

Interner Bericht  
DESY F15-96-01  
Mai 1996

*hat ausgeleigt*



Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions	17. JUNI 1996	
Leihfrist: Loan period	7	Tag(e) days

**Untersuchung zu den Eigenschaften  
eines internen Drahttargets für  
das HERA-B Experiment**

von

**S. Spratte**

00416

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

# Untersuchung zu den Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA-B Experiment

März 1996

Diplomarbeit

vorgelegt von  
Stefan Spratte ✓

Lehrstuhl für  
experimentelle Physik V  
Fachbereich Physik  
Universität Dortmund

*“ Dann laß doch die Drähte einfach weg ! ”*

M. Grewe, Januar 1996

# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	3
Tabellenverzeichnis	5
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Das HERA-B Experiment . . . . .	1
1.2 Das interne Drahttarget . . . . .	3
1.3 Ziele des Target-Test Experimentes . . . . .	4
<b>2 Das Target-Test Experiment 94/95</b>	<b>6</b>
2.1 Der Speicherring HERA . . . . .	6
2.1.1 Beschleunigungsprozeß für Protonen . . . . .	7
2.1.2 Das Protonkollimatorsystem bei HERA . . . . .	8
2.1.3 Teilchenbewegung . . . . .	9
2.2 Aufbau des Testexperimentes . . . . .	10
2.2.1 Die Targetmechanik . . . . .	10
2.2.2 Anordnung der Zähler . . . . .	12
2.2.3 Elektronik . . . . .	15
<b>3 Datennahme 1995 und Ratenmessung</b>	<b>23</b>
3.1 Die Nomenklatur der verschiedenen Ratenmessungen . . . . .	23
3.2 Ratenmessung . . . . .	24
3.2.1 Zeitverhalten der Rate . . . . .	24
3.2.2 Ermittlung der Wechselwirkungsrate . . . . .	26
3.2.3 Überprüfung der Wechselwirkungsrate . . . . .	28
<b>4 Targeteffizienz und Strahllebensdauer</b>	<b>31</b>
4.1 Messung der Targeteffizienz . . . . .	32
4.1.1 Einfluß verschiedener Drahtmaterialien . . . . .	34
4.1.2 Targeteffizienz bei 50 Stunden Strahllebensdauer . . . . .	36
4.1.3 Abhängigkeit der Targeteffizienz von Aperturbegrenzungen . . . . .	40
4.2 Simulation der Targeteffizienz . . . . .	44

<b>5</b>	<b>Fluktuationen im Protonenstrahl</b>	<b>49</b>
5.1	Bunch zu Bunch Variationen . . . . .	49
5.2	Periodische Ratenfluktuationen . . . . .	54
5.3	Ratenkontrolle . . . . .	56
5.3.1	Der Algorithmus des Targetkontrollsystems TaCoS . . . . .	57
5.3.2	Konstanz der Rate . . . . .	58
5.3.3	Verteilung der Wechselwirkungen auf die verschiedenen Drähte . . .	61
5.3.3.1	Verhältnis der transversalen Betatronamplituden am Target	62
5.3.3.2	Die Asymmetrieebene . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Untergrundstudien</b>	<b>66</b>
6.1	Einfluß des Targets auf die Untergrundraten von ZEUS und H1 . . . . .	66
6.2	Kollimatorstudien . . . . .	70
6.3	Beitrag des ZEUS Experimentes zum eigenen Untergrund . . . . .	73
6.4	Beitrag der Maschine zum Untergrund . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Die radiale Dichteverteilung</b>	<b>77</b>
7.1	Versuchsaufbau und Elektronik . . . . .	77
7.2	Beschreibung der Messungen . . . . .	80
7.3	Berechnung der Zählerposition . . . . .	82
7.4	Meßergebnisse und Diskussion . . . . .	83
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
	<b>Anhang</b>	<b>88</b>
<b>A</b>	<b>Die Target- und Roman-Pot-Mechanik</b>	<b>89</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>95</b>

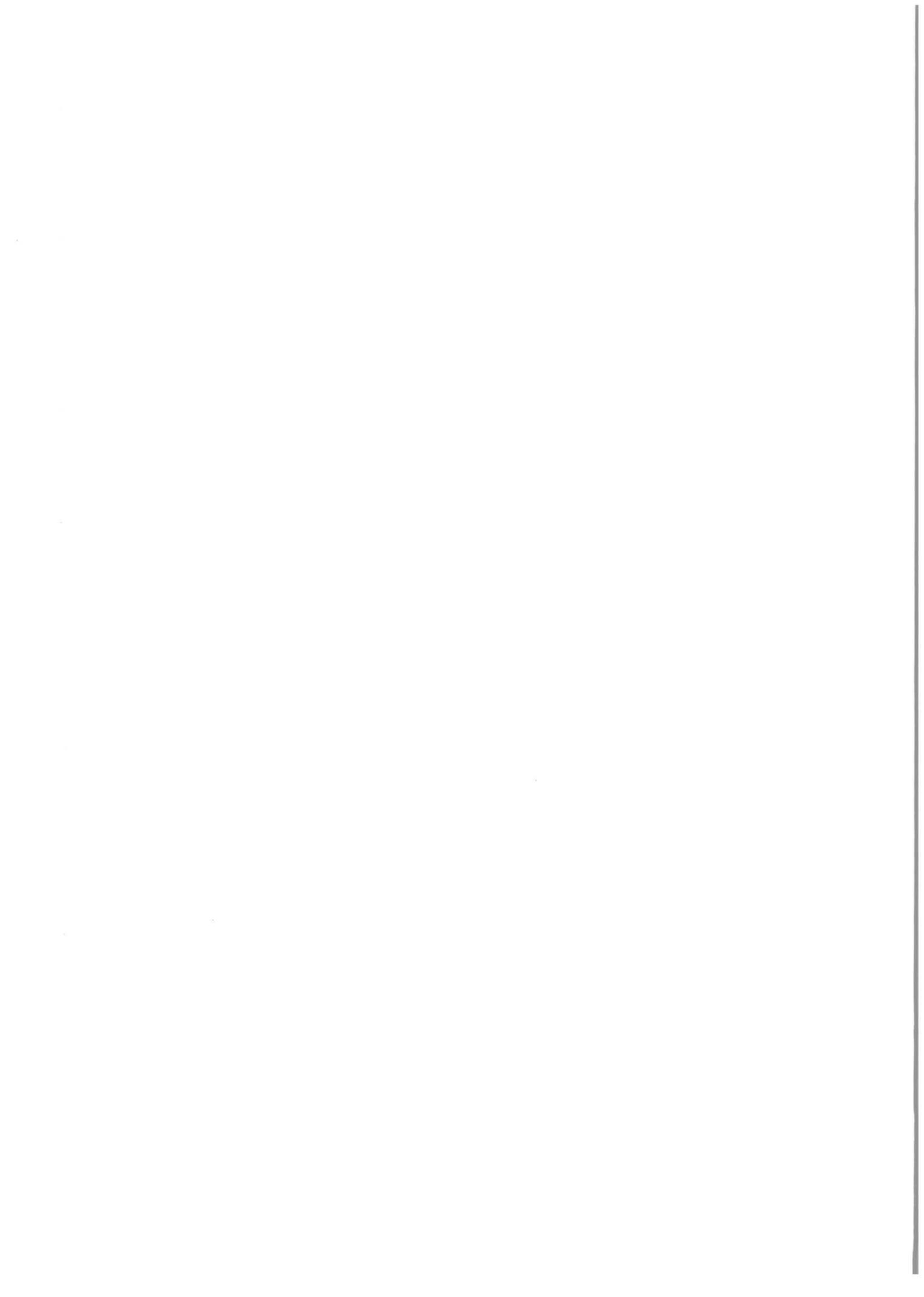
# Abbildungsverzeichnis

1.1	Protonendichte als Funktion des Abstandes vom Strahlmittelpunkt . . . . .	3
1.2	Geplante Targetanordnung . . . . .	4
2.1	Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger . . . . .	7
2.2	Füllschema des HERA-Protonringes . . . . .	8
2.3	Der HERA-Ring in schematischer Darstellung . . . . .	9
2.4	Schematischer mechanischer Aufbau des Targets . . . . .	12
2.5	Versuchsaufbau und Zähleranordnung im Tunnel . . . . .	13
2.6	Informationsfluß in der Elektronik . . . . .	15
2.7	Pulsverarbeitung der Photomultipliersignale . . . . .	17
2.8	Triggerlogik des Test Experimentes . . . . .	19
2.9	FADC-Eventdisplay . . . . .	20
2.10	Clustersummenspektrum eines Szintillators aus den FADC-Daten . . . . .	21
2.11	Verteilung des 1BX-Signals . . . . .	22
3.1	Triggerrate und Drahtpositionen als Funktion der Zeit . . . . .	25
3.2	Triggerrate und Drahtposition des unteren Drahtes . . . . .	26
3.3	2fach-Vektorrate als Funktion der Triggerrate . . . . .	28
3.4	Auswirkung der Poissonkorrektur auf die Triggerrate . . . . .	29
3.5	Vergleich von $\text{Rate}^{\text{Scaler}}$ und $\text{Rate}^{\text{FADC}}$ . . . . .	30
4.1	Wechselwirkungsrate, Strahllebensdauer, Protonenstrom und Targeteffizienz . . . . .	33
4.2	Targeteffizienz als Funktion niedriger Wechselwirkungsrate . . . . .	36
4.3	Drahtbewegung bei eingeschalteter Targetautomatik . . . . .	37
4.4	Targeteffizienz in 1994 . . . . .	39
4.5	Einfluß von Aperturbegrenzungen auf die Targeteffizienz . . . . .	40
4.6	Rate als Funktion der Drahtposition . . . . .	43
4.7	Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition . . . . .	45
4.8	Targeteffizienz für eine variierende Drahtdicke . . . . .	46
4.9	Targeteffizienz für zwei verschiedene $\beta$ -Funktionen . . . . .	47
4.10	Targeteffizienz für zwei Drahtmaterialien . . . . .	48
5.1	Aus den FADC-Daten ermitteltes Füllschema . . . . .	51
5.2	TDC-Spektrum eines einzelnen Triggerzählers . . . . .	52
5.3	Poissonverteilung für 4 Wechselwirkungen pro Bunch . . . . .	52

5.4	Auf 4 Wechselwirkungen pro Bunch normiertes Füllschema . . . . .	53
5.5	Periodische Fluktuationen der Triggerrate . . . . .	54
5.6	Auf 4 Wechselwirkungen pro Bunch Ratenverteilung . . . . .	55
5.7	Frequenzspektrum der Triggerrate . . . . .	56
5.8	Verteilung der Rate bei eingeschalteter Targetautomatik . . . . .	58
5.9	Abschnitt starker Ratenfluktuationen . . . . .	59
5.10	Dichteverteilung des Protonenstrahls mit/ohne Draht . . . . .	60
5.11	Wirkung des weißen Rauschens auf die Dichteverteilung . . . . .	61
5.12	Verhältnis der Drahtabstände . . . . .	62
5.13	Verhältnis der transversalen Strahlquerschnitte . . . . .	63
5.14	Vom Szintillator abgedeckter Raumwinkelbereich für Wechselwirkungen . .	64
5.15	Für die Asymmetriebetrachtung verwendete Triggerzähler . . . . .	64
5.16	Verteilung der Koinzidenzraten in der Asymmetrieebene . . . . .	65
6.1	Wechselwirkungsrate und Untergrundraten von ZEUS . . . . .	67
6.2	Wechselwirkungsrate und Untergrundraten von H1 . . . . .	68
6.3	ZEUS LPS-Rate als Funktion der Wechselwirkungsrate . . . . .	69
6.4	Einfluß von Kollimatoren auf den ZEUS-Untergrund . . . . .	71
6.5	Einfluß von Kollimatoren auf den ZEUS-Untergrund . . . . .	72
6.6	Einfluß des LPS auf das FNC . . . . .	74
6.7	Wirkung der Arbeitspunktänderungen auf Untergrund . . . . .	76
7.1	Seiten- und Frontansicht der Roman-Pot-Konstruktion . . . . .	78
7.2	Wechselwirkungsrate, Pot-Position und PIN-Raten . . . . .	78
7.3	ADC-Spektren der PIN-Dioden . . . . .	79
7.4	$R_{PIN}^{ADC}/R_{PIN}^{Scaler}$ als Funktion von $R_{PIN}^{ADC}$ . . . . .	80
7.5	Wechselwirkungsrate, Pot-Position und Zählrate der Si-Diode . . . . .	81
7.6	Wechselwirkungsrate als Funktion der Draht- und Pot Position . . . . .	83
7.7	Zählrate der Siliziumdiode als Funktion ihrer Position . . . . .	84
7.8	Zur Berechnung der Abhängigkeit der PIN-Rate . . . . .	85
7.9	Vergleich von gemessener und theoretischer PIN-Rate . . . . .	86
A.1	Targetmechanik (technische Zeichnung) . . . . .	91
A.2	Roman-Pot-Mechanik (technische Zeichnung) . . . . .	92

# Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter des HERA-Ringes 1995 . . . . .	8
2.2	Strahlparameter '95 an der Stelle des Targets . . . . .	11
2.3	Materialeigenschaften der verwendeten Targets . . . . .	11
2.4	Position der Szintillationszähler bezüglich des Targets . . . . .	14
2.5	Typ, Meßbereich und Auflösung der verwendeten Elektronikmodule . . . . .	18
4.1	Gemessene Targeteffizienz für 4 verschiedene Drähte . . . . .	34
4.2	Gemessene Targeteffizienz für 2 Drähte . . . . .	34
4.3	Gemessene Targeteffizienz mit allen Drähten . . . . .	38
4.4	Emittanzen am Target und Hauptkollimator . . . . .	41
4.5	Strahlmittelpunkt am Target und Hauptkollimator . . . . .	41
4.6	Position der 4 Drähte und Kollimatorbacken . . . . .	42
5.1	F2-Rate und entsprechende Wechselwirkungsrate . . . . .	59
7.1	Abmessungen der Roman Pot Konstruktion . . . . .	77



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Messung der CP-Verletzung ist für die Physik von großem Interesse. Dabei ist ein Erkenntnisgewinn in diesem Bereich nicht nur für die Hochenergiephysik, sondern beispielsweise auch für die Astrophysik von Bedeutung: Wenn man davon ausgeht, daß sich das Universum aus einem symmetrischen Anfangszustand heraus entwickelt hat, so muß unter anderem die CP-Symmetrie gebrochen worden sein, um einen Überschuß an Materie zu erhalten. Beobachtet wurde die CP-Verletzung zum ersten Mal 1964 im  $K^0$ -System. In jenem Jahr zeigten Christenson et al., daß ein langlebiges  $K^0$ -Meson, welches normalerweise in einen Endzustand mit CP-Eigenwert  $-1$  zerfällt, in  $2 \cdot 10^{-3}$  aller Fälle in zwei Pionen mit CP-Eigenwert  $+1$  zerfällt [1]. Für dieses Phänomen existieren zur Zeit im wesentlichen zwei Theorien: Die superschwache Theorie führt die Asymmetrie auf eine „superschwache“ Wechselwirkung zurück, die etwa tausendfach schwächer als die schwache Wechselwirkung und nur im  $K^0$ -System beobachtbar ist [2]. Im Gegensatz dazu liefert das Standardmodell eine zwanglosere Beschreibung. In diesem Modell wird der Übergang zwischen den Quarkarten bei drei Quarkgenerationen durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben, die eine komplexe Phase enthält. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional zum Betragsquadrat der CKM-Matrixelemente und da zwei Amplituden miteinander interferieren, bleibt die Phase erhalten. Aufgrund der Existenz dieser Phase ergibt sich bei der CP-Transformation eine andere Übergangswahrscheinlichkeit; die CP-Symmetrie ist in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Der Nachweis von CP-verletzenden Zerfällen in anderen Systemen neben dem  $K^0$ -System in Verbindung mit der quantitativen Übereinstimmung der CP-Verletzung wäre somit eine Bestätigung des der Elementarteilchenphysik zugrundeliegenden Standardmodells.

