgelegt. Wie aus Abbildung 6.1 ersichtlich, ergibt sich dabei eine als Timewalk bezeichnete Signalhöhenabhängigkeit, die empirisch durch

$$\Delta t \propto \sqrt{\frac{1}{\text{Signalhöhe}}}$$

beschrieben werden kann. Dieser Effekt kann elektronisch durch die Verwendung von Constant-Fraction- oder Zwei-Schwellen-Diskriminatoren oder auch rechnerisch korrigiert werden.

Letzteres Verfahren wurde zur Verbesserung der Zeitauflösung des pVeto-Detektors angewandt. Im einem ersten Schritt wird jeweils der Mittelwert der beiden Zeitsignale

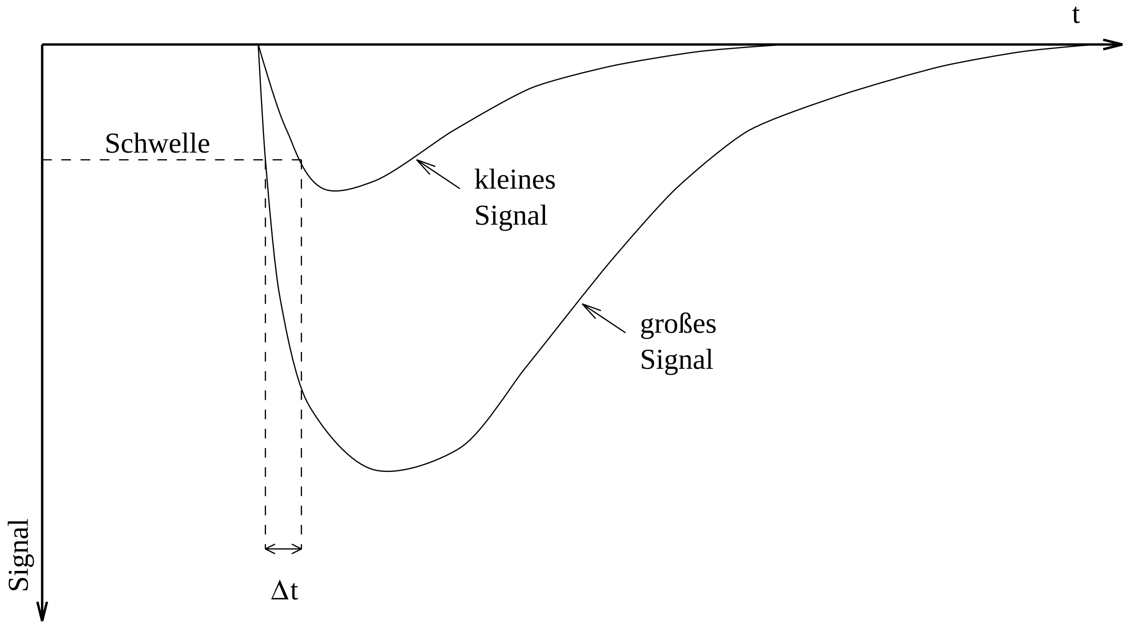


Abbildung 6.1: Timewalk-Effekt bei Photomultiplier-Signalen

eines Moduls gebildet, wobei eine maximale Zeitdifferenz von 10 ns zugelassen wird. Anschließend werden die so erhaltenen Werte mit einem von der Signalhöhensumme abhängigen Korrekturterm zur Aufhebung des Timewalk-Effekts versehen. Die dadurch erhaltene Verbesserung der Auflösung des Zeitspektrums wird in Abschnitt 6.2.3 anhand von Meßdaten belegt.

Die durch den Fastbus-Scaler berechneten Signalraten des pVeto-Detektors stehen dekodiert im gleichen Format wie die ADC- und TDC-Werte zur Verfügung, was einen Vergleich zwischen Rate, Höhe und Zeitpunkt der Signale erlaubt. Zur Echtzeitüberwachung kann ferner ein komfortables TCL-Programm eingesetzt werden, welches die Koinzidenzraten der einzelnen Module und die Triggerrate in graphisch ansprechender Form darstellt. Abbildung 6.2 zeigt eine typische Bildschirmausgabe.

6.2 Erste Messungen

6.2.1 Meßparameter

Zu Beginn der HERA-Strahlperiode 1995 wurden Untersuchungen mit verschiedenen Einstellungen der Meßparameter des pVeto-Detektors durchgeführt. Dabei ergaben sich die folgenden endgültigen Rahmenbedingungen:

Die Schwellenspannug der Diskriminatoren wird auf $U_{Schwelle} = -40$ mV eingestellt, was etwa der halben Signalhöhe eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht. Die Rauschrate in den einzelnen Modulen kann dadurch auf unter 5 Hz reduziert werden. Das Verhalten der pVeto-Triggerraten in Abhängigkeit vom gewählten Koinzidenzgrad entspricht den Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abschnitt 5.3.3); der