Aus diesem Grund befinden sich zur Zeit einige Experimente (KeK-B, LHC-B, Babar, HERA-B) in Planung und im Aufbau, deren Ziel es ist, die CP-Verletzung in den nächsten Jahren im B-System zu untersuchen.

### 1.1 Das HERA-B Experiment

Beim HERA-B Experiment, das zur Zeit am HERA-Protonenspeicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg aufgebaut wird [3], werden die zur Mes-

sung der CP-Verletzung benötigten B-Mesonen durch tiefinelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen an einem festen Target erzeugt:

$$\begin{aligned} pN &\rightarrow b\bar{b} + X \rightarrow B^0 + \bar{B} + Y \\ pN &\rightarrow b\bar{b} + X \rightarrow \bar{B}^0 + B + Y . \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnen X und Y den hadronischen Rest und B,  $\bar{B}$  beliebige B-Mesonen. Ein Zerfallskanal der B-Mesonen, der besonders untergrundfrei rekonstruiert werden kann, ist

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^- , \quad (1.2)$$

denn aufgrund der leptonischen Endzustände des J/ $\Psi$ -Mesons läßt sich dieser Zerfall gut von hadronischen Wechselwirkungen unterscheiden [3].

Direkt gemessen wird die CP-Verletzung, indem der Unterschied der Zerfallsraten von  $B^0$ - und  $\bar{B}^0$ -Mesonen in den gleichen Endzustand J/ $\Psi K_S^0$ , der ein CP-Eigenzustand ist, untersucht wird. Wie im  $K^0$ -System mischen auch hier die  $B^0$ -Mesonen [4] und es wird eine Asymmetrie in den Zerfallsraten  $\Gamma$  gemessen, die flugzeitabhängig ist:

$$A(t) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0)}{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0)} = \sin 2\beta \sin xt .$$

Die Größe x bezeichnet den Mischungsparameter zwischen den  $B^0$ - und  $\bar{B}^0$ -Mesonen [3]. Der Winkel  $\beta$  ist mit der Phase  $\varphi$  korreliert und daher ein Maß für die CP-Verletzung. Aus dem Ladungsvorzeichen des beim Wechselwirkungsprozeß (1.1) entstehenden zweiten B-Mesons kann man ermitteln, ob im Anfangszustand ein  $B^0$  oder ein  $\bar{B}^0$  vorlag.

Die niedrige Produktionsrate für ein  $B^0/\bar{B}^0$ -Meson und die Verzweigungsverhältnisse des Signalzerfalls  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$  bei der HERA-Energie von 820 GeV liefern eine Wahrscheinlichkeit von  $3 \cdot 10^{-11}$  für den gesuchten Zerfall. Da die Effizienz des entworfenen HERA-B Detektors zum Nachweis der Reaktionen (1.1 und 1.2) bei etwa 10% liegt, wird bei  $3 \cdot 10^{11}$  Primärwechselwirkungen ein verwertbarer  $B^0$ -Zerfall beobachtet. Um den Wert von  $\sin 2\beta$  auf 10% genau bestimmen zu können, sind 3000 Signalzerfälle bzw.  $10^{15}$  Primärwechselwirkungen nötig [3]. Soll diese Anzahl in 3 Jahren bei einer erwarteten Betriebszeit des HERA-Speicherringes von 3000 Std./Jahr erreicht werden, so muß der Detektor über 30 Millionen Drahtwechselwirkungen pro Sekunde untersuchen. Da die Bunchfrequenz des HERA-Ringes für die gefüllten Protonenbündel bei gut 8 MHz liegt, müssen pro Protonenbündel mehrere Protonen zur Reaktion auf dem Draht gebracht werden. Es müssen somit hohe Wechselwirkungsraten erzeugt werden.

Schon vor der offiziellen Genehmigung des HERA-B Projektes Anfang 1995 wurden erste Target-Testmessungen durchgeführt und seit dieser Genehmigung haben die Aufbauarbeiten des Spektrometers begonnen. Für 1996 sind erste Testphasen für die einzelnen Detektorkomponenten, den Magneten und die Datennahme geplant. Außerdem hofft man, erste J/ $\Psi$ -Mesonen nachzuweisen. Das Myonsystem wird 1997 ausgebaut. Mit den dann vorhandenen Spurkammerprototypen und dem Kalorimeter wird man in der Lage sein, J/ $\Psi$ -Mesonen aus Zerfällen von B-Mesonen zu rekonstruieren [5]. Mit der Fertigstellung des Triggers und der Installation des Vertexsystems und des Cherenkov-Ringbild-Zählers (RICH) wird dann ab 1998 begonnen, die CP-Verletzung im B-System zu untersuchen.

## 1.2 Das interne Drahttarget

Für eine erfolgreiche Durchführung des HERA-B Experiments muß das feste Target folgende Anforderungen erfüllen:

- Es soll Wechselwirkungsraten von mehr als 30 MHz produzieren können, was etwa 4 Wechselwirkungen pro Protonenbündel entspricht. Zusätzlich soll es in der Lage sein, die Rate mit großer Genauigkeit konstant zu halten, d.h. auf eventuelle Fluktuationen schnell zu reagieren.
- Das Targetmaterial sollte so gewählt werden, daß der  $b\bar{b}$ -Produktionsquerschnitt möglichst hoch ist.
- Es soll eine möglichst punktförmige Wechselwirkungszone bereitstellen, um die Rekonstruktion des Wechselwirkungsortes zu unterstützen. Andererseits sollte die Entfernung einzelner Primärvertices größer als die zu erwartende Vertexpfaltung sein, um Spur und Wechselwirkungsort eindeutig zuordnen zu können.
- Das Target soll minimale Einflüsse auf die  $e/p$ -Luminosität und den Strahluntergrund von HERA haben. Letzteres gilt sowohl für die beiden Experimente ZEUS und H1 als auch für das HERA-B Experiment selbst und hier insbesondere für die unmittelbare Umgebung des Targets.
- Es muß mechanisch zuverlässig sein und eine hohe Betriebssicherheit garantieren.

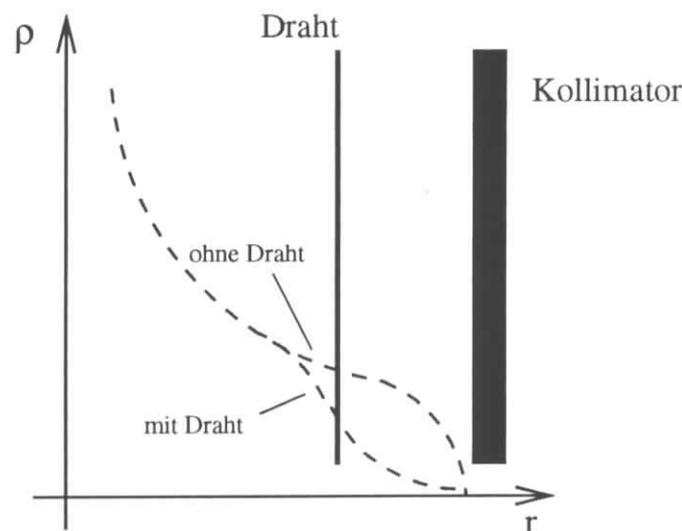


Abbildung 1.1: Protonendichte als Funktion des Abstandes vom Strahlmittelpunkt mit und ohne Draht

Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird ein Drahttarget benutzt, das sich im Strahlrohr befindet und die Protonen, die ständig vom Strahlmittelpunkt in den Strahlhalo <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Äußerer Bereich des Teilchenstrahls

driften, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $\varepsilon_T$  auffängt. Abbildung 1.1 zeigt die Änderung der Protonendichte  $\rho$  in Abhängigkeit vom Abstand zum Strahlmittelpunkt  $r$  mit und ohne Draht und macht damit die Funktionsweise eines solchen Targets verständlich: Die Dichteverteilung der Protonen nimmt an der Stelle des Drahtes stark ab, da nach

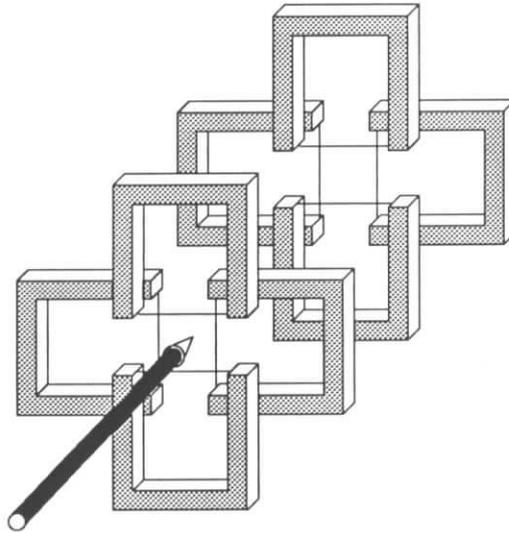


Abbildung 1.2: *Geplante Targetanordnung für das HERA-B Experiment*

außen driftende Protonen mit ihm wechselwirken. Im Gegensatz zu Aperturbegrenzungen wie z. B. Kollimatoren sind Protonen noch jenseits des Drahtes vorhanden; im Prinzip arbeitet das Halotarget wie ein teilweise durchlässiger Kollimator [3]. Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß es möglich ist, bei geeigneten Randbedingungen mehr als 70% aller Protonen, die durch natürlichen Strahlverlust verlorengehen, abzufangen [3]. Wenn Reaktionen mit dem Target nur durch Protonen aus dem Halo erzeugt werden, ist der Einfluß auf die  $e/p$ -Luminosität gering, denn zur Luminosität tragen nur die Protonen im Zentrum des Strahles bei.

Für das HERA-B Experiment ist ein Drahttarget geplant, das in Abbildung 1.2 zu sehen ist. Es werden insgesamt 8 Drähte in das Strahlrohr gebracht, von denen jeweils 4 so angeordnet sind, daß sie den Strahl vollständig umschließen. Jeder dieser 8 Drähte kann unabhängig von den anderen bewegt werden. Dadurch ist gewährleistet, daß Vertizes einen großen Abstand voneinander haben, denn durch individuelle Drahtbewegungen werden die Wechselwirkungen auf den Drähten gleichmäßig verteilt.

### 1.3 Ziele des Target-Test Experimentes

Ziel dieser Diplomarbeit ist das Studium der Funktionstüchtigkeit und Wirkungsweise eines internen Drahttargets, welches als Grundlage für das HERA-B Experiment dient. Die wichtigste Frage ist dabei, ob das Target in der Lage ist, über 50% der Protonen, die dem Speicherring verlorengehen, zur Wechselwirkung zu bringen. In diesem Zusammenhang ist

die Ermittlung der Wechselwirkungsrate und der Erreichbarkeit von 4 bis 5 Wechselwirkungen pro Protonenbündel von besonderem Interesse. Dabei spielen Fluktuationen der Rate eine wesentliche Rolle. Wenn die Teilchenmultiplizität zu hoch ist, muß das Ereignis verworfen werden, da die Rekonstruktionszeit der Teilchenspuren zu groß wird. Um die Quellen dieser Fluktuationen zu ermitteln wurden sie deshalb eingehend untersucht. Bei hohen Wechselwirkungsraten muß der targetinduzierte Untergrund bei den anderen Experimenten H1 und ZEUS berücksichtigt werden. Daher wurde der Einfluß des Targets auf diese Experimente geprüft und untersucht, in welchem Maße das bei HERA installierte Kollimatorsystem zur Beschränkung dieses Untergrundes beiträgt.

Kapitel 2 dieser Diplomarbeit beschreibt den experimentellen Aufbau, die Ausleseelektronik und die Datennahme. In Kapitel 3 werden die gemessenen Raten beschrieben und Meßbeispiele gezeigt. Die für die Datenanalyse relevante Wechselwirkungsrate wird ermittelt und überprüft. Die Ergebnisse der Datenanalyse werden in Kapitel 4 bis 7 analysiert und diskutiert. Am Schluß werden die Ergebnisse zusammengefaßt.

# Kapitel 2

## Das Target–Test Experiment 94/95

Um das für das HERA–B Experiment geplante Target und seine mechanische Konstruktion zu testen, wurde ein Testaufbau im HERA–Tunnel installiert, der aus dem Target selbst und einem Detektor bestand. Die Signalverarbeitung der Detektorkomponenten erfolgte in der Experimentierhalle West des HERA–Speicherrings, da der Tunnel während der Strahlzeit nicht zugänglich war.

Um die sich aus der Datenanalyse ergebenden Resultate verstehen zu können, wird zunächst der Speicherring HERA und der Beschleunigungsprozeß der Protonen beschrieben. Anschließend wird das Kollimatorsystem und seine Wirkungsweise erklärt.

Im Zusammenhang mit dem Funktionsprinzip des Speicherrings werden außerdem einige Größen aus dem Bereich der linearen Strahloptik eingeführt und erläutert.

Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels wird das Testexperiment selbst und die zur Signalverarbeitung verwendete Elektronik beschrieben.

### 2.1 Der Speicherring HERA

Das Testexperiment wurde am Speicherring HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg aufgebaut, welcher mit seinen Vorbeschleunigern in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Bei dieser Anlage handelt es sich um einen Protonen–Elektronen–Speicherring, in dem auf einer Länge von 6335.8 m Protonen mit 820 GeV und 1995 erstmals Positronen mit 27.5 GeV entgegengesetzt umlaufen. HERA besitzt vier sogenannte Wechselwirkungszonen. An zweien werden Positronen und Protonen zur Reaktion gebracht. Dabei handelt es sich um die Experimente ZEUS [6] in Experimentierhalle Süd und H1 [7] in Experimentierhalle Nord. Beide Experimente untersuchen die tiefinelastische Positron–Proton–Streuung. Bei den beiden anderen Experimenten trifft einer der beiden Teilchenstrahlen auf ein festes Target. Im Rahmen des HERMES–Experiments [8] in Experimentierhalle Ost wird die innere Spin–Struktur von Protonen und Neutronen unter Ausnutzung der dort erzeugten Spinpolarisation des Positronenstrahls gemessen. Das Target wurde 1995 mit polarisiertem  $^3\text{He}$  betrieben. In der Experimentierhalle West werden die Protonen des Protonenstrahls im Rahmen des HERA–B Experimentes an einem Drahttarget zu Wechselwirkung gebracht. Dabei entstehen die zur Messung der

CP-Verletzung im B-System benötigten B-Mesonen.

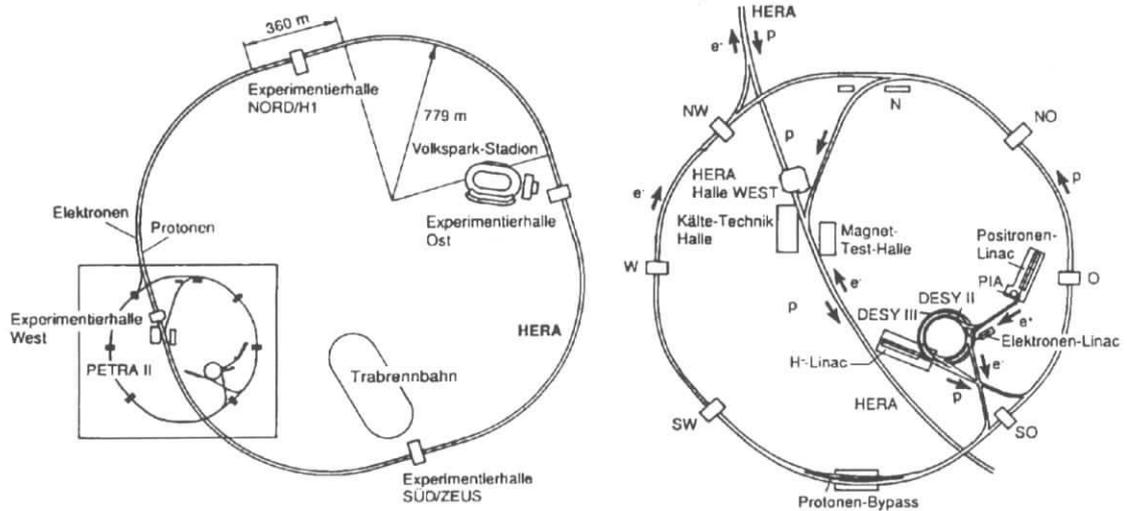


Abbildung 2.1: Der Protonen-Elektronen-Speicherring HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY und seine Vorbeschleuniger.