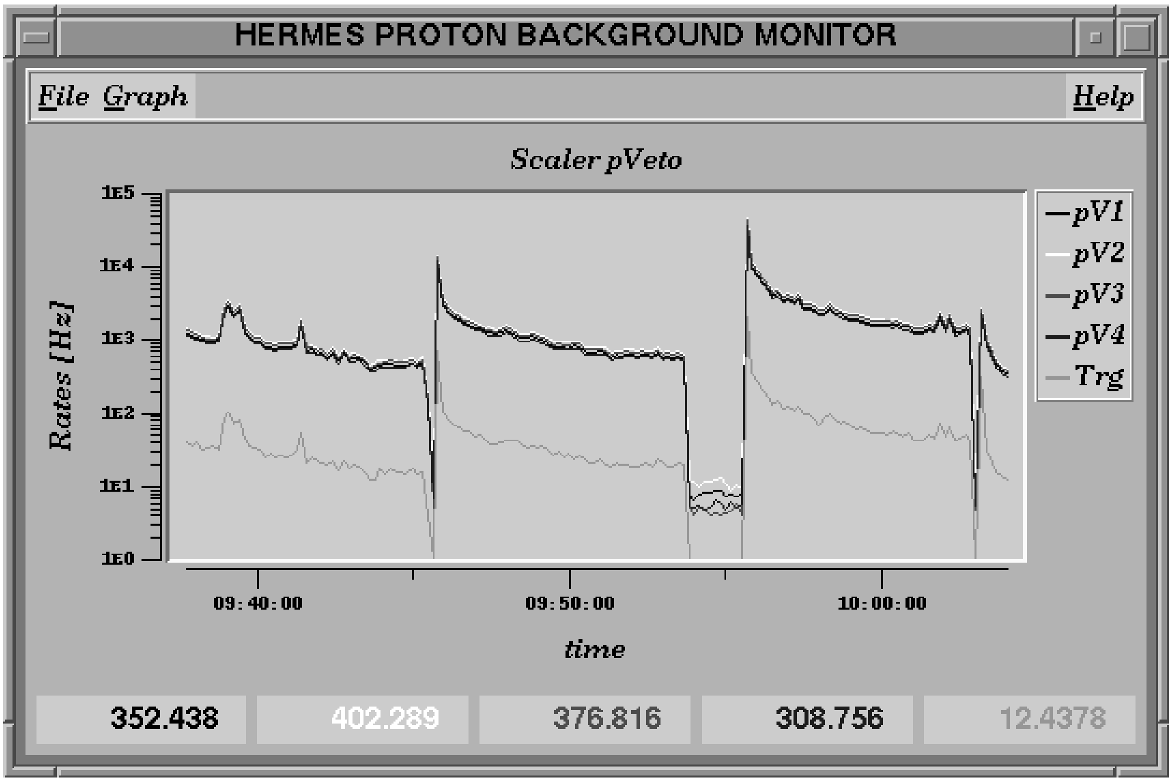


Abbildung 6.2: Echtzeitdarstellung der pVeto-Raten

pVeto-Trigger wird daher durch das gleichzeitige Ansprechen aller vier Module gebildet. Zur Entlastung der HERMES-Datenauslese wurde das Verhältnis zwischen erzeugten und ausgelesenen pVeto-Triggern auf 2^8 eingestellt. Das Startsignal des TDCs ist derart kalibriert, daß die durch den Protonhauptbunch induzierten Signale am oberen Ende des Zeitspektrums liegen. Dadurch können alle für den HERMES-Detektor relevanten Signale mit maximaler Zeitauflösung untersucht werden.

6.2.2 Ratenmessungen

Die Koinizidenzraten der einzelnen pVeto-Module und die pVeto-Triggerrate sind in Abbildung 6.3 bei stabilem Nur-Protonen-Betrieb (I_p = 42mA) über der Zeit aufgetragen. Das Verhältnis aus Einzelraten und Triggerrate beträgt bei einer Protonenergie von E_p = 820 GeV erwartungsgemäß etwa 1:1,8; bei der Injektionsenergie von E_p = 40 GeV liegt es aufgrund der niedrigeren Multiplizität der Strahl-Gas-Ereignisse bei nur etwa 1:10. Ein Vergleich der vier Koinzidenzsignale ergibt, daß die Rate in den Modulen Nr. 3 und Nr. 4 unterhalb des Strahlrohrs um ca. 20 % gegenüber der in den oberhalb angebrachten Modulen Nr. 1 und Nr. 2 reduziert ist. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der Absorption durch Komponenten des HERA-Rings wie Vakuumpumpen und Magnetträgern, welche in den Monte-Carlo-Simulationen nicht berücksichtigt sind.

Bei der quantitativen Analyse der pVeto-Raten zeigt sich, daß sowohl die Einzelraten als auch Triggerrate deutlich unter den theoretischen Erwartungen liegen. Im hier untersuchten Fall ergibt sich eine pVeto-Triggerrate von ca. 5,2 Hz/mA, die in einem

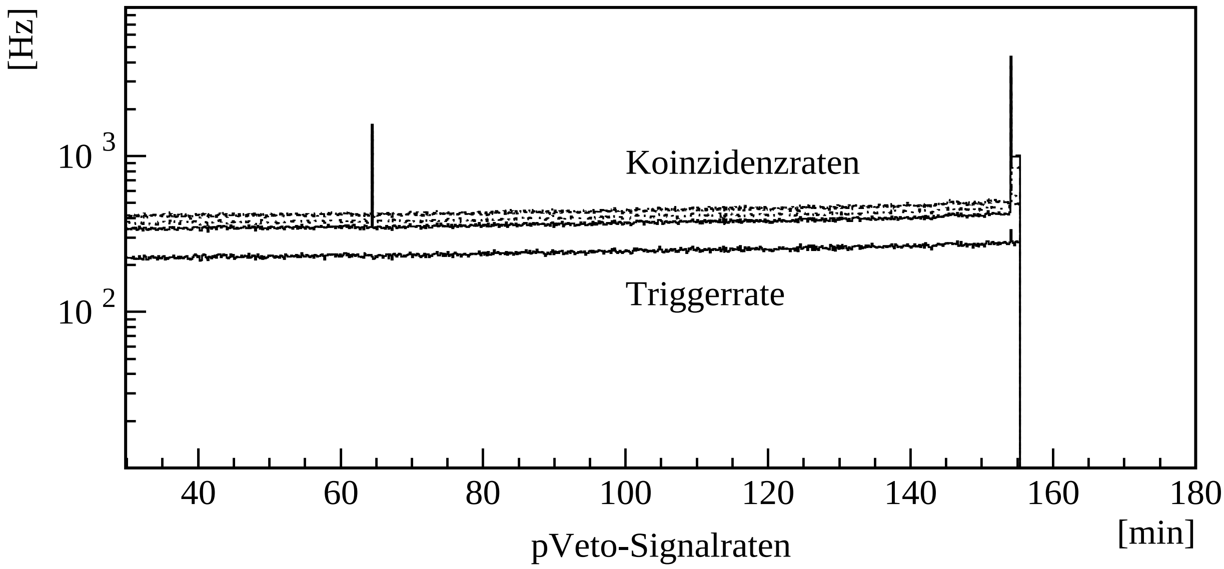


Abbildung 6.3: pVeto-Raten bei Nur-Protonen-Betrieb (I_p = 42mA)

Zeitraum von zwei Stunden auf 6,4 Hz/mA ansteigt. Unter Verwendung der Resultate der Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abschnitt 5.3.3) kann daraus eine totale Ereignisrate im geraden Teilstück des Protonstrahlrohrs von ca. 23 Hz/mA berechnet werden, was auf sehr gute Vakuumbedingungen im Strahlrohr und einen geringen CO_n-Restgasanteil schließen läßt. Die pVeto-Raten weisen allerdings bei verschiedenen Protonfüllungen große Schwankungen auf; vereinzelt wurden auch pVeto-Triggerraten von mehr als 30 Hz/mA festgestellt. Als Richtwert bei stabilem Protonenbetrieb kann eine pVeto-Triggerrate von 15 Hz/mA angesehen werden. Aufgrund von Strahl-Strahl-Wechselwirkungen tritt generell eine Erhöhung der protoninduzierten Untergrundrate mit der Zeit auf.

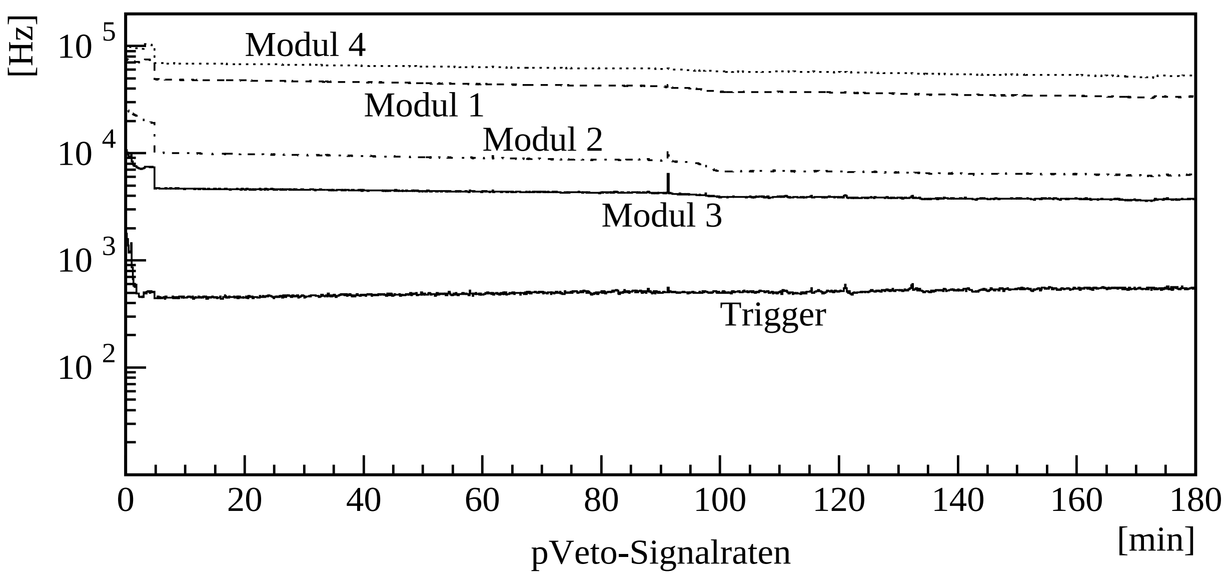


Abbildung 6.4: pVeto-Raten bei Luminositätsbetrieb (I_p = 42mA, I_e = 18mA $\rightarrow$ 15mA)

Das Verhalten der pVeto-Raten bei Luminositätsbetrieb ($I_p = 42$ mA, $I_e = 18$ mA $\rightarrow 15$ mA) ist aus Abbildung 6.4 ersichtlich. Die Koinzidenzraten der einzelnen Module sind trotz der Abschirmung durch das Kalorimeter stark von elektroninduzierten Ereignissen beeinflußt, wovon insbesondere die nahe dem Elektronstrahlrohr plazierten Module Nr. 1 und Nr. 4 betroffen sind. Auch die pVeto-Triggerrate ist, wenn auch in wesentlich schwächerer Form, vom Elektronstrahl beeinflußt. Die bei Nur-Elektron-Betrieb gemessene Rate von ca. 7 Hz pro mA Elektronstrom kann jedoch bei der Analyse der Zeitspektren (siehe Abschnitt 6.2.3) problemlos identifiziert werden. Weiterhin ist es möglich, elektroninduzierte pVeto-Trigger durch ein HERA-Clock-Zeitfenster in Echtzeit zu unterdrücken.

Generell lassen sich aus den Raten des pVeto-Detektors Informationen über die Strahlbedingungen sowohl des Proton- als auch des Elektronstrahls gewinnen. Durch das unterschiedliche Ansprechen der einzelnen Module auf elektron- bzw. protoninduzierte Ereignisse kann auf den Ursprung eventueller erhöhter Untergrundbedingungen geschlossen werden. Die Möglichkeit, den pVeto-Detektor auch in der HERA-Injektionsphase zu betreiben, machen ihn zu einem nützlichen Instrument zur Bestimmung der momentanen Strahlbedingungen.

6.2.3 Signalspektren

Zeitspektren

Wie in Abschnitt 6.1 bereits erläutert, wird die Zeitauflösung der pVeto-Signale durch einen zweistufigen Korrekturalgorithmus verbessert. In Abbildung 6.5 ist das Ergebnis dieses Verfahrens am Beispiel eines typischen pVeto-Zeitspektrums bei Nur-Protonen-Betrieb dargestellt.

In den beiden oberen Histogrammen ist das Zeitspektrum eines Einzelsignals bzw. des zeitlichen Mittelwerts aus den beiden Signalen eines pVeto-Moduls dargestellt. Durch die Mittelung kann die 1σ-Standardabweichung des Protonsignals bereits von 3,3 ns auf 2,3 ns verbessert werden. Betrachtet man nun die im ersten Histogramm von Abbildung 6.6 gezeigte Auftragung der Signalhöhensumme über den zeitlichen Mittelwert eines Moduls, so erkennt man deutlich die in Abschnitt 6.1 beschriebene Korrelation zwischen den Signalen. Berücksichtigt man diese bei der rechnerischen Auswertung der pVeto-Signale, so erhält man das im unteren Histogramm von Abbildung 6.5 dargestellt Zeitspektrum, in welchem das protoninduzierte Signal eine 1σ-Standardabweichung von lediglich 1,45 ns ausweist und damit von der Zeitauflösung des Protonbunches von ca. 1 ns dominiert ist. Insgesamt kann die Zeitauflösung des pVeto-Detektors durch den Korrekturalgorithmus somit mehr als verdoppelt werden. Die im folgenden verwendeten Zeitspektren beinhalten stets die timewalk-korrigierten Zeitsignale.

Ein typisches pVeto-Zeitspektrum bei Luminositätsbetrieb ist in Abbildung 6.7 gezeigt. In der logarithmischen Darstellung sind die verschiedenen, den pVeto-Trigger auslösenden Ereignisse klar zu trennen. Der Hauptanteil von ca. 80 % stammt dabei aus den Hauptbunchen des HERA-Protonrings, gefolgt von elektroninduzierten Ereignisse mit einem Anteil von etwa 10 %. Betrachtet man die Zeitspektren der pVeto-Module Nr. 1 und Nr. 4, welche näherungsweise den selben Abstand zu Elektron- und Protonstrahlrohr