Der Protonenring ist mit supraleitenden Ablenkmagneten ausgerüstet, die eine Feldstärke von 4.7 Tesla erzeugen und so eine Strahlenergie von 820 GeV ermöglichen. Der Positronenring ist für eine Energie bis zu 30 GeV ausgelegt, wurde aber 1995 nur mit 27.5 GeV betrieben.

### 2.1.1 Beschleunigungsprozeß für Protonen

Bis zur Injektion in den HERA-Speicherring durchlaufen die Protonen eine Kette von Vorbeschleunigern, die sich aus drei Komponenten zusammensetzt: Negative Wasserstoffionen werden in einer Ionenquelle erzeugt und im nachgeschalteten Linearbeschleuniger LINAC III mit einer Alvarezstruktur auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Anschließend werden den Ionen die Elektronen abgestreift und die so erzeugten Protonen in das Protonen-Synchrotron DESY III injiziert. Dort werden die Protonen in elf Teilchenpakete – im folgenden als Bunche bezeichnet – gebündelt und auf eine Energie von 7.5 GeV beschleunigt. Von diesen Bunchen, deren Abstand jeweils 96 ns beträgt, werden dann in sechs Bunchzügen jeweils zehn in den ehemaligen Elektron-Positron-Speicherring PETRA eingeschossen, wo sie auf 40 GeV beschleunigt werden. Eine gesamte PETRA-Füllung mit 6 Bunchzügen wird anschließend nach HERA transferiert. Dieser Vorgang wird zweimal wiederholt, so daß sich in HERA dann insgesamt 18 Bunchzüge mit jeweils 10 Bunchen befinden. Das Füllschema für die Protonen des HERA-Ringes ist in Abbildung 2.2 graphisch dargestellt. Die als Pilotbunche bezeichneten Protonenbündel haben keinen Positronpartner. In HERA erreichen die Protonen ihre Endenergie von 820 GeV. Die Beschleunigung wird durch ein 52-MHz-Hochfrequenzsystem und ein zusätzliches 208-MHz-Hochfrequenzsystem zur Reduzierung der Bunchlängen erreicht [9]. Die

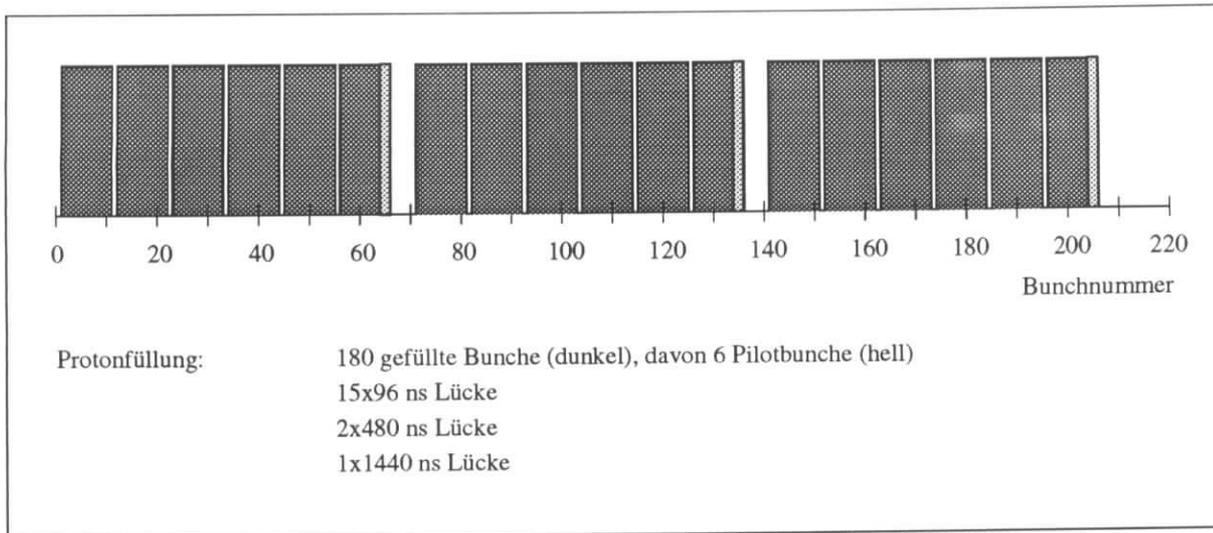


Abbildung 2.2: Füllschema des HERA-Protonenringes.

sich aus dem Beschleunigungsprozeß ergebenden Parameter des Protonenstrahls sind in Tabelle 2.1 für die Strahlzeit 1995 aufgelistet. In Klammern sind die Designparameter zusammengestellt.

Protonenstrahl:	
Energie	820 GeV
Strahlstrom	50–60 mA (160 mA)
Strahllebensdauer ohne Draht	600–1000 h
Strahllebensdauer mit Draht	> 50 h
Umlaufzeit eines Bunches	21.12 $\mu$ s
Bunchzüge	18
Bunches pro Bunchzug	10
Gefüllte Bunches	180 (210), davon 174 mit Positronpartner
Protonen pro Bunch	$5.3 \cdot 10^{10}$ ( $1 \cdot 10^{11}$ )
Bunchlänge	10 cm (7.5 cm)
Bunchabstand	96 ns

Tabelle 2.1: Parameter des HERA-Ringes für die Strahlzeit 1995. In Klammern die Designparameter [10].

### 2.1.2 Das Protonkollimatorsystem bei HERA

Zur Reduzierung des protoninduzierten Untergrundes bei ZEUS und H1 wurde ein aus einem Haupt- und zwei Nebenkollimatoren bestehendes Kollimatorsystem installiert. An-

hand einer schematischen Darstellung des Speicherringes HERA ist in Abbildung 2.3 zu sehen, daß sich dieses Kollimatorsystem in Protonenrichtung zwischen dem Testexperiment und dem ZEUS-Experiment befindet. Dabei handelt es sich um den Hauptkollimator (WR109) in einer Entfernung von 9 Metern zum Testexperiment und zwei Nebenkollimatoren 105 Meter und 150 Meter links von der Experimentierhalle West (WL105 und WL150). Protonen, die unter kleinen Winkeln aus dem Material des Hauptkollimators herausstreuen, werden durch die Nebenkollimatoren gezielt absorbiert [11]. Jeder Kollimator

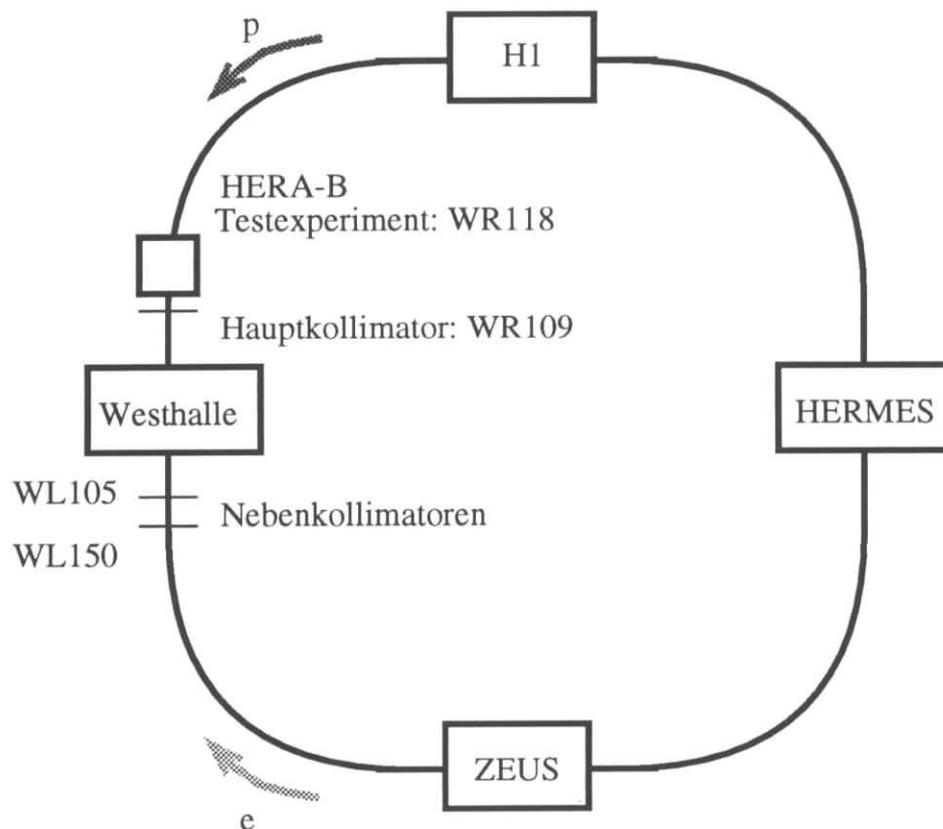


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des HERA-Ringes mit den drei Großexperimenten HERMES, ZEUS und H1. Zusätzlich ist der Standort der Kollimatoren und des Target-Test Experimentes 1995 eingezeichnet.

besteht aus 4 fahrbaren Backen, von denen jeweils zwei in transversaler und horizontaler Richtung installiert sind. Sie werden mit einer teilweise automatisierten Steuerung bewegt. Kontrolliert wird das Heranfahren und Positionieren der Kollimatorbacken durch die Messung der unmittelbar hinter den Kollimatoren entstehenden hadronischen Schauer mit kleinen PIN-Dioden.

### 2.1.3 Teilchenbewegung

In diesem Abschnitt werden die im Zusammenhang mit der Datenanalyse vorkommenden Größen wie Betafunktion, Betatronamplitude, Arbeitspunkt, Emittanz, usw. beschrieben.

Es wird im Folgenden gezeigt, welche Bedeutung diese Größen in der Beschleunigerphysik haben.

Eine Teilchenbahn in einem Beschleuniger wird durch dessen Konstruktion und im speziellen durch seine Magnetstruktur festgelegt. Da es sich bei einem Teilchenstrahl um eine Gesamtheit von Teilchen handelt, wird zur Beschreibung der Eigenschaften des Strahls als einem Kollektiv von Teilchen eine Größe eingeführt, die die Einhüllende aller Einzelbewegungen durch den Beschleuniger darstellt und deshalb die Ausdehnung des Strahls in horizontaler ( $x$ ) und vertikaler ( $y$ ) Richtung festlegt. Diese Größe wird als lokaler Strahlquerschnitt  $\sigma(s)$  bezeichnet und ist definiert als

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)}, \quad (2.1)$$

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y(s)}, \quad (2.2)$$

mit  $s$  als Ortsvariable. Die Betafunktionen  $\beta_x(s)$  und  $\beta_y(s)$  sind Amplitudenfunktionen, die von der mit dem Ort variierenden transversalen Strahlfokussierung abhängen. Bei der Größe  $\varepsilon$  handelt es sich um die Emittanz, welche im Phasenraum die Fläche beschreibt, in der sich die Teilchen bewegen. Diese Größen sind in Tabelle 2.2 an der Stelle des Targets für die zwei transversalen Richtungen aufgelistet.

Die Magnetstruktur eines Beschleunigers, die sich aus Strahlführungs- und Fokussierungsmagneten zusammensetzt, bestimmt dessen Teilchenbahn und damit die Betafunktionen. In der linearen Strahloptik lassen sich diese und daher die transversale Ausdehnung  $\sigma_x(s)$  und  $\sigma_y(s)$  an jeder Stelle berechnen. In Abschnitt 5.3.3.1 wird auf die  $\beta$ -Funktionen und die entsprechenden Emittanzen an der Stelle des Targets näher eingegangen.

Da bei Ringbeschleunigern die Magnetstruktur nach einem vollen Umlauf wieder in sich übergeht, wirken periodische Kräfte auf den Strahl. Die Teilchen des Strahls unterliegen aufgrund der Fokussierung transversalen Schwingungen die sich überlagern und Resonanzen hervorrufen können. Dadurch kann der Strahlquerschnitt so schnell anwachsen, daß die Teilchen an Aperturbegrenzungen schnell verlorengehen. Wichtige Größen für den Ringbeschleuniger sind deshalb die Arbeitspunkte  $Q_x$  und  $Q_y$ , die anschaulich angeben, wieviele transversale Betatronschwingungen ein Teilchen pro Umlauf in der entsprechenden Ebene ausführt. Der Arbeitspunkt muß beim Betrieb eines Ringbeschleunigers so eingestellt sein, daß die Anregung der Resonanzen minimiert wird. Bei HERA betragen die Werte für die zwei Arbeitspunkte typischerweise 31.291 für  $Q_x$  und 31.294 für  $Q_y$ .

## 2.2 Aufbau des Testexperimentes

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Beschreibung des mechanischen Aufbaus des Target-Test Experimentes 1995 und der verwendeten Elektronik.

### 2.2.1 Die Targetmechanik

Innerhalb des Protonenstrahlrohrs sind auf vier beweglichen Gabeln die Targets befestigt. Dabei handelt es sich um zwei Kupfer- und zwei Aluminiumbänder, deren Abmessung

	horizontal	vertikal
Betafunktion	$\beta_x = 94 \text{ m}$	$\beta_y = 30 \text{ m}$
Typische Emittanz	$\varepsilon_x = 6\text{--}8 \cdot 10^{-9} \text{ rad m}$	$\varepsilon_y = 5\text{--}6 \cdot 10^{-9} \text{ rad m}$
Emittanzaufweitung	$\approx 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ rad m h}^{-1}$	$\approx 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ rad m h}^{-1}$
Strahlquerschnitt	$\sigma_x = 0.70\text{--}0.80 \text{ mm}$	$\sigma_y = 0.35\text{--}0.4 \text{ mm}$

Tabelle 2.2: *Strahlparameter des HERA-Protonringes für die Strahlzeit 1995 an der Stelle des Targets [12]. Die horizontale Richtung ist durch den Index  $x$  gekennzeichnet, die vertikale durch  $y$ .*

gleich ist und in Tabelle 2.3 zusammen mit ihren Materialeigenschaften aufgelistet ist. Diese Targets werden im weiteren Verlauf der Arbeit als Drähte bezeichnet. Die Gabeln

Targetdrähte:			
Material	Aluminium	Kupfer	
Form	Band	Band	
Abmessungen:			
longitudinal	500 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$	
	0.1% $\lambda_I$	0.3% $\lambda_I$	
	0.6% $X_0$	3.5% $X_0$	
transversal	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$	
Wechselwirkungslänge $\lambda_I$	39.4 cm	15.1 cm	
Strahlungslänge $X_0$	8.89 cm	1.43 cm	
Quotient $\lambda_I/X_0$	4.43	10.56	
Position bezüglich Strahl (horizontaler Draht)	unten	oben	
Position bezüglich Strahl (vertikaler Draht)	außen	innen	

Tabelle 2.3: *Materialeigenschaften der im Target-Test Experiment '95 verwendeten Targets.*

sind so installiert, daß der Protonstrahl wie in Abbildung 2.4 angedeutet zwischen den Drähten verläuft. Da die vier Gabeln unabhängig voneinander bewegt werden können, ist es möglich, alle vier Drähte gleichzeitig in den Strahl zu fahren. Die Targetmechanik wird im Anhang ausführlich beschrieben. Schrittmotoren mit einer Schrittweite von 0.05  $\mu\text{m}$  verstellen die Gabeln. Die Schrittmotorsteuerung wird von einem dafür entwickelten Targetkontrollsystem (TaCoS) übernommen. Dieses System besteht aus folgenden Komponenten: Dem Kontrollrechner, der die Schrittmotoren, und dem FrontEnd Computer, der den Kontrollrechner ansteuert. Dieses Steuersystem wird vom Benutzer über den sogenannten Konsolenrechner bedient, welcher im Sekundentakt die gesamte Information zur Targetsteuerung vom FrontEnd Computer erhält [13]. Der zur Targetsteuerung in die Software implementierte Steuerungsalgorithmus wird in Kapitel 5.3 näher erläutert.