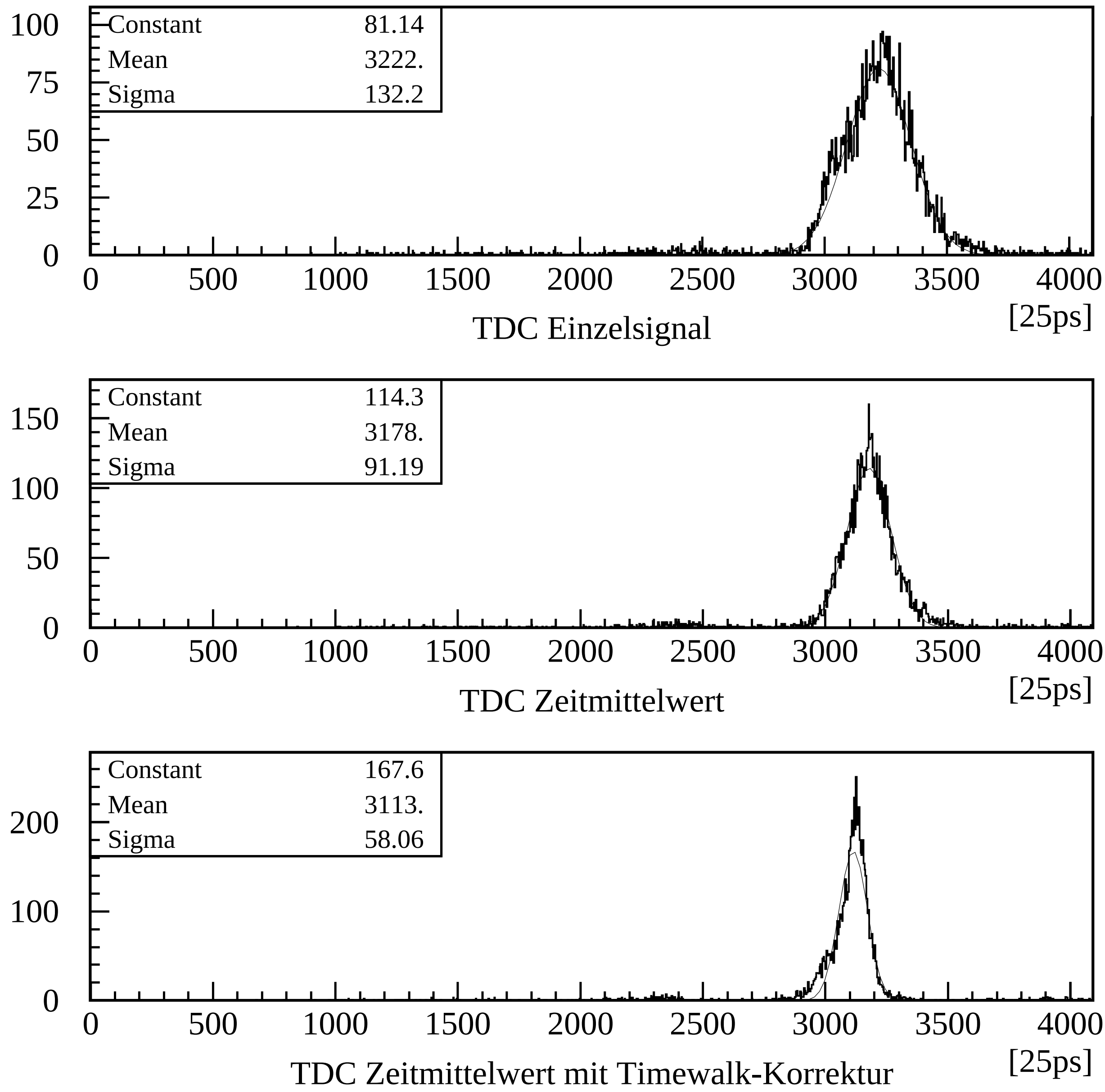


Abbildung 6.5: TDC-Spektren in verschiedenen Korrekturstufen

haben, so beträgt der zeitliche Abstand zwischen elektron- und protoninduzierten Ereignissen im Mittel $\Delta t = 21,1$ ns, was in sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung von $\Delta t = 21,3$ ns ist. In den Modulen Nr. 2 und Nr. 3 verkürzt sich der Abstand aufgrund der längeren Flugdauer elektroninduzierter Teilchen um ca. 1,5 ns.

In einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 38,7$ ns bzw. $\Delta t = 58,3$ ns zum Signal des Protonhauptbunches sind zwei weitere Maxima zu erkennen, welche dem zweiten bzw. dritten 19,2 ns-Seitenbunch des Protonrings entsprechen. Die auf die Intensität im Hauptbunch normierten Anteile betragen dabei 4,4 % für den zweiten und 3,8 % für den dritten Seitenbunch. Der erste Seitenbunch ist im Luminositätsbetrieb erwartungsgemäß durch die elektroninduzierten Ereignisse überdeckt.

Neben der Bestimmung der relativen Seitenbunchintensitäten kann aus dem pVeto-

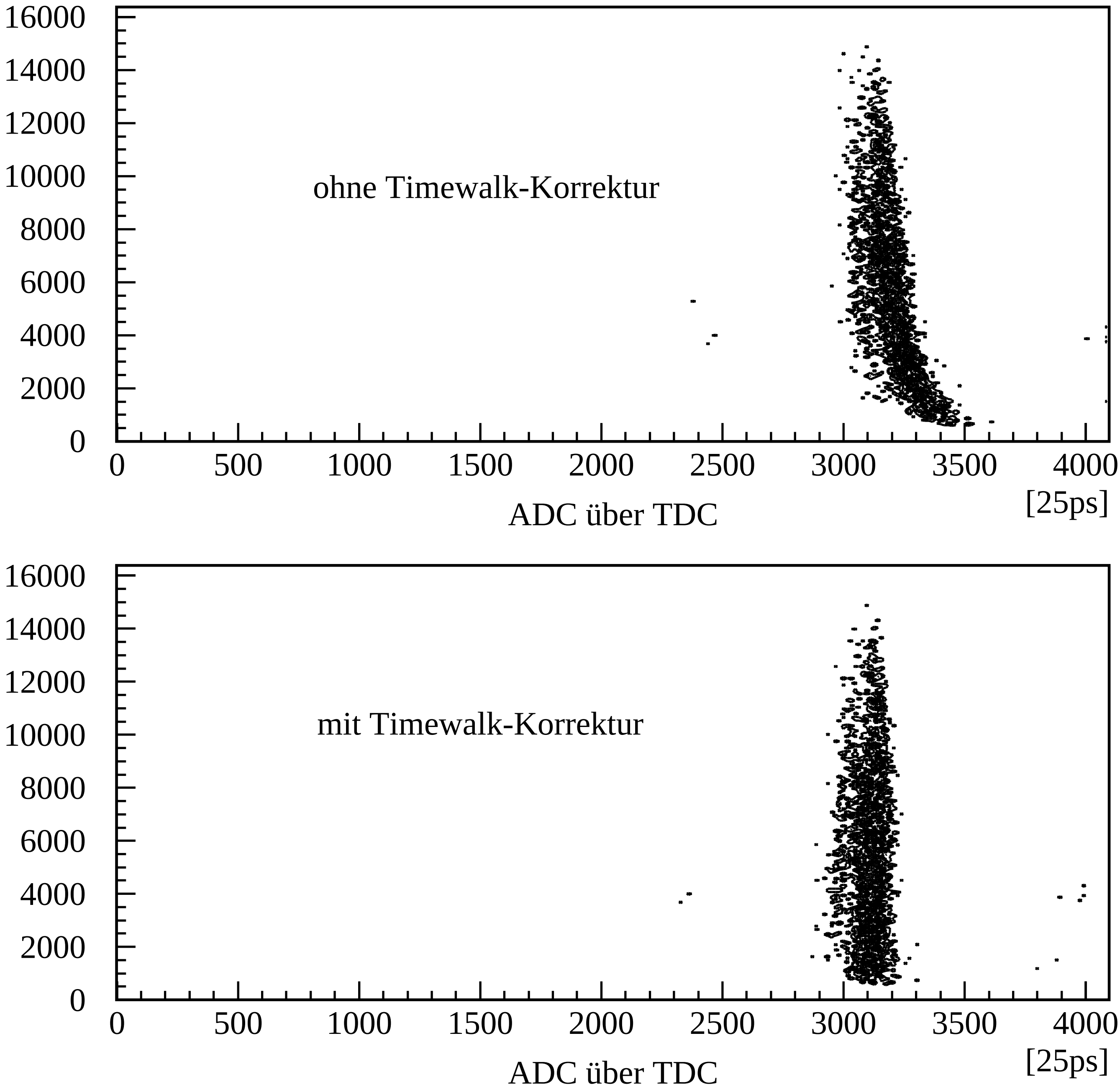


Abbildung 6.6: ADC-Summe über TDC-Mittelwert mit und ohne Timewalk-Korrektur

Zeitspektrum der Anteil der protoninduzierten Ereignisse bestimmt werden, welche innerhalb des Zeitfensters des HERMES-Triggers eintreffen. Wie aus Abbildung 6.7 ersichtlich ist, liegt der hierfür relevante Bereich zwischen $\Delta t = 58$ ns und $\Delta t = 38$ ns, womit sowohl der zweite als auch der dritte Seitenbunch teilweise umfaßt sind. Es ergibt sich ein auf die Hauptbunchintensität normierter Anteil von 5,8 %, was 4,3 % der gesamten pVeto-Trigger entspricht.

Ebenso wie die absoluten pVeto-Raten ist auch der relative Anteil der Seitenbunche bei Betrachtung verschiedener HERA-Protonenfüllungen starken Schwankungen unterworfen.

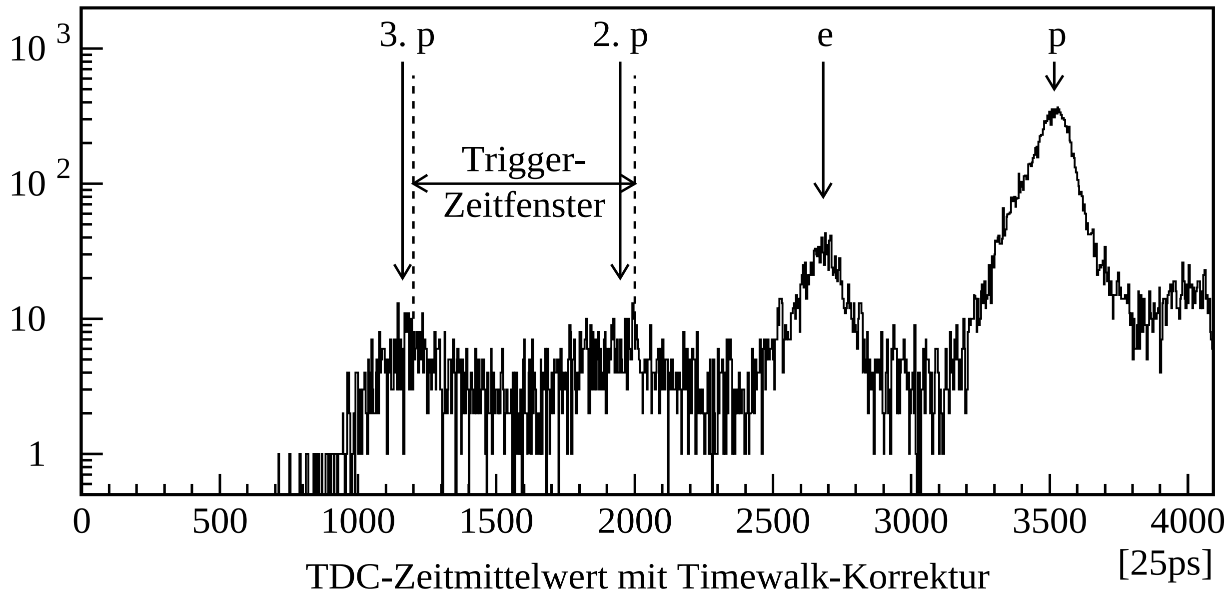


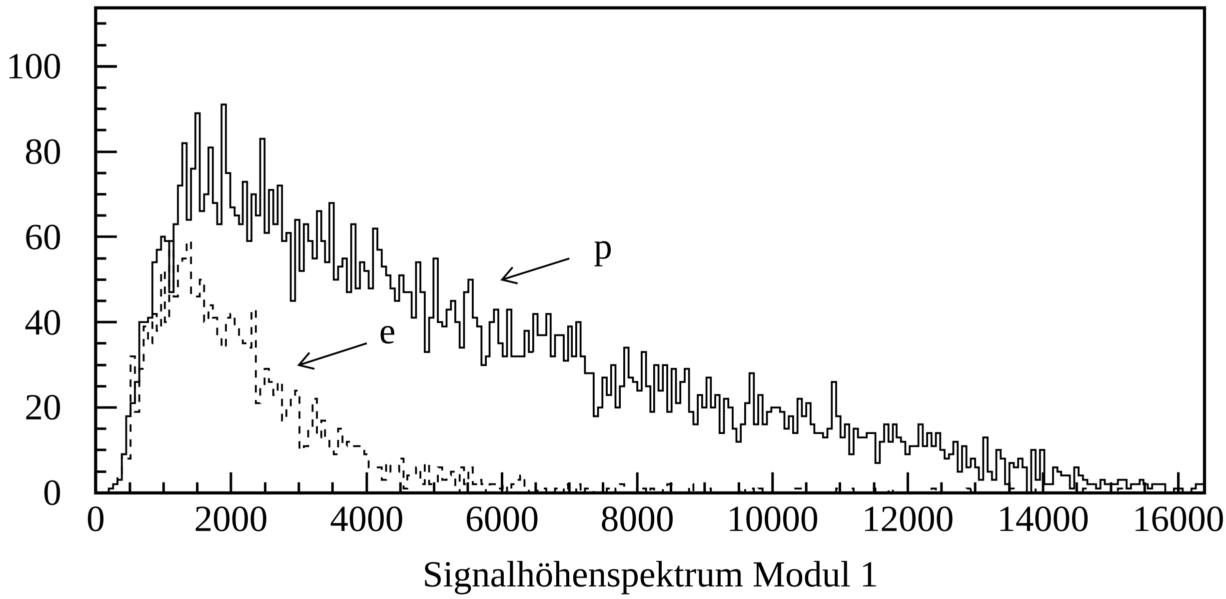
Abbildung 6.7: pVeto-Zeitspektrum bei Luminositätsbetrieb

Bei den vorgenommenen Messungen wurde der Anteil der im HERMES-Triggerzeitfenster liegenden, protoninduzierten Ereignisse zu Werten zwischen 0,3 % und 9,1 % bestimmt, wobei der Mittelwert unter 2 % lag. Durch die Echtzeitanalyse der pVeto-Zeitspektren ist es möglich, bereits vor der Inbetriebnahme des HERMES-Detektors die Güte des Protonstrahl zu beurteilen und Rückschlüsse auf die zu erwartende protoninduzierte Triggerrate zu ziehen.

Signalhöhenspektren

Die Signalhöhenspektren zweier pVeto-Module sind in Abbildung 6.8 dargestellt, wobei elektron- und protoninduzierte Ereignisse anhand ihrer Position im Zeitspektrum unterschieden werden. Die betrachteten Module Nr. 1 und Nr. 2 weisen einen unterschiedlichen Abstand zum Elektronstrahlrohr auf (siehe Abbildung 4.6), was die Untersuchung elektroninduzierter pVeto-Trigger ermöglicht. Mit Hilfe der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Kalibrationsmessungen kann aus der Signalhöhe auf die Anzahl der minimal ionisierenden Teilchen in einem Modul geschlossen werden.