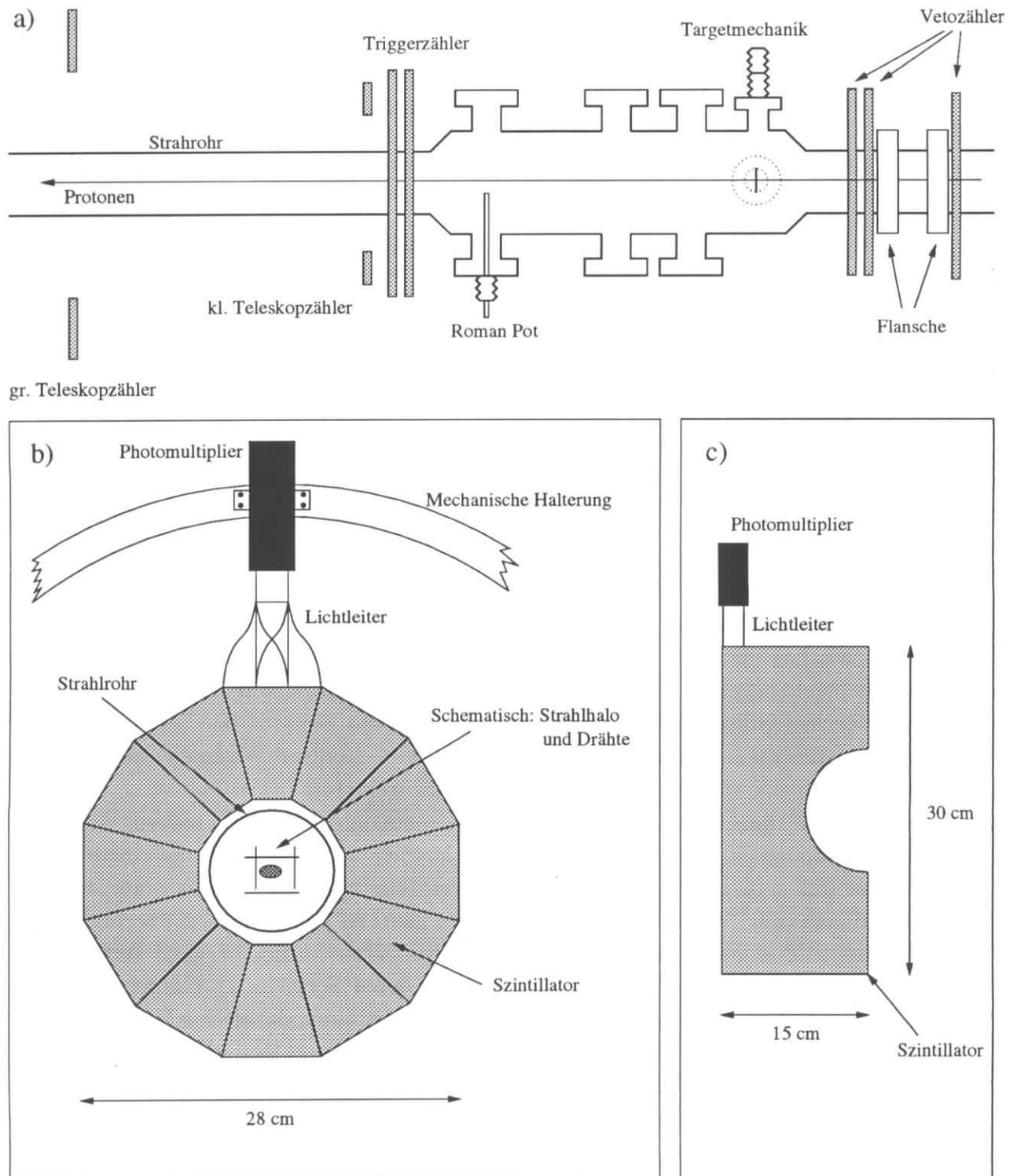


Abbildung 2.5: Versuchsaufbau und Zähleranordnung im Tunnel. a) zeigt den vollständigen Testaufbau, b) die Form und Anordnung der Triggerzähler und c) die geometrische Form der Vetozähler.

Triggerzähler:	
Erster Ring	140.5 cm
Zweiter Ring	142.5 cm
kleine Teleskopzähler	150.5 cm
große Teleskopzähler	300.5 cm
Vetozähler:	
Erste Ebene	-33.5 cm
Zweite Ebene	-36.5 cm
Dritte Ebene	-101.5 cm
Untergrundzähler	100 m

Tabelle 2.4: *Position der Szintillationszähler bezüglich des Targets in Protonrichtung. Der Ort des Targets wird als Nullpunkt definiert.*

de, daß zwölf von Ihnen einen Ring bilden, der das Strahlrohr vollständig umschließt. Die Form und Anordnung der Triggerzähler ist in Abbildung 2.5 (b) dargestellt. Die zwei sich auf diese Weise ergebenden Ringe von Zählern liegen kurz hintereinander, so daß Koinzidenzen zwischen den hintereinanderliegenden einzelnen Szintillatoren, die den gleichen Azimutalwinkel abdecken, gebildet werden können. Dieser Ring von Triggerzählern deckt für Drahtwechselwirkungen einen Polarwinkelbereich von 40 mrad bis 110 mrad ab und besitzt eine Akzeptanz von 90% für inelastische Proton-Nukleon Wechselwirkungen. Dieser Wert wurde aus Monte Carlo Simulationen ermittelt [14].

Jeweils um 90° bezüglich der Strahlachse gegeneinander verdreht stehen vier Teleskopzähler, von denen jeder Einzelne aus einem kleinen ( $26 \times 26 \text{ mm}^2$ ) und einem großen Szintillator ( $52 \times 52 \text{ mm}^2$ ) besteht. Jeweils zwei Teleskopzähler sind in Koinzidenz geschaltet, da sie vom Target aus gesehen etwa den gleichen Winkelbereich überdecken.

Informationen über am Target erzeugte und in Rückwärtsrichtung fliegende Teilchen und Untergrundereignisse liefern die sechs Vetozähler, deren Form in Abbildung 2.5 (c) zu sehen ist. Jeweils zwei aneinandergrenzende Vetozähler bilden dabei eine Vetoebene.

Alle Zähler bestehen aus 1 cm dickem SCSN38 Szintillator und sind über einen Plexiglas Lichtleiter mit einem VALVO XP2011/03 Photomultiplier<sup>1</sup> verbunden, der das Szintillationslicht in elektrische Impulse umwandelt. Die Photomultiplier sind an einer mechanischen Halterung angebracht, die die gesamte Vorrichtung trägt. Dies ist in Abbildung 2.5 (b) für einen Zähler angedeutet. Die Versorgungs- und Signalkabel aller Zähler sind 150 m lang und führen vom Tunnel in die Experimentierhalle West. Mit der Signalverarbeitung der von den Photomultipliern erzeugten Analogsignale befaßt sich der nächste Abschnitt.

<sup>1</sup>Sekundärelektronenvervielfacher

### 2.2.3 Elektronik

Die von den Photomultipliern gelieferten Signale werden in vier Untersystemen verarbeitet. In Abbildung 2.6 ist der Informationsfluß zwischen diesen Systemen vereinfacht dargestellt. Die Signale werden zunächst durch Elektronikmodule im NIM-Standard verstärkt und logisch verknüpft. Die verstärkten Analogsignale werden dann von einem VME-FADC-System abgetastet, der sie in Digitalwerte konvertiert. Dieses FADC-System wird später genauer beschrieben.

Das CAMAC-Untersystem enthält Analog-Digital-Umsetzer (ADC) und Zeit-Digital-Umsetzer (TDC) durch die die Amplituden- und Zeitinformationen der Multipliersignale bestimmt werden, sowie Zähler für die Bildung der Raten. Die gesamte Information läuft in einem VME-System zusammen, wobei die Kommunikation des CAMAC-Untersystems mit dem VME-System über den VME-Bus stattfindet. Beim VME-System handelt es sich um einen Power PC im LynxOS Betriebssystem mit einer 100 MHz CPU und einem 32 MByte Arbeitsspeicher. Die gesamten Daten werden über Ethernet auf eine Linux Workstation ausgelagert und auf Festplatte gespeichert.

Im folgenden wird die Pulsverarbeitung der Multipliersignale im NIM-Untersystem beschrieben, da hier unter anderem die für die Datenanalyse relevanten Raten gebildet werden. Die Bedeutung der verschiedenen Raten wird in Kapitel 3.1 im Zusammenhang mit der Nomenklatur behandelt.

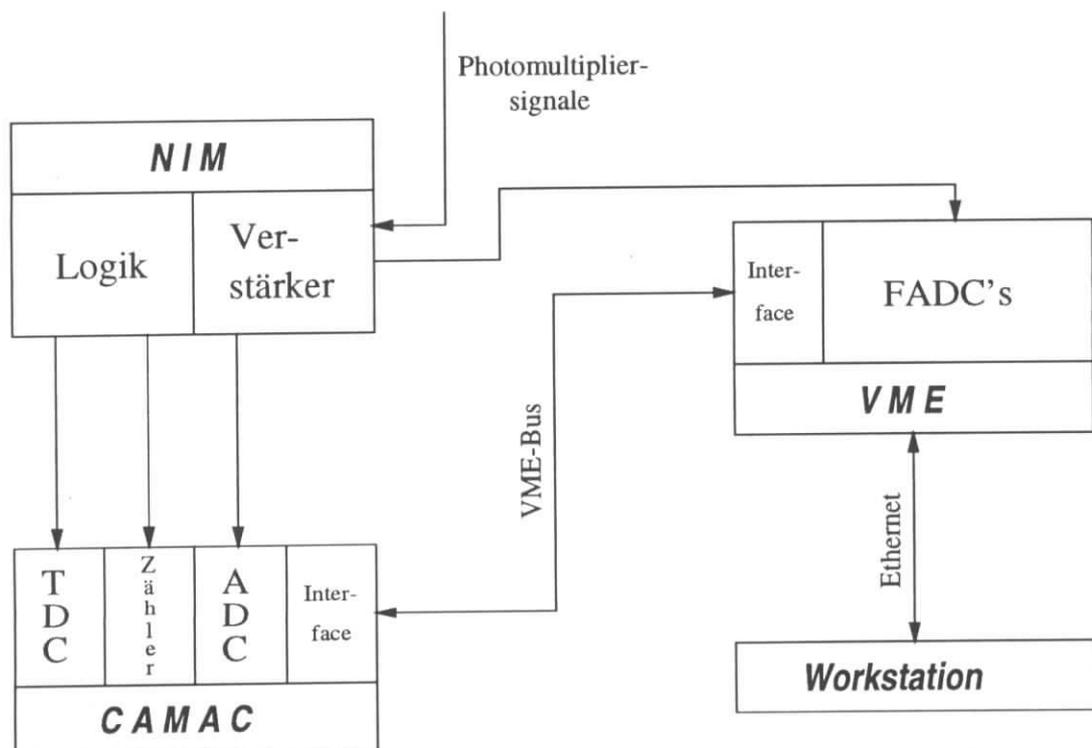


Abbildung 2.6: Informationsfluß in der Elektronik des Testexperimentes.

## Die Pulsverarbeitung

Wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist, werden die Analogsignale der Triggerzähler (T1 ... T24), der kleinen (small) und großen (large) Teleskopzähler (S1 ... S4, L1 ... L4), der Vetozähler (V1 ... V6) und der PIN-Dioden (P1, P2) zunächst verstärkt und digitalisiert. Die Analogpulse des Verstärkerausganges werden auf die ADC's und FADC's gegeben. Die Verstärkung der Signale entfällt für das BX- und 1BX-Signal<sup>2</sup>. Ein vorangestelltes D bezeichnet die digitalen Logikpulse. Die Analogsignale (B1, B2) der Untergrundzähler werden nicht diskriminiert. Die Pulslänge der Diskriminatorexgänge wurde auf 50 ns eingestellt. Damit wird eine Überlagerung zweier Pulse im Abstand von 96 ns ausgeschlossen.

Für zwei hintereinanderliegende Triggerzähler wird die Koinzidenz durch eine UND-Verknüpfung der entsprechenden Logiksignale hergestellt (A1 ... A12). Ein Triggerpuls (ALL), der erzeugt wird, wenn mindestens ein Koinzidenzimpuls der Triggerzähler existiert, startet die Auslese der CAMAC-Module. Die damit verbundene Triggerelektronik wird später näher erläutert. Die Signale der Triggerlogik werden außerdem von den Zählern im CAMAC-Crate registriert.

Als Hodoskopzähler wird die Koinzidenz eines kleinen und großen Teleskopzählers bezeichnet. Die Rate der sich ergebenden vier Hodoskopzähler wird wie bei den Triggerzählern durch ein logisches UND der Logikpulse zweier hintereinanderliegender Teleskope erzeugt (H1 ... H4). Die Logikpulse der Hodoskopzähler werden auf eine Koinzidenzeinheiten verteilt, die in der Zeichnung mit 1f ... 4f bezeichnet sind. Die Koinzidenzeinheit nf gibt genau dann einen Puls ab, wenn mindestens n Hodoskope angesprochen haben. Die so gewonnene Information wird wiederum in Zählermodule geführt.

Um die Signale der oben angesprochenen Vetoebenen zu erhalten, wurden zunächst die Logikpulse der zwei Vetozähler, die durch ihre geometrische Anordnung eine solche Ebene bilden, ODER-verknüpft (VAND1 ... VAND3) und von den Zählern gezählt. Um Informationen über die Häufigkeit von Untergrundereignissen und das Auftreten von Rückstreuungsteilchen bei Targetereignissen zu erhalten, werden zwischen den elektronisch erzeugten Vetoebenen Koinzidenzen gebildet. Dabei handelt es sich um die Koinzidenz der zwei direkt hintereinanderliegenden Vetoebenen und aller drei Vetoebenen (vergleiche Abbildung 2.5).

Die Logikpulse der in den Roman-Pot eingebauten PIN-Dioden und der HERA-Bunchclock werden ohne eine logische Verknüpfung von den Zählern registriert.

Tabelle 2.5 zeigt den Meßbereich und die Auflösung der verschiedenen Elektronikmodule, die in diesem Testexperiment verwendet wurden.