Das Signalhöhenspektrum protoninduzierter Ereignisse zeigt erwartungsgemäß in beiden Modulen einen analogen Verlauf mit einem Maximum bei ca. 3,5 MIP und einem Abfall bis zu Werten von 30 MIP. Der Mittelwert von ca. 9 MIP ist in guter Übereinstimmung mit dem in der Monte-Carlo-Simulation gewonnen Wert von 12 MIP. Im Gegensatz dazu zeigen sich bei den elektroninduzierten Ereignissen deutliche Unterschiede zwischen den beiden Modulen. Während im dem Elektronstrahlrohr zugewandten Modul Nr. 1 eine mittlere Signalhöhe von 4 MIP auftritt, liegt der Wert für das Modul Nr. 2 nur bei 2,2 MIP. Für die unterhalb des Strahlrohrs positionierten Module Nr. 3 unf Nr. 4 ergeben sich vergleichbare Ergebnisse. Damit bietet sich zur Vermeidung elektroninduzierter pVeto-Trigger die Möglichkeit einer Erhöhung der Diskriminatorschwelle in den beiden dem Elektronstrahl zugewandten pVeto- Modulen. Eine Reduzierung der Elektrontrigger



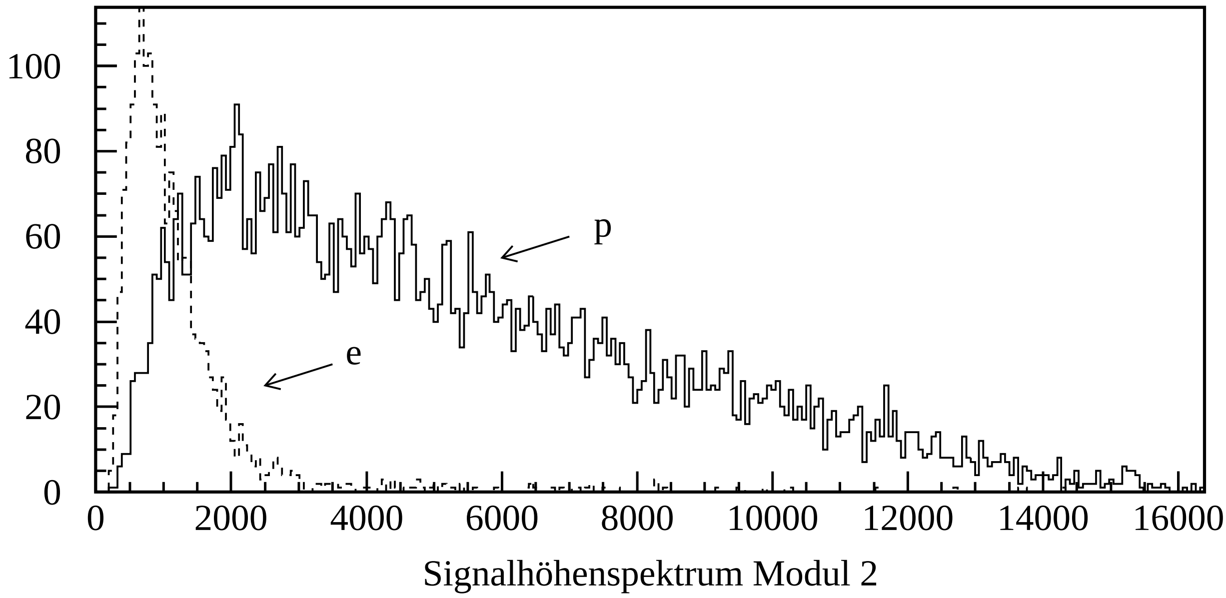


Abbildung 6.8: Vergleich der Signalhöhenspektren in Modulen nahe und fern des Elektronstrahlrohrs

um 99 % hat dabei eine Verminderung der Protontrigger um lediglich 25 % zur Folge.

6.2.4 HERMES-Trigger

Die um einen Faktor 2^8 verminderte Datenausleserate des pVeto-Detektors erlaubt zwar eine zufriedenstellende Analyse des HERA-Protonstrahls, verhindert aber die direkte Untersuchung der Korrelation zwischen pVeto- und HERMES-Trigger. Dieses Problem kann jedoch umgangen werden, indem die im pVeto-Detektor auftretenden Signale bei Auslösung eines HERMES-Triggers analysiert werden. Da die pVeto-Zeitspektren unabhängig von der HERMES-Triggerlogik kalibriert sind, kann aus ihnen sowohl das Auftreten als auch die Zeitstruktur eines Protonschauers bestimmt werden.

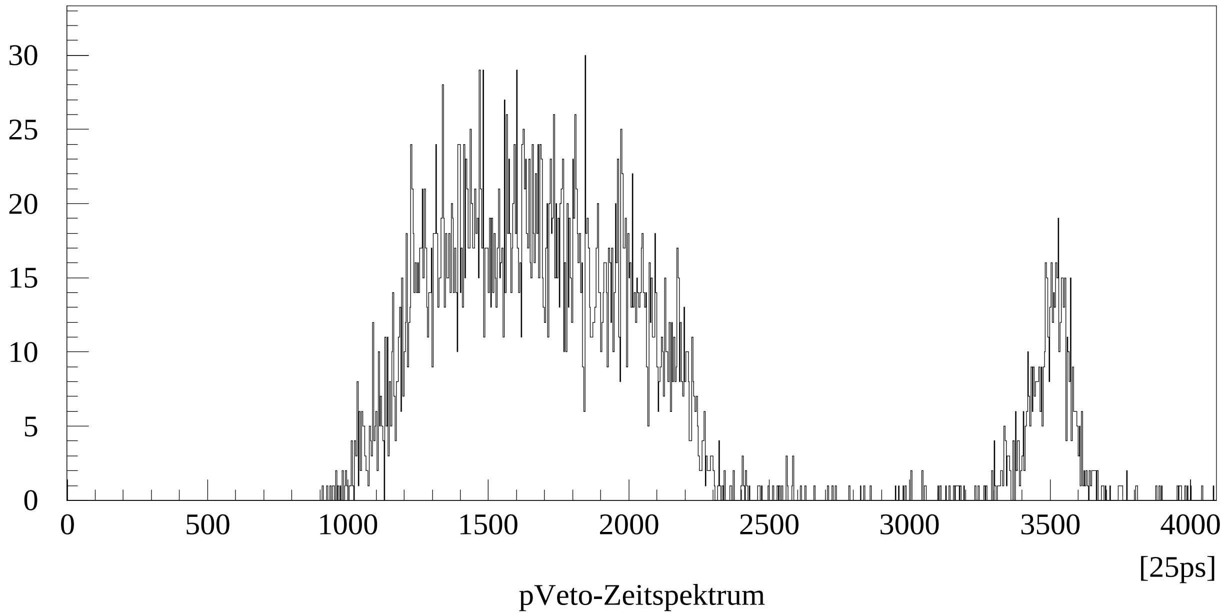


Abbildung 6.9: pVeto-Zeitspektrum mit HERMES-Trigger bei Nur-Protonen-Betrieb (I_p = 59 mA)

In Abbildung 6.9 zeigt ein bei Nur-Protonen-Betrieb ($I_p = 59$ mA) mit dem HERMES-Trigger aufgenommenes pVeto-Zeitspektrum. Die absoluten Signalraten betrugen 750 Hz für den pVeto-Trigger, 90 Hz für die Koinzidenz der beiden Hodoskope und 12 Hz für den HERMES-Trigger. Der Seitenbunchanteil des Protonstrahls im HERMES-Zeitfenster wurde zu 3 % bestimmt. Daraus ergibt sich, daß näherungsweise jeder zweite, im pVeto-Detektor als seitenbunchinduziert registrierte Untergrundschauer zur Auslösung eines HERMES-Triggers führt.

Wie aus dem Spektrum klar zu erkennen ist, verursachen die Seitenbunche trotz ihres geringen Anteils an der Gesamtintensität des Protonstrahls mehr als 90 % der protoninduzierten HERMES-Trigger. Die effektive Breite der HERMES-Zeitfensters, welche sich aus der Länge des HERA-Clock-Signals und der Signale der Triggerdetektoren ergibt, kann zu ca. 35 ns bestimmt werden. Schließt man nun solche HERMES-Trigger aus, die zu einem im HERMES-Zeitfenster liegenden Signal in einem der pVeto-Module führen, so ergibt sich ein Unterdrückungsgrad von mehr als 95 %.