<sup>2</sup>Diese Signale werden von der Frequenz der HF-Beschleunigungsspannung abgeleitet und werden von der HERA-Bunchclock synchron mit dem ersten Bunch (1BX-Signal) und synchron mit jedem einzelnen Bunch geliefert (BX-Signal)

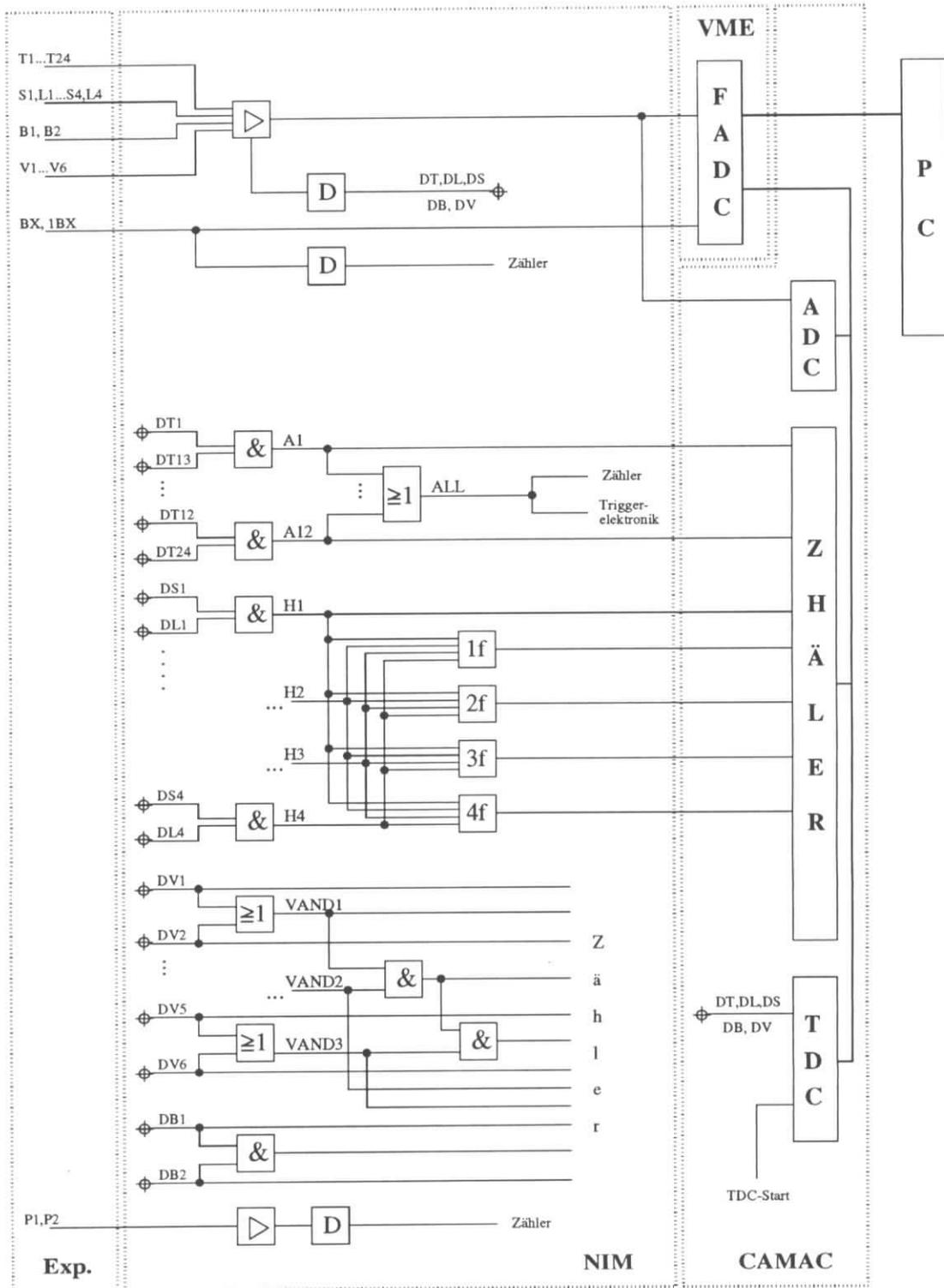


Abbildung 2.7: Pulsverarbeitung der Photomultiplier-Signale. Die Analogpuls werden experimentell erzeugt und durch die NIM-Logik verarbeitet. Ein vorangestelltes D kennzeichnet digitale Signale. Die verwendeten Abkürzungen werden im Text erläutert.

Modul	Typ	Meßbereich	Auflösung
ADC	LeCroy 2249A	256 pC	10-bit
TDC	LeCroy 2228A	200 ns	11-bit
Zähler	LeCroy2551	1 bis $2^{24}$ Counts	24-bit
FADC	Struck MPFA40	0 ... 1.8 V 24 $\mu$ s	8-bit

Tabelle 2.5: *Typ, Meßbereich und Auflösung der verwendeten Elektronikmodule*

## Die Triggerelektronik

Die Auslese der Daten soll nur dann stattfinden, wenn die Elektronikmodule weder arbeiten, noch das CAMAC-System Daten an den Rechner überträgt. Die Auslese wird durch einen Triggerpuls gestartet, der durch die in Abbildung 2.8 dargestellte Schaltung erzeugt wird. Dabei wird nur auf den ersten Bunch getriggert, um eine zu große Datenmenge zu vermeiden.

Wenn eine Koinzidenz zweier hintereinanderliegender Triggerzähler anspricht und diese mit dem 1BX-Signal der HERA-Bunchclock zusammenfällt, wird der Triggerpuls erzeugt. Dabei wird eine Auslese der Module nur dann gestartet, wenn ihre Auslesebereitschaft vorher durch einen sogenannten CAMAC-Inhibitpuls angezeigt wurde. Vor dem Eintreffen des Triggerpulses muß das entsprechende Flip-Flop vom Inhibitpuls gesetzt worden sein, damit ein sogenannter G1-Puls erzeugt wird, der die Auslese der Module startet. Es kann aber passieren, daß der Inhibitpuls erzeugt wird, bevor die Ausleseroutine in der Software verlassen wird, da die CPU mehrere Prozesse gleichzeitig bearbeitet. Erscheint dann ein Triggerpuls, wird die gesamte Datennahme unterbrochen, da eine neue Auslese nicht gestartet werden kann. Um dies zu vermeiden, wurde in die Schaltung des Triggers ein Überwachungs- und Kontrollelement eingefügt, das den G1-Puls zum Auslesestart solange wiederholt, bis die Ausleseroutine beendet ist. Dies wird durch einen  $\overline{\text{LAM}}$ -Puls<sup>3</sup> angezeigt. Die Zählermodule wurden mit 1 Hertz, die ADC's und TDC's mit 2 Hertz ausgelesen. Bei den FADC's konnte die Ausleserate eingestellt werden und lag meist im Bereich von 0.25 Hertz, um die erhaltene Datenmenge zu begrenzen.

## Das Flash ADC-System MPFA40

Da ein Teil der Datenanalyse mit FADC's des Typs MPFA40 [15] durchgeführt wurde, sollen diese Elektronikmodule näher erläutert werden.

Die prinzipielle Aufgabe eines ADC's besteht darin, ein analoges Eingangssignal in ein digitales Ausgangssignal umzuwandeln, um es der elektronischen Datenverarbeitung zugänglich zu machen. Die Analog-Digitalwandlung bei FADC's geschieht durch Vergleich des Eingangssignals mit einem Referenzsignal. Der dabei eingesetzte technische Aufwand bestimmt die erreichbare minimale Wandlungszeit und somit die maximale Abtastrate bei

---

<sup>3</sup>Look At Me



gezeigt. Dargestellt ist der gemessene Digitalwert (FADC-Kanal) als Funktion der Zeit im festgelegten Zeitintervall von  $24 \mu\text{s}$ . Die erkennbaren Signale stammen dabei von Protonen jeweils eines Bunches, die mit dem Target reagieren und Teilchen produzieren, die in den Szintillatoren registriert werden. Die Aufgabe besteht darin, die Signale zu erkennen und den Untergrund zu unterdrücken. Es wurde deshalb ein Clusteralgorithmus entwickelt,

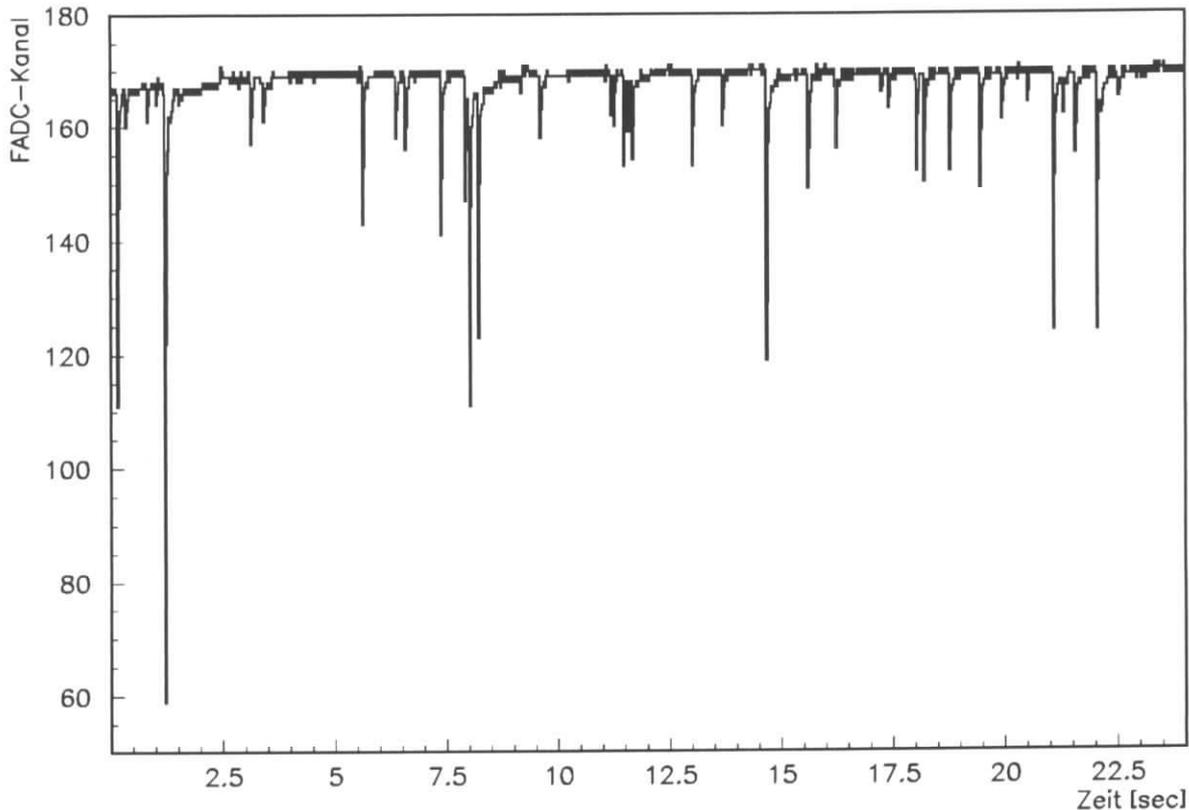


Abbildung 2.9: Beispiel für die von einem FADC zeitlich digitalisierten Signale eines Szintillators. Ein Zeitkanal entspricht  $24 \text{ ns}$ .

der die Signale erkennt und sie den einzelnen Bunchen zuordnet.

Der entwickelte Algorithmus sucht im FADC-Eventdisplay nach einem festen Abfall  $dx_i$ , der folgende Bedingung erfüllt:

$$dx_i \geq x_i - x_{i+1} . \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnen  $x_i$  und  $x_{i+1}$  die Amplitude zum Zeitpunkt  $i$  bzw.  $i+1$ . Es wird im Folgenden untersucht, ob dieser Clusteralgorithmus die Anforderungen erfüllt.

Zwei gegenläufige Prozesse haben Einfluß auf die Signalerkennung:

- Starkes Brummen, Kabelreflexionen und ähnliche elektronische Effekte führen zu kleinen Signalen, die fälschlich als Ereignis identifiziert werden. Eine entsprechend hoch gewählter Anstiegsparameter  $dx_i$  unterdrückt, wie in Abbildung 2.10 gezeigt, diese als Untergrund bezeichneten Signale.

- Kleine Signale, die vom Durchgang eines einzelnen Teilchens durch den Szintillator herrühren und unter dem Anstiegsparameter liegen, werden nicht erkannt.

Um den optimalen Anstiegsparameter zu ermitteln, wurden die Daten jedes einzelnen FADC's bei einer Messung mit verschiedenen Anstiegsparametern im Clusteralgorithmus ausgewertet. Bei einer Signalerkennung durch den Algorithmus wurde eine Clustersumme des Signals über einen Zeitraum von 96 ns gebildet. Dadurch wird eine Überlagerung zweier Signale ausgeschlossen, da aufgrund der Bunchlänge erst nach 96 ns ein zweites Signal erscheinen kann. Das Ergebnis dieser Analyse zeigt Abbildung 2.10. Dargestellt sind hier die Häufigkeitsverteilungen aller Clustersummen für vier verschiedene Anstiegsparameter. Für den niedrigsten Anstieg entsprechend zwei FADC-Kanälen ist in diesem Clustersummenspektrum der Untergrund und ein Maximum bei etwa 25 zu erkennen. Dieses Maximum wird durch Teilchen hervorgerufen, deren Energieverlust beim Durchqueren des Szintillators minimal ist <sup>4</sup>. Dieses Maximum wird daher allgemein als "MIP-Peak" bezeichnet. Deutlich erkennbar ist, daß der durch elektronisches Rauschen verursachte Untergrund mit zunehmendem Anstiegsparameter unterdrückt wird, während der MIP-Peak bei ungefähr 24 davon nicht signifikant beeinflusst wird. Der optimale Anstiegsparameter läge für diesen FADC bei 6 FADC-Kanälen. Aus den Clustersummenspektren der einzelnen FADC's wurden die ihnen entsprechenden optimalen Parameter ermittelt.

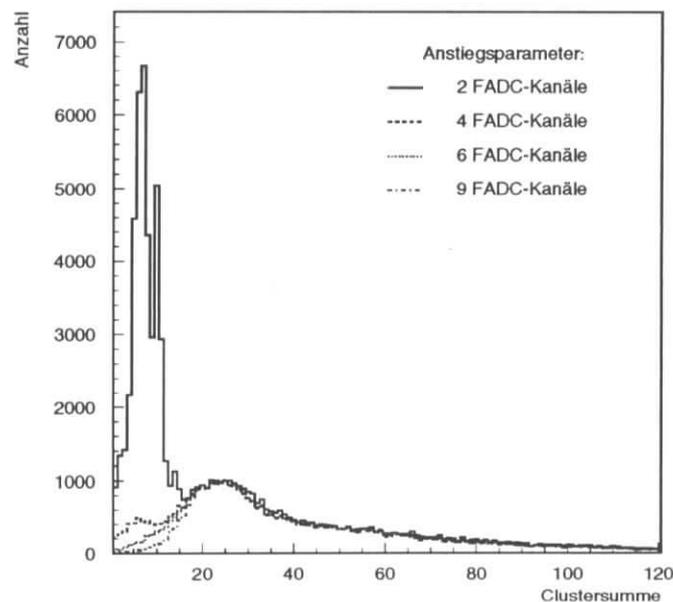


Abbildung 2.10: Clustersummenspektrum eines Szintillators aus den FADC-Daten für vier verschiedene hohe Anstiegsparameter. Der Untergrund wird mit zunehmender Größe des Parameters weggeschnitten.

Ein gefundenes Signal wird einem bestimmten Bunch zugeordnet, wenn sich seine Position

<sup>4</sup>Diese Teilchen werden als MIPs (Minimal Ionizing Particle) bezeichnet

im FADC-Eventdisplay zeitlich nicht mehr als 24 ns verschiebt. Die zeitliche Verschiebung wurde anhand des 1BX-Signals quantitativ erfaßt: Abbildung 2.11 zeigt die Verteilung des ersten Anstiegs des 1BX-Signals. Es ist erkennbar, daß eine zeitliche Verschiebung des Signals um mehr als 24 ns existiert. Dies kann zu einer Zuordnung eines gefundenen Signals zu falschen Bunchen führen. Die Fehlzuordnung liegt im 2-3%-Bereich. Dieser Wert wurde aus der Anzahl der Einträge in Abbildung 2.11 ermittelt.