Um die Gefahr einer Beschädigung durch Strahlverluste zu minimieren, wird der HERMES-Detektor in der Regel nur bei stabilen Luminositätsbedingungen in Betrieb genommen. Um den pVeto-Detektor zur Identifizierung protoninduzierter HERMES-Trigger einsetzen zu können, müssen diese daher klar von elektroninduzierten Ereignissen zu trennen sein.

Ein im Luminositätsbetrieb (I_p = 49mA, I_e = 22 mA) unter Verwendung des HERMES-Triggers gewonnenes pVeto-Zeitspektrum ist in Abbildung 6.10 dargestellt, wobei die Triggerraten bei 830 Hz für den pVeto-Trigger und 100 Hz für den HERMES-Trigger betragen. Die Koinzidenzrate der Hodoskope ist mit 150 kHz von elektronindu-

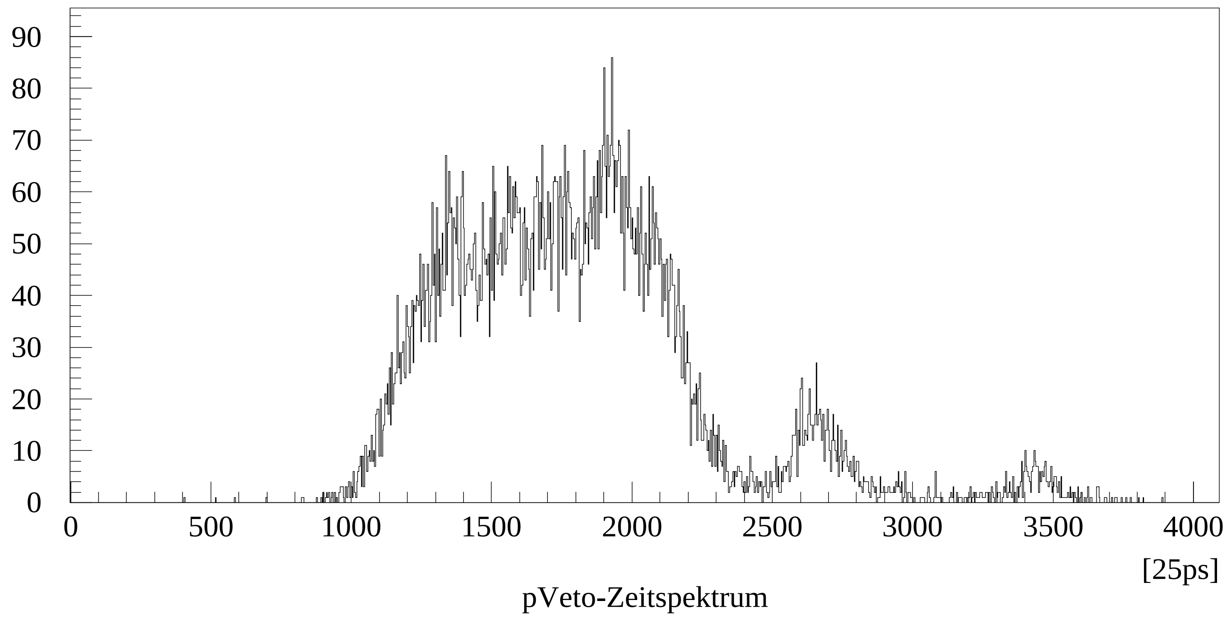


Abbildung 6.10: pVeto-Zeitspektrum mit HERMES-Trigger bei Luminositätsbetrieb (I_p = 49 mA, I_e = 22 mA)

zierten Ereignissen dominiert.

Der Anteil der HERMES-Trigger, die Signale im pVeto-Detektor induzieren, ist stark von den Strahlbedingungen abhängig und liegt etwa zwischen 5 % und 40 %. Aus dem Zeitspektrum ist klar erkennbar, daß mehr als 90 % der pVeto-Signale innerhalb des HERMES-Zeitfensters liegen, was auf das Auslösen des Triggers durch Protonseitenbunche schließen läßt. Die bei der Auslese durch den HERMES-Trigger stark unterdrückten, elektroninduzierten Ereignisse sind klar von den Seitenbunchsignalen zu trennen. Daher ist es möglich, bei der Analyse von Ereignissen durch die Abfrage der pVeto-Zeitinformation protoninduzierte HERMES-Trigger direkt zu identifizieren, ohne auf zeitaufwendigere Techniken im Rahmen der Spurrekonstruktion zurückgreifen zu müssen. Durch die Auswahl des entsprechenden Bereichs im pVeto-Zeitspektrum kann die Gefahr der Unterdrückung von Elektrontriggern minimiert werden.

6.3 Ausblick

In seinem momentanen Aufbau bietet der pVeto-Detektor die Möglichkeit, sowohl die absoluten Signalraten des protoninduzierten Untergrunds als auch die Zeitstruktur des Protonstrahls mit guter Genauigkeit zu bestimmen. Aus der relativen Intensität der Protonseitenbunche kann weiterhin der Einfluß auf den HERMES-Detektor abgeschätzt werden.

Aufgrund der moderaten Untergrundbedingungen ist eine Unterdrückung protoninduzierter Trigger in Echtzeit bisher nicht erforderlich. Mit Hilfe der Daten aus dem pVeto-Zeitspektrum können jedoch im Rahmen der Analyse protoninduzierte Ereignisse klar erkannt werden, was eine deutliche Reduzierung der anfallenden Datenmenge zur

Folge hat. Um die unerwünschte Unterdrückung von tiefinelastischen Streuereignissen mit Sicherheit auszuschließen, sollten allerdings ergänzende Studien durchgeführt werden, welche mit Hilfe der Spurrekonstruktion die vom pVeto-Detektor gefilterten Trigger auf ihren Ursprung hin untersuchen.

Sämtliche zur Verbesserung der Zeitauflösung des pVeto-Detektors angewandten Schritte können prinzipiell auch in Echtzeit durchgeführt werden. Die hierzu erforderlichen Constant-Fraction-Diskriminatoren und Meantime-Module zur Korrektur des Timewalk-Effekts bzw. zur zeitlichen Mittelung der Signale sind problemlos in die Ausleselogik des pVeto-Detektors integrierbar. Dadurch würde eine Unterdrückung des Protonuntergrunds in der ersten Triggerstufe erlaubt und somit eine größere Unabhängigkeit des HERMES-Experiments von den Strahlbedingungen des HERA-Beschleunigers gewährleistet.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluß des protoninduzierten Untergrunds auf das HERMES-Experiment. Hierzu wurden sowohl Messungen im Rahmen eines Testexperiments als auch Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Aus den gewonnenen Ergebnissen folgernd wurde ein Detektorsystem entworfen, welches die Untergrundverhältnisse überwacht und die Möglichkeit zur Filterung protoninduzierter Ereignisse bietet. Die Funktionsfähigkeit des Proton-Veto-Detektors wird anhand von während der ersten Betriebsperoide des HERMES-Experiments durchgeführten Messungen demonstriert.