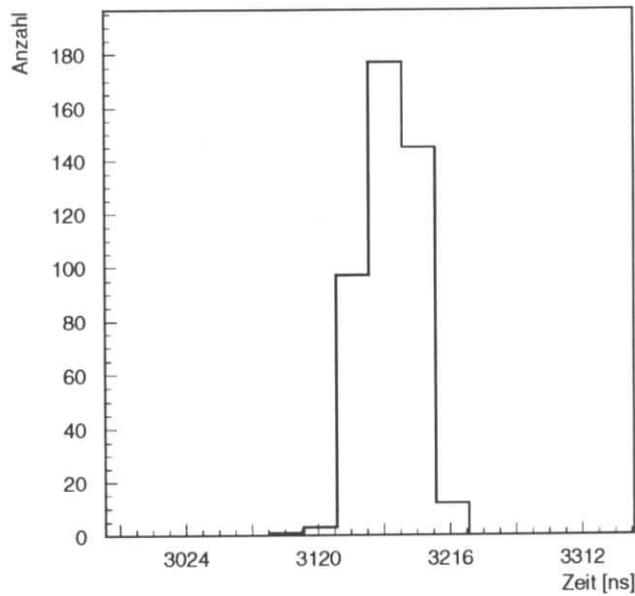


Abbildung 2.11: Verteilung des ersten Anstiegs des von der HERA-Bunchclock gelieferten 1BX-Signals.

# Kapitel 3

## Datennahme 1995 und Ratenmessung

Die Messungen mit dem Target-Test Aufbau wurden während der Strahlzeit 1995 an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage des DESY durchgeführt. Gemessen wurde während Luminositätsläufen, in denen HERA bei stabilen Verhältnissen mit Protonen und Positronen gefüllt war.

Von besonderem Interesse sind dabei die in Abschnitt 1.3 angesprochenen Fragestellungen, die mit den Drahtwechselwirkungen zusammenhängen. In der Meßzeit vom 24.Juli bis zum 31.Oktober wurden insgesamt 406 Datensätze in 34 Meßreihen aufgezeichnet, während denen fast immer mindestens ein Draht bewegt wurde. Darin sind enthalten:

- 9 Runs, in denen Untergrundstudien mit Kollimatorbewegungen durchgeführt wurden;
- 10 Runs mit systematischen Messungen der radialen Dichteverteilung;
- 49 Datensätze mit FADC-Daten.

Das Testexperiment ist ein Zählratenexperiment. Deshalb werden zunächst die 1995 gemessenen und für die Datenanalyse verwendeten Raten beschrieben. Einem Meßbeispiel für die Ratenmessung folgt die experimentelle Bestimmung der Wechselwirkungsrate, die die Anzahl der Wechselwirkungen auf den Drähten angibt.

### 3.1 Die Nomenklatur der verschiedenen Ratenmessungen

Aus den Signalen der Szintillationszähler im Test Experiment '95 wurden folgende Raten gebildet (siehe auch Abschnitt 2.2.3):

- 12 Koinzidenzraten aus den paarweise hintereinanderliegenden Triggerzählern.
- Die Triggerrate aus der logischen ODER-Verknüpfung der 12 Koinzidenzraten. Aus der Triggerrate wird die Wechselwirkungsrate ermittelt.

- Die Raten der einzelnen Vetoerzähler und Teleskopzähler.
- Die Vetoeraten als logische ODER-Verknüpfung zweier aneinandergrenzender Vetoerzähler, die eine Vetoebene bilden. Diese Raten liefern Informationen über die Rückstreuung der am Draht erzeugten Teilchen.
- Die Koinzidenzrate der zwei direkt hintereinanderliegenden Vetoebenen (vergleiche Abbildung 2.5 (a)) und aller drei Vetoebenen. Aus diesen Raten lassen sich Informationen über den Untergrund ableiten, der durch Protonen entsteht, die im Speicherring oberhalb dieser Zähler verlorengehen.
- 4 Koinzidenzraten aus jeweils zwei Teleskopzählern, die in Protonenrichtung den gleichen Raumwinkel abdecken und als Hodoskopraten bezeichnet werden.
- 4 Raten aus der logischen UND-Verknüpfung von  $n$  Hodoskopraten mit der Bedingung, daß mindestens  $n$  Hodoskope ansprechen ( $n=1 \dots 4$ ). Die Rate der vier Hodoskope wird aus der Koinzidenz eines kleinen und großen Teleskopzählers gebildet, die den gleichen Raumwinkelbereich abdecken.  
Mit diesen Raten können theoretische Vorhersagen über die Ereignistopologie überprüft werden.

## 3.2 Ratenmessung

### 3.2.1 Zeitverhalten der Rate

Um Protonen des Strahlhalos zur Wechselwirkung mit einem Draht zu bringen, muß dieser in den Halo hineinbewegt werden. Abbildung 3.1 zeigt eine Situation, in der innerhalb eines Zeitraumes von 22 Minuten alle Drähte nacheinander an den Strahl herangefahren wurden. In Abhängigkeit von der Zeit ist die Position der vier Drähte und das Verhalten der Triggerrate dargestellt. Nachdem der Strahl erreicht wurde – dies wird durch eine drastische Erhöhung der Triggerrate angezeigt – blieben die Drähte an der Position des ersten Kontaktes stehen (oberer, unterer und äußerer Draht), der innere Draht wurde wieder ein Stück vom Strahl wegbewegt. In beiden Fällen erreicht die Triggerrate nach ein paar Minuten ein konstantes Niveau. Dieses Verhalten wird im folgenden qualitativ diskutiert:

Alle Teilchen unterliegen aufgrund der fokussierenden Magnetstruktur periodischen Betatronschwingungen. Mit dem lokalen Strahlquerschnitt aus Gleichung 2.1 für die entsprechende transversale Ebene ergibt sich als Position eines Teilchens nach einer Zeit  $t$ :

$$x(t) = \sigma_x \sin\phi_x(t) , \quad y(t) = \sigma_y \sin\phi_y(t) .$$

Eine Vergrößerung dieser Betatronamplitude und somit auch von  $x(t)$  und  $y(t)$  wird durch Prozesse wie

- Streuung der Teilchen an Aperturbegrenzungen wie z. B. dem Strahlrohr, Kollimatoren oder Detektorkomponenten der anderen Experimente

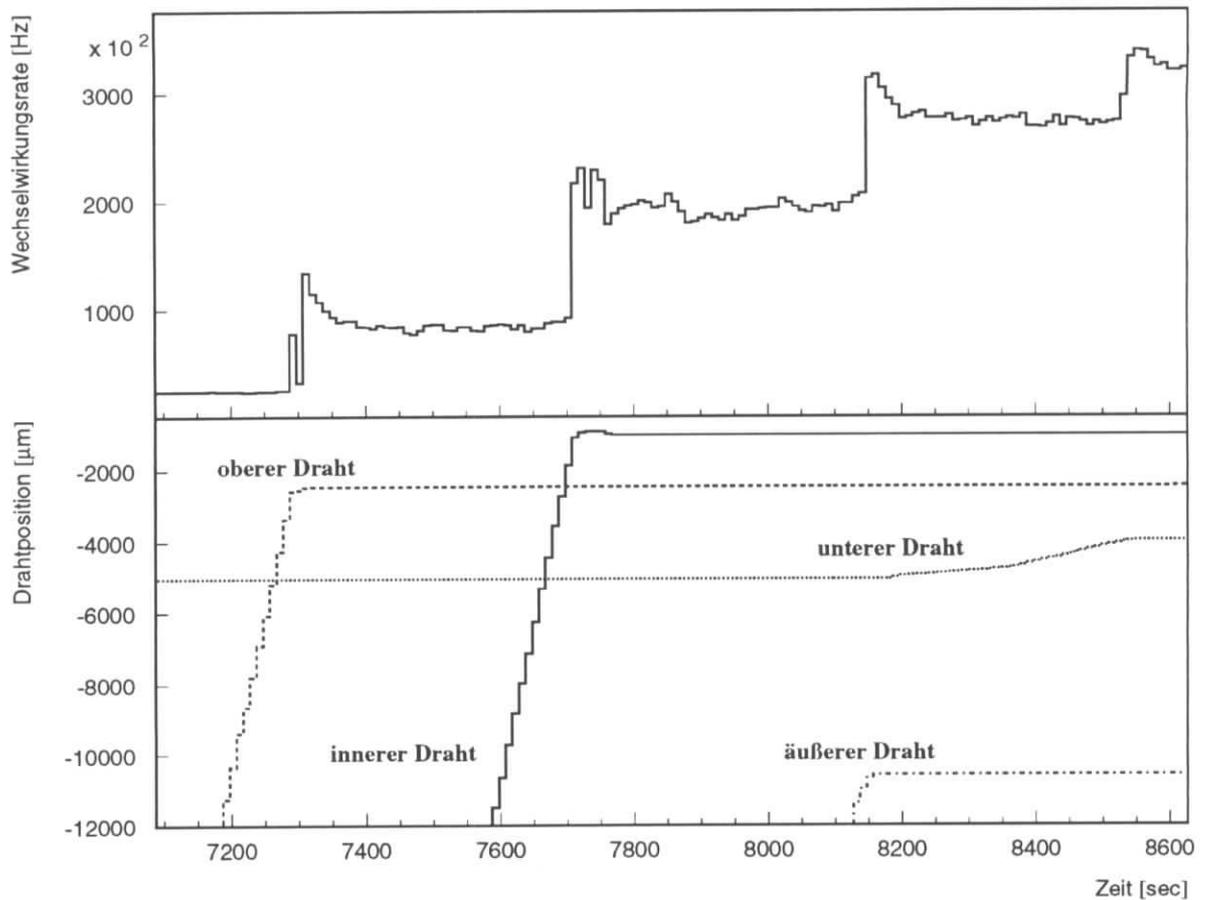


Abbildung 3.1: Oben: Triggerrate als Funktion der Zeit. Unten: Drahtposition der 4 Drähte als Funktion der Zeit

- Strahl–Restgas Wechselwirkungen
- Raumladungseffekte
- Nicht–lineare Effekte in der Protonmaschine

herbeigeführt. Die Teilchen des Strahls diffundieren nach außen. Bei einer Betatronamplitude von  $4\sigma$  liegt die Diffusionsgeschwindigkeit typischerweise bei etwa  $v_D \approx 0.1 - 1\sigma/s$  und nimmt mit kleineren Abständen zum Strahlmittelpunkt hin ab [16, 17]. Bei großen Betatronamplituden ist die Driftgeschwindigkeit normalerweise so hoch, daß Teilchen im äußersten Halo an den Kollimatoren sehr schnell verlorengehen. Erreicht ein Draht den Strahl, so kommt es zu Drahtwechselwirkungen und der Phasenraum, in dem sich der Draht befindet, wird schneller von Protonen gereinigt, als diese in das Phasenraumvolumen nachdriften. Nach einer gewissen Zeit stellt sich ein Gleichgewicht von driftenden und mit dem Draht wechselwirkenden Teilchen ein, die Sättigung ist erreicht. Beim Zurückziehen des Targets beobachtet man den umgekehrten Effekt, der in Abbildung 3.2 zu sehen

ist: Anhand der Triggerrate (durchgezogen) läßt sich erkennen, daß die Teilchendichte nach Zurückziehen des Drahtes (Drahtposition gestrichelt) in einem Bereich in dem sich nahezu keine Protonen mehr befinden, bis zu einem Sättigungswert allmählich wieder zunimmt. Eine Überprüfung der Driftgeschwindigkeiten konnte durch die Analyse dieser Daten nicht vorgenommen werden, da die Position des Drahtes bezüglich des Strahles nicht bekannt war und nur abgeschätzt werden kann: Bei der gemessenen Triggerrate beträgt die Position des Drahtes bezüglich des Protonenstrahls etwa  $6$  bis  $7\sigma$ .

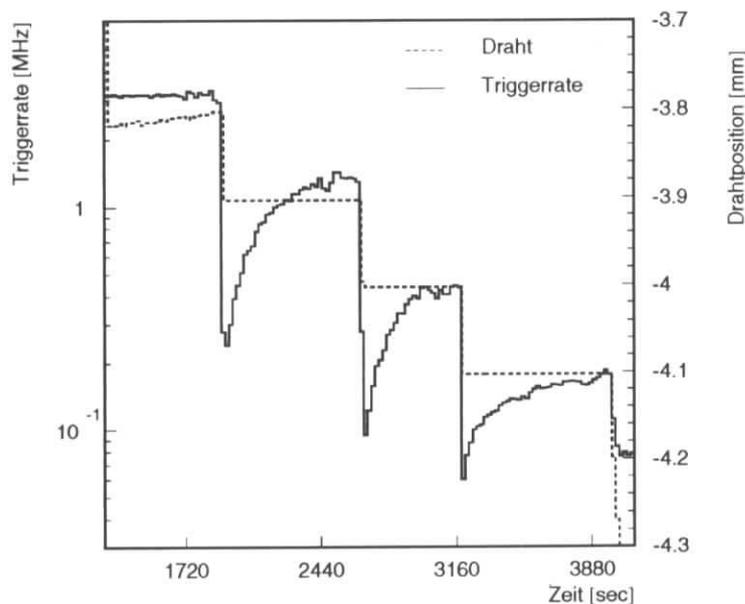


Abbildung 3.2: Triggerrate in logarithmischer Darstellung und Drahtposition des unteren Drahtes bei Herausziehen um jeweils  $100\ \mu\text{m}$  über einen Zeitraum von 45 Minuten. Die Drahtposition bezüglich des Protonenstrahls läßt sich zu  $6$  bis  $7\sigma$  abschätzen.

### 3.2.2 Ermittlung der Wechselwirkungsrate

Die in diesen Testmessungen verwendeten Triggerzähler sind aufgrund ihrer geometrischen Akzeptanz nicht in der Lage, Mehrfachwechselwirkungen eines einzelnen Protonenbunches aufzulösen. Die Triggerrate kann bei 174 gefüllten Bunchen und einer Umlauffrequenz von  $47.35\ \text{kHz}$  eine maximale Rate von  $8.24\ \text{MHz}$  erreichen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit einer Umwandlung der Triggerrate, um die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen auf einem Draht zu bestimmen.