Das HERMES-Experiment nutzt zur Untersuchung polarisierter, tiefinelastischer Elektron-Nukleon-Streuung ausschließlich den Elektronstrahl des Elektron-Proton-Speicherrings HERA. Der den Detektor in antiparalleler Richtung durchquerende Protonstrahl kann zum Auftreten von Untergrundsignalen führen und stellt damit eine potentielle Gefahr für das HERMES-Experiment dar.

Theoretische Betrachtungen ergeben, daß der Ursprung der Untergrundereignisse in der Wechselwirkung von Strahlprotonen mit dem Restgas im Protonstrahlrohr liegt, wobei eine primäre Rate von ca. 100 Hz pro mA Protonenstrom auftritt. Die im Rahmen des HERMES-Testexperiments durchgeführten Messungen lassen auf Untergrundschauer hoher Multiplizität bei einer Rate von ca. 50 Hz/mA schließen, deren Abschirmung mit einem hohen technischen Aufwand verbunden wäre. Da die protoninduzierten Ereignisse teilweise aus zeitlich verschobenen Seitenbunchen resultieren, können sie durch die HERMES-Signatur nicht vollständig unterdrückt werden.

Der aufgrund dieser Problematik entworfene Proton-Veto-Detektor besteht aus vier Szintillatormodulen, die in einem Abstand von 11,2 m vom HERMES-Wechselwirkungspunkt symmetrisch um das Protonstrahlrohr angeordnet sind. Durch eine beidseitige Lichtauslese der einzelnen Module ist es möglich, aus den Signalen Rückschlüsse auf die absolute Rate, die Multiplizität und die Zeitstruktur des Protonuntergrunds zu ziehen. Mit Hilfe eines zweistufigen Algorithmus wird die Zeitauflösung derart verbessert, daß der Ursprung eines Ereignisses klar identifiziert werden kann.

Um Erkenntnisse über die Topologie des Protonuntergrunds und die Funktionsfähigkeit des Proton-Veto-Detektors zu erhalten, wurden umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen unter Berücksichtigung der gesamten Strahlgeometrie durchgeführt. Dabei zeigt sich, daß mehr als 90 % der protoninduzierten Ereignisse erkannt werden können. Ferner ergeben sich Aufschlüsse über den Einfluß auf die einzelnen Komponenten des

HERMES-Detektors.

Nach der erstmaligen Inbetriebnahme des HERMES-Detektors durchgeführte Messungen ergeben eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten der Simulation. Der Proton-Veto-Detektor erweist sich als ein nützliches Instrument zur Bestimmung der Untergrundverhältnisse und der aktuellen Strahlbedingungen. Aufgrund der geringen Schauerrate von lediglich 15 Hz/mA erweist sich der protoninduzierte Untergrund zum momentanen Zeitpunkt als unproblematisch für das HERMES-Experiment. Die auftretenden Untergrundtrigger können auf Protonseitenbunche zurückgeführt und mit Hilfe des Proton-Veto-Detektors bei der Datenanalyse identifiziert werden. Weiterhin ist durch geringe Änderungen an der Ausleseelektronik eine Filterung protoninduzierter HERMES-Trigger in Echtzeit möglich.

Literaturverzeichnis

[Abe 94] SLAC E143, K. Abe *et al.*, SLAC-PUB-6508, 1994.

[Agu 94] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Phys. Rev. **D50** (1994) 1241.

[Alg 76] SLAC-Yale E80 Collaboration, M.J. Alguard *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1261; **41** (1978) 70.

[Alt 91] G. Altarelli, Physics at HERA Vol. 1, October 1991, DESY, 411.

[And 92] B. Andersson *et al.*, Z. Phys. **C47** (1992) 485.

[Ash 88] J. Ashman *et al.*, EMC Collab., Phys. Lett. **B206** (1988) 364; Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

[Bar 95] D. P. Barber *et al.*, Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Bau 80] SLAC-Yale Collaboration, G. Baum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 2000.

[Bau 83] SLAC-Yale E130 Collaboration, G. Baum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135.

[Bjo 66] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457, **D1** (1970) 1367.

[Bri 87] R. Brinkmann, DESY-HERA-87-19, DESY, 1987.

[Bur 76] H. Burkhardt, W. N. Cottingham, Ann. Phys. **56** (1976) 453.

[Bur 92] V.D. Burkert and B.L. Ioffe, Phys. Lett. **B296** (1992) 223; M. Anselmino, B.L. Ioffe and E. Leader, Sov. J. Nucl. Phys. **49** (1989) 136.

[Die 88] B. Dierberger, Diplomarbeit, Heidelberg, 1988.

[Dür 95] M. Düren, Internal Report, DESY HERMES-95-02, DESY, 1995.

[Ell 74] J. Ellis, R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444.

[Ell 87] J. Ellis, R. Flores and S. Ritz, Phys. Lett. **B198** (1987) 393.

[Ell 95a] J. Ellis, M. Karliner, Phys. Lett. **B341** (1995) 397.

[Ell 95b] J. Ellis, D. Kharzeev, A. Kotzinian, CERN-TH/95-135, 1995.

[Fey 69] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[Fie 94] K. Fiedler *et al.*, Internal Report, DESY HERMES-94-02, DESY, 1994.

[Han 93] D. Handschuh, DESY FH1T-93-03, DESY, 1993.

[Her 81] The HERA Proposal, DESY HERA-81-10, DESY, 1981.

[Her 93a] The HERMES Collaboration, Technical Design Report, DESY-PRC 93/06, DESY, 1993.

[Her 93b] The HERMES Collaboration, The HERMES Test Experiment, DESY, 1993.

[Hoo 89] P. Hoddbhoy, R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B312** (1989) 571; R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B321** (1989) 343.

[Hon 92] Hong Pi, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 173.

[Hug 88] V. W. Hughes *et al.*, Phys. Lett. **B212** (1988) 511; G. Baum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135.

[Iof 94] B.L. Ioffe, preprint ITEP-61 (1994), hep-ph/9408291.

[Itz 80] C. Itzykson and J.-B. Zuber, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill, New York, 1980.

[Jaf 89] R.L. Jaffe and A. Manohar, Phys. Lett. **B223** (1989) 218.

[Kun 93] C. Kunz, Diplomarbeit, Bonn, 1993.

[Lar 91] S.A. Larin and J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. **B259** (1991) 345.

[Lar 94] S.A. Larin, Report No. CERN-TH.7208/94 (modified), to be published in Phys. Lett. **B**

[Leo 94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, 1994.

[Mül 88] B. Müller, Diplomarbeit, Heidelberg, 1988.

[Pes 93] M.E. Peskin and D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley, Menlo Park, 1993.

[Pov 93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, Berlin, 1993.

[Rob 90] R.G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge University Press, 1990.

[Sei 94] M. Seidel, DESY 94-103, DESY, 1994.

[Tho 94] A.W. Thomas, ADP-94-21-T-161, Contribution to 11th International Symposium on High Energy Spin Physics and the 8th International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics (SPIN 94), Bloomington, IN, 15-22 Sep 1994.

[Vel 90] M. Veltri, Internal Report, DESY HERMES-90-02, 1990.

[Vos 95] R. Voss, Talk at DIS 95, Paris, 1995.

[Wal 95] T. Walcher, Phys. Blätter **51** (1995) 293.

[Wie 95] G. Wiesenfeldt, HERA Seminar Bad Lauterberg 1995, DESY HERA-95-03, DESY, 1995.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 1. September 1995

Klaus Fiedler