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie genau die Wechselwirkungsrate aus den Daten ermittelt werden kann. Unter der Annahme, daß die Anzahl der Protonen, die mit

dem Draht reagieren, poissonverteilt ist <sup>1</sup> und der Annahme, daß jeder Bunch gleich zur Rate beiträgt, kann aus der Wahrscheinlichkeit, daß die Triggerzähler keine Wechselwirkung registrieren, die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen an den Drähten berechnet werden. Unter Berücksichtigung der Zählerakzeptanz  $a$  läßt sich die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen  $\lambda$  pro Bunchcrossing aus der gemessenen Triggerrate  $R_{gem}$  und der Bunchfrequenz  $R_{bx}$  folgendermaßen berechnen:

Die Poissonverteilung

$$p_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (3.1)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit für  $k$  Wechselwirkungen bei einer mittleren Anzahl von  $\lambda$  Wechselwirkungen an. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für keine Reaktion zu

$$p_{\lambda}(k=0) = e^{-\lambda} . \quad (3.2)$$

Bei einer geometrischen Akzeptanz des Detektors, die unter 100% liegt, existiert außerdem eine Wahrscheinlichkeit  $P_0$  ( $k \geq 1$ ), daß eine Wechselwirkung nicht nachgewiesen wird:

$$P_0(k \geq 1) = \sum_{k=1}^{\infty} (1-a)^k p_{\lambda}(k) , \quad (3.3)$$

wobei  $(1-a)^k$  die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß bei  $k$  Ereignissen diese von den Zählern nicht gesehen werden. Damit ergibt sich eine Gesamtwahrscheinlichkeit dafür, daß die Zähler keine Wechselwirkung registrieren zu

$$\begin{aligned} P_0 &= p_{\lambda}(k=0) + P_0(k \geq 1) \\ &= e^{-\lambda} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1-a)^k \lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \\ &= e^{-\lambda} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1-a)^k \lambda^k}{k!} e^{-\lambda} - e^{-\lambda} \\ &= e^{-a\lambda} . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Mit  $R_{gem}$  und  $R_{bx}$  folgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein oder mehrere Drahtereignisse:

$$P_1 = \frac{R_{gem}}{R_{bx}} . \quad (3.5)$$

Mit  $P_0$  ergibt sich die gesuchte Beziehung zwischen Triggerrate und Wechselwirkungsrate:

$$P_0 = 1 - P_1 = 1 - \frac{R_{gem}}{R_{bx}} \quad (3.6)$$

$$\Leftrightarrow \lambda = \frac{1}{a} \ln \left( \frac{R_{bx}}{R_{bx} - R_{gem}} \right) \quad (3.7)$$

<sup>1</sup>Die eigentliche Binomialverteilung geht in die Poissonverteilung über, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für ein Proton pro Umlauf sehr klein ist und ein Proton den Draht im Mittel mehrere hundert Mal passieren muß, bevor es zu einer Reaktion kommt.

oder näherungsweise

$$R_{\text{gem}} = R_{\text{bx}} (1 - e^{-a\lambda}) = \begin{cases} R_{\text{bx}} a \lambda, & \text{für } a\lambda \ll 1 \\ R_{\text{bx}}, & \text{für } a\lambda \gg 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

Mit der Bunchfrequenz  $R_{\text{bx}}$  läßt sich aus der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch die Wechselwirkungsrate  $R_{\text{WW}}$  zu

$$R_{\text{WW}} = R_{\text{bx}} \cdot \lambda \quad (3.9)$$

berechnen. In Kapitel 5.1 wird gezeigt, daß die Annahme von Poissonstatistik zur Lösung dieses Problems nur näherungsweise gerechtfertigt ist, da es Fluktuationen in den Raten geben kann.

### 3.2.3 Überprüfung der Wechselwirkungsrate

Überprüft werden kann die Annahme der Poissonstatistik mit Hilfe von Zählern, deren geometrische Akzeptanz viel kleiner ist als die der Triggerzähler. Die Rate dieser Zähler ist nach Gleichung 3.8 proportional zur Wechselwirkungsrate. Für diesen Test eignen sich die Veto-Zähler, die hinter dem Target angebracht sind. Sie haben für Drahtwechselwirkungen eine kleine Akzeptanz, da sich die am Draht erzeugten Teilchen vorwiegend in Vorwärtsrichtung bewegen.

Dieser Analyse liegt eine Messung zugrunde, in der die Triggerrate bis zu 7 MHz erreichte. In Abbildung 3.3 ist für diese Messung die 2fach-Vektorrate in Abhängigkeit der Triggerrate für 2 Bereiche dargestellt. Abbildung (a) zeigt einen Bereich, in dem die Triggerrate

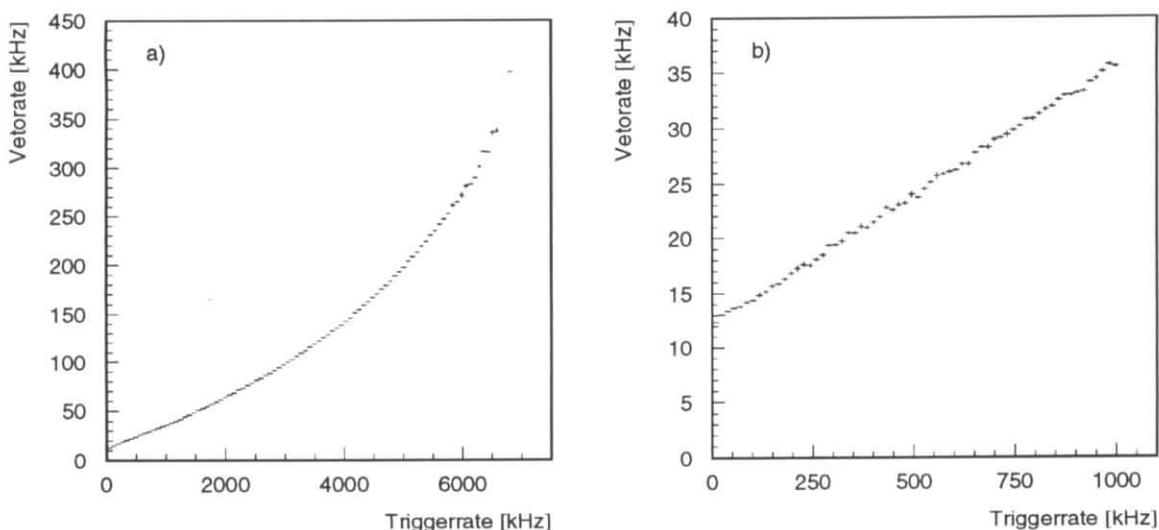


Abbildung 3.3: 2fach-Vektorrate in Abhängigkeit der Triggerrate für 2 Bereiche. (a) Triggerrate bis 7 MHz. Bei hoher Triggerrate wird eine Sättigung erreicht, weil die Triggerzähler keine Mehrfachwechselwirkungen auflösen können. (b) Triggerrate bis zu 1 MHz

Werte bis 7 MHz annimmt. Die oben angesprochene Sättigung der Triggerrate bei hohen

Raten ist deutlich zu erkennen. Abbildung (b) zeigt den Bereich niedriger Triggerrate (0-1 MHz). In diesem Bereich ist auch die Triggerrate eine sehr gute Näherung der Wechselwirkungsrate, weil hier die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachwechselwirkungen sehr gering ist. Deshalb liefert das Verhältnis der 2fach-Veto- zur Triggerrate in diesem Bereich eine gute Schätzung für die geometrische Akzeptanz der 2fach-Vetozählerkoinzidenz gegenüber den Triggerzählern. Dieses Verhältnis läßt sich aus der Steigung zu etwa 2% ermitteln. In Abbildung 3.4 wird die nach Gleichung 3.9 aus der Poissonkorrektur berechnete Wechselwirkungsrate mit der 2fach-Vetorate verglichen. Abbildung (a) zeigt direkt den erwar-

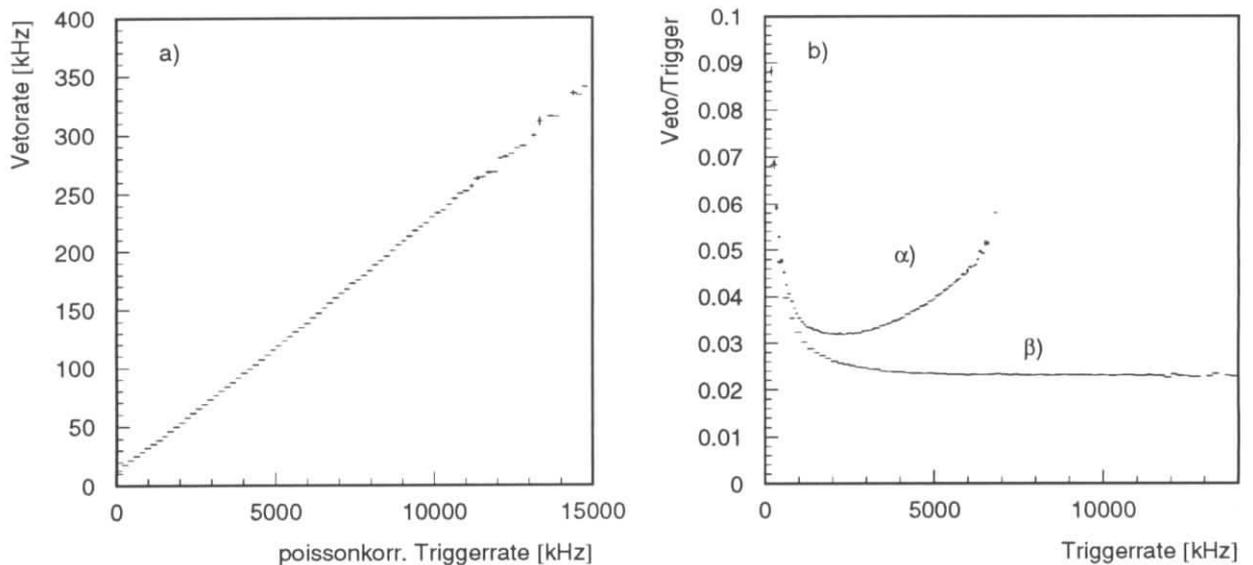


Abbildung 3.4: (a) Vetorate als Funktion der poissonkorrigierten Triggerrate. (b) Verhältnis von Veto- und Triggerrate ( $\alpha$ ) und von Veto- und Wechselwirkungsrate ( $\beta$ ).

teten linearen Zusammenhang zwischen der 2fach-Vetorate und der poissonkorrigierten Triggerrate, Abbildung (b) vergleicht die Triggerrate vor und nach der Korrektur, indem das Verhältnis von Trigger- und 2fach-Vetorate als Funktion der Triggerrate ( $\alpha$ ) aufgetragen wird. Wenn noch keine Protonen auf den Drähten wechselwirken, ist dieses Verhältnis von Untergrund dominiert, der hauptsächlich in den Vetozählern registriert wird. Während das Target an den Strahl gefahren wird, steigt die Triggerrate aufgrund von Drahtereignissen und das Verhältnis erreicht schnell ein konstantes von 2-3%-Niveau, um dann allmählich wieder anzusteigen. Dieser Effekt wird durch die Sättigung der Triggerrate erklärt. Wird das Verhältnis der nach Gleichung 3.9 berechneten Wechselwirkungsrate und 2fach-Vetorate gegen die Wechselwirkungsrate aufgetragen ( $\beta$ ), so bleibt das Verhältnis nach Erreichen des 2-3%-Niveaus konstant. Die Annahme, daß die Anzahl der Wechselwirkungen mit dem Draht einer Poissonverteilung unterliegt, ist so bestätigt worden.

Für die weitere Analyse muß überprüft werden, ob die Diskriminatorschwellen so eingestellt sind, daß nur Untergrund und keine echten Signale unterdrückt werden. Dazu wird das Verhältnis der von den Zählern gelieferten Triggerrate mit der aus den FADC-Daten ermittelten Triggerrate verglichen. Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, wird bei der Wahl eines geeigneten Clusteralgorithmus' nur Untergrund unterdrückt (siehe Abbildung 2.10). Für einen Datensatz, in dem die Wechselwirkungsrate in einem Zeitraum von 10 Minuten von 3 auf 4 MHz anstieg, wurde das Verhältnis von FADC-Triggerrate und Scaler-Triggerrate gebildet. In Abbildung 3.5 sind beide Triggerraten und ihr Verhältnis dargestellt. Als Mit-

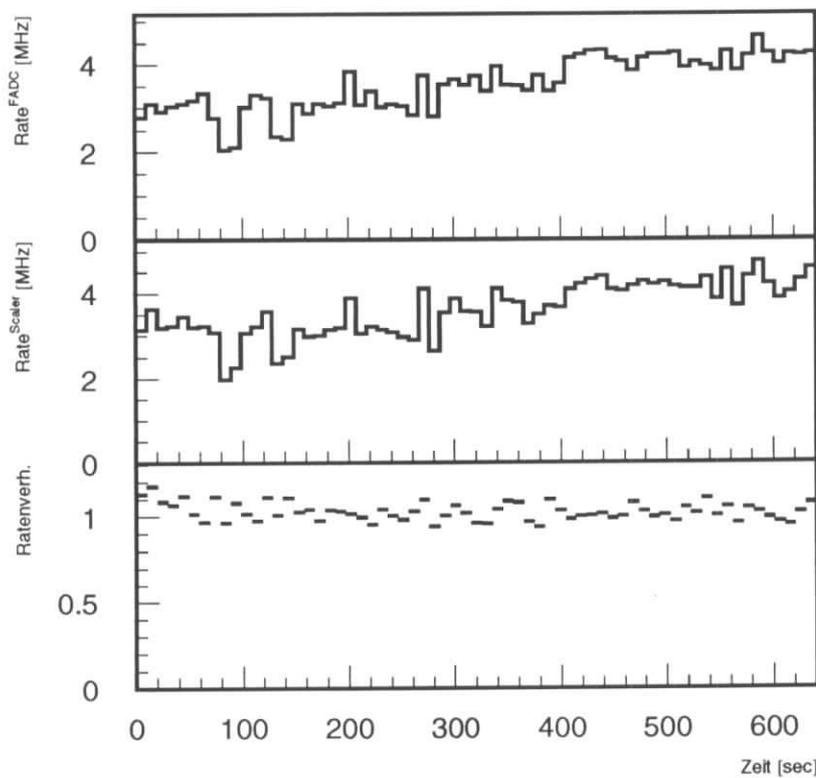


Abbildung 3.5: Dargestellt ist die Triggerrate, die von den Scalern geliefert wird, die sich aus den FADC-Daten berechnen läßt, und deren Verhältnis.

telwert des Verhältnisses ergibt sich

$$\frac{R_{\text{Trigger}}^{\text{FADC}}}{R_{\text{Trigger}}^{\text{Scaler}}} = 1.02 \pm 0.05, \quad (3.10)$$

wobei der Fehler den mittleren Fehler des Mittelwertes angibt, da der systematische Fehler der Ratenmessung vernachlässigt werden kann. Mit diesem Wert wird bestätigt, daß die Diskriminatorschwellen richtig eingestellt waren und die geometrische Akzeptanz der Triggerzähler daher nicht beeinflusst wird.

## Kapitel 4

# Targeteffizienz und Strahllebensdauer

Beim HERA-B Experiment sollen möglichst viele Protonen, die dem Speicherring verlorengehen, mit dem Target zur Reaktion gebracht werden. Dabei sollte das Verhältnis von Wechselwirkungsrate  $R_{WW}$  zu Verlustrate  $R_{Verlust}$  des Protonenringes nicht unter 50% liegen.  $R_{Verlust}$  berechnet sich aus der Änderung der Teilchenzahl bzw. des Stromes pro Zeiteinheit

$$R_{Verlust} = \frac{dN_P}{dt} = \frac{dI_P}{dt} \cdot \frac{t_{Uml}}{e} = 1.32 \cdot 10^{11} \frac{dI_P[\text{mA}]}{dt}, \quad (4.1)$$

mit  $t_{Uml} = 21.12 \mu\text{s}$  als Zeit für den Umlauf eines Bunches und der Elementarladung  $e$ . Eine Größe, die das Verhältnis von Wechselwirkungsrate zu Verlustrate angibt, ist die Targeteffizienz  $\varepsilon_T$ . Sie beschreibt die Qualität des Targets und gibt anschaulich an, wieviel Prozent der Protonen, die der Maschine verlorengehen, mit dem Target wechselwirken:

$$\varepsilon_T = \frac{R_{WW}}{R_{Verlust}}. \quad (4.2)$$

Mit der Lebensdauer der Protonen im Strahl

$$\tau_P = \frac{I_P}{dI_P/dt} \quad (4.3)$$

läßt sich die Targeteffizienz dann aus Protonenstrom, -lebensdauer und Wechselwirkungsrate zu

$$\varepsilon_T = 2.727 \cdot 10^{-8} \frac{\tau_P[\text{h}]}{I_P[\text{mA}]} \cdot R_{WW} \quad (4.4)$$

berechnen.

Dabei ist eine theoretische Abschätzung der Targeteffizienz schwierig, da sie nicht nur eine Funktion der in Gleichung 4.4 auftretenden Größen ist, sondern auch von Maschinenparametern wie Aperturbegrenzungen, der  $\beta$ -Funktion an der Stelle des Targets, der Kopplung der Protonmaschine und dem Verhalten der Driftgeschwindigkeit der Protonen in verschiedenen Bereichen des Strahles abhängt. Außerdem geht das Targetmaterial in die Überlegungen mit ein. Daher muß die Targeteffizienz nach Gleichung 4.4 aus den Daten ermittelt werden. Aber auch eine experimentelle Bestimmung der Targeteffizienz

ist nicht einfach. Zum einen stimmt die aktuelle Wechselwirkungsrate und der Protonenstrom nicht mit der vom HERA-Datennetz gelieferten Lebensdauer überein, da sie erst aus der Stromänderung bestimmt werden muß (siehe Gleichung 4.3). Dieses Problem läßt sich beheben, wenn die Targeteffizienz in Bereichen konstanter Rate betrachtet wird, da die Stromänderung hier ebenfalls konstant ist. Zum anderen muß aber auch eine korrekte Messung der Wechselwirkungsrate sichergestellt sein. Diese Wechselwirkungsrate wurde in Abschnitt 3.2.2 ermittelt. Die Messungen der Targeteffizienz im Jahr 1995 werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

## 4.1 Messung der Targeteffizienz

Abbildung 4.1 zeigt die Wechselwirkungsrate, die Strahllebensdauer, den Protonenstrom und die Targeteffizienz als Funktion der Zeit. Diese Daten stammen aus einer Messung, bei der drei der vier Drähte zu unterschiedlichen Zeiten einzeln an den Strahl gefahren wurden. Die Targeteffizienz wurde dabei an jeder Stelle nach Gleichung 4.4 berechnet. Da aktuelle Wechselwirkungsrate und Protonenstrom wie oben schon erwähnt nicht mit der Lebensdauer übereinstimmt (die Verschiebung beträgt etwa 60 Sekunden), wurde die Lebensdauerermessung entsprechend zeitlich verschoben. Anhand der Abbildung 4.1 läßt sich anschaulich der Zusammenhang zwischen diesen vier Größen darstellen: Wird ein Draht an den Strahl herangefahren, kommt es zur Reaktion der Protonen mit dem Target, die Wechselwirkungsrate steigt an. Durch die Störung des Strahles durch das Target, nimmt der Protonenverlust zu, der Protonenstrom nimmt stärker ab, als vor der Störung (siehe (c)). Da der Protonenstrahl mehr Protonen verliert, erniedrigt sich seine Lebensdauer, die sich nach Gleichung 4.3 aus dem Verhältnis von gespeichertem Strom und Stromverlust berechnet, merklich unter 200 Stunden (siehe (b)). Dieses Verhalten ist für alle Drähte zu beobachten. In der betrachteten Messung wurden für den unteren und äußeren Draht Targeteffizienzen von etwa 35% erreicht, beim oberen Draht lag diese bei ungefähr 30% (siehe (d)). Bemerkenswert an dieser Messung ist, daß die Targeteffizienz ein Sättigungsverhalten aufweist, das schon bei einer Wechselwirkungsrate von etwa 1.5 MHz beginnt. Wenn es nicht möglich ist, höhere Targeteffizienzen zu realisieren, ist die angestrebte Wechselwirkungsrate nicht erreichbar. Der begrenzende Faktor ist dabei die Lebensdauer des Protonenstrahls, die 50 Stunden möglichst nicht unterschreiten sollte um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten. Um eine Wechselwirkungsrate von 32 MHz zu bei einer Lebensdauer von 50 Stunden und einem Protonenstrom von 60 mA zu erreichen, ist nach Gleichung 4.4 eine Targeteffizienz von über 70 % nötig.

Da in dem Testexperiment '95 zwei Drähte aus Kupfer und zwei aus Aluminium bestanden, soll zunächst untersucht werden, ob unterschiedliche Targetmaterialien Einfluß auf die Targeteffizienz haben. Anschließend wird ermittelt, welche Targeteffizienz bei einer Strahllebensdauer von 50 h erreicht wird. Die Meßergebnisse werden interpretiert und anhand von Simulationsrechnungen überprüft.

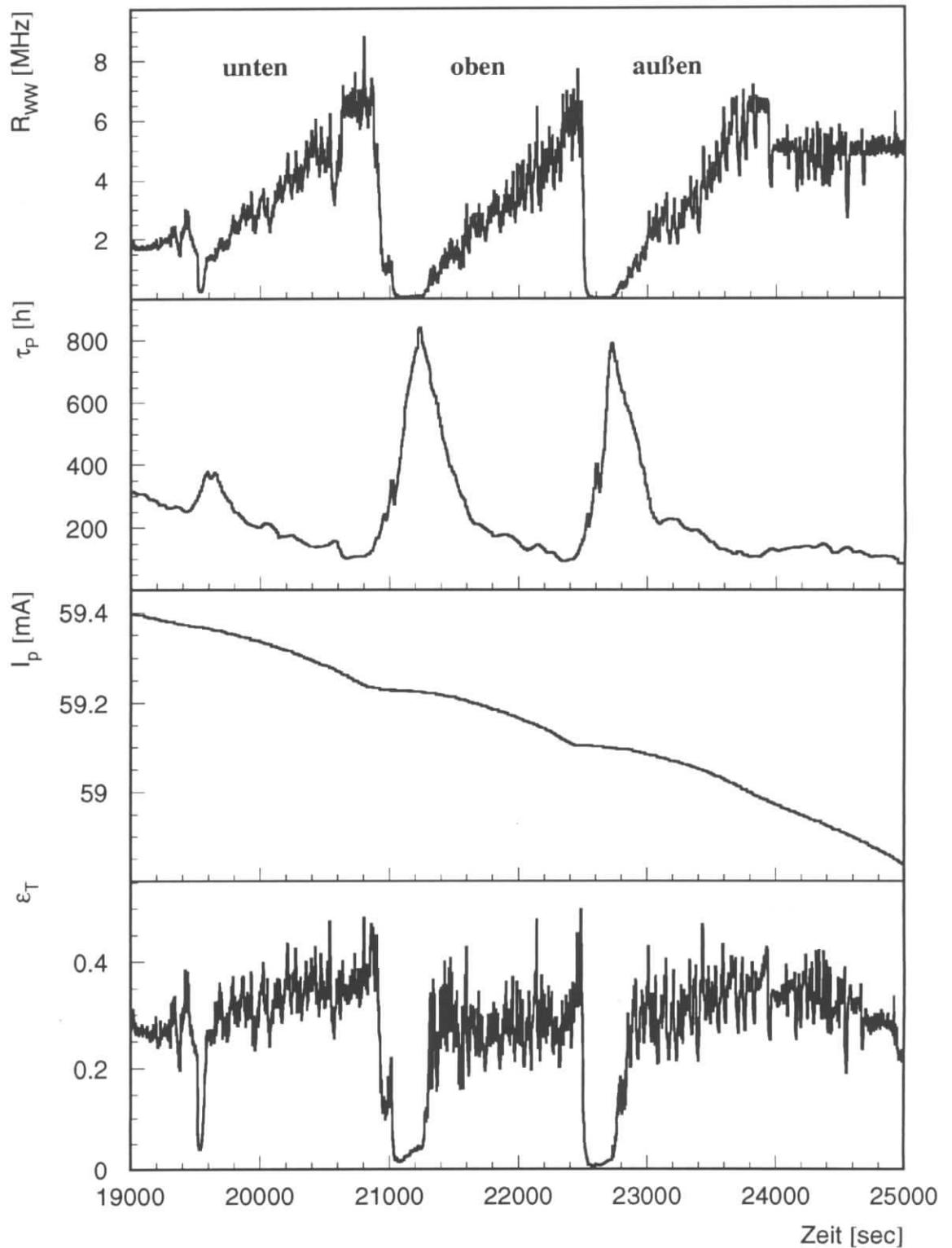


Abbildung 4.1: Wechselwirkungsrate  $R_{ww}$ , Lebensdauer  $\tau_p$  des Strahls, Protonenstrom  $I_p$  und Targeteffizienz  $\epsilon_T$  für 3 verschiedene Drähte am Strahl.

### 4.1.1 Einfluß verschiedener Drahtmaterialien

Um die Auswirkung der zwei Drahtmaterialien zu untersuchen, wurde die Targeteffizienz bei einer Wechselwirkungsrate von ungefähr 2 MHz für jeden einzelnen Draht aus den Daten berechnet und in Tabelle 4.1 aufgelistet. Während dieser Messungen fanden keine

	$\langle R_{\text{WW}} \rangle$ /MHz	$\langle \tau_{\text{P}} \rangle$ /h	$\langle I_{\text{p}} \rangle$ /mA	$\langle \varepsilon_{\text{T}} \rangle$ /%
oberer Draht (Cu)	$2.26 \pm 0.36$	$163.1 \pm 4.9$	$56.11 \pm 0.01$	$17.9 \pm 2.9$
innerer Draht (Cu)	$2.23 \pm 0.16$	$196.9 \pm 1.9$	$55.71 \pm 0$	$21.5 \pm 1.5$
äußerer Draht (Al)	$2.57 \pm 0.12$	$238.3 \pm 5.3$	$55.54 \pm 0$	$29.9 \pm 1.0$
unterer Draht (Al)	$2.02 \pm 0.09$	$252.7 \pm 9.4$	$55.90 \pm 0$	$25.0 \pm 1.6$

Tabelle 4.1: Mittelwerte von Wechselwirkungsrate  $R_{\text{WW}}$ , Strahllebensdauer  $\tau_{\text{P}}$  und Protonenstrom  $I_{\text{p}}$  und die daraus ermittelte Targeteffizienz  $\varepsilon_{\text{T}}$  für alle vier Drähte.

Bewegungen der Kollimatoren und der PIN-Dioden statt, welche ebenfalls Einfluß auf die Targeteffizienz haben können, was später in diesem Abschnitt noch gezeigt wird. Zunächst fällt auf, daß bei Aluminium trotz der größeren Wechselwirkungslänge die Targeteffizienz ungefähr um 40% größer ist als bei Kupfer, und zwar sowohl für das vertikale als auch das horizontale Drahtpaar:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{unten}}}{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{oben}}} = 1.4 \pm 0.2 \\ \frac{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{außen}}}{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{innen}}} = 1.4 \pm 0.1 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{Al}}}{\varepsilon_{\text{T}}^{\text{Cu}}} = 1.4 \pm 0.2 \quad (4.5)$$

Angegeben ist der statistische Fehler. Da die Werte der Targeteffizienzen für alle Drähte aus einer Messung stammen, ist der systematische Fehler für alle eingehenden Größen gleich und wird deshalb vernachlässigt.

Auch bei höheren Raten ergeben sich für die unterschiedlichen Targetmaterialien verschiedene Targeteffizienzen. Hier wurde für den oberen Kupferdraht und für den unteren Aluminiumdraht eine etwa identische Wechselwirkungsrate von 3.5 bis 4 MHz erreicht. Das Ergebnis dieser Messung ist in Tabelle 4.2 dargestellt. Hier ergibt sich eine um 50% höhere Targeteffizienz des Aluminiums.

	$\langle R_{\text{WW}} \rangle$ /MHz	$\langle \tau_{\text{P}} \rangle$ /h	$\langle I_{\text{p}} \rangle$ /mA	$\langle \varepsilon_{\text{T}} \rangle$ /%
oberer Draht (Cu)	$3.50 \pm 0.46$	$138.6 \pm 0.4$	$53.9 \pm 0$	$24.5 \pm 3.2$
unterer Draht (Al)	$3.96 \pm 1.21$	$161.0 \pm 2.0$	$53.7 \pm 0$	$32.4 \pm 1.0$

Tabelle 4.2: Mittelwerte von Wechselwirkungsrate  $R_{\text{WW}}$ , Strahllebensdauer  $\tau_{\text{P}}$  und Protonenstrom  $I_{\text{p}}$  und die daraus ermittelte Targeteffizienz  $\varepsilon_{\text{T}}$  des oberen und unteren Drahtes.

Diese Tatsache läßt sich durch den Prozeß der Vielfachstreuung erklären: Außer inelastischen Wechselwirkungen finden im Draht Vielfachstreuungen statt. Für das mittlere Ablenkungsquadrat ergibt sich bei fester Länge des Materials

$$\langle \vartheta^2 \rangle \approx \left( \frac{14 \text{ MeV}}{E} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_I}{X_0} \quad (4.6)$$

$\lambda_I$  := Wechselwirkungslänge des Drahtmaterials

$X_0$  := Strahlungslänge des Drahtmaterials

$E$  := Energie des Teilchens.

Mit den Wechselwirkungs- und Strahlungslängen der verwendeten Targetmaterialien, die in Tabelle 2.3 dargestellt sind, beträgt das mittlere Quadrat des Ablenkungswinkels bei einem Streuprozeß  $(55\mu\text{rad})^2$  für Kupfer und  $(35\mu\text{rad})^2$  für Aluminium. Verglichen mit der natürlichen Strahldivergenz von  $\sqrt{\varepsilon_x/\beta_x} \approx 8\mu\text{rad}$  und  $\sqrt{\varepsilon_y/\beta_y} \approx 12\mu\text{rad}$  führt Vielfachstreuung deshalb zu einer Strahlaufweitung von  $3-5\sigma$  bei einer Wechselwirkung für Aluminium und  $5-7\sigma$  für Kupfer. Diese Werte müssen quadratisch zur Position eines betrachteten Protons addiert werden [14]. Es wird angenommen, daß sich der Draht bei einer Wechselwirkungsrate von 10 MHz bezüglich des Strahlmittelpunkts an einer Position von etwa  $5\sigma$  befindet. Aufgrund der Vielfachstreuung erfolgt eine Strahlaufweitung auf

$$E = 6 \dots 7\sigma \quad \text{für Aluminium} \quad (4.7)$$

$$E = 7 \dots 9\sigma \quad \text{für Kupfer.} \quad (4.8)$$

Da die Protonen den Draht mehrere hundert mal durchqueren müssen, um im Mittel eine Wechselwirkung zu produzieren, wird deutlich, daß die am Kupferdraht gestreuten Protonen bei entsprechender Platzierung der Kollimatoren (typischerweise  $8-12\sigma$ ) schneller auf diesen Aperturbegrenzungen verlorengehen, als dies bei Aluminium der Fall ist. Die Vielfachstreuung könnte deshalb eine Erklärung für die niedrigere Targeteffizienz der Kupferdrähte sein. Dann sollte die Targeteffizienz bei Kupfer für kleine Raten, das heißt im äußersten Strahlhalo, im Bereich der Targeteffizienz von Aluminium liegen, da wegen der quadratischen Addition der mittleren Ablenkungswinkel die Vielfachstreuung in diesem Bereich noch nicht signifikant beiträgt. Dies bestätigt Abbildung 4.2, in der die mittlere Targeteffizienz des oberen Kupferdrahtes und des unteren Aluminiumdrahtes in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate für einen Bereich von 0 – 500 kHz dargestellt ist: Für Wechselwirkungen unter 250 kHz sind die Targeteffizienzen von Kupfer und Aluminium etwa gleich. Ab 250 kHz ist der Einfluß der Vielfachstreuung zu erkennen; die Targeteffizienz für den Aluminiumdraht steigt stärker an, als die Targeteffizienz für den Kupferdraht. Der Abstand des Drahtes zum Strahl für den betrachteten Bereich niedriger Wechselwirkungsrate beträgt schätzungsweise 7 bis  $8\sigma$ .

Ein anderes Phänomen, das aus Tabelle 4.1 ersichtlich wird, ist, daß die vertikalen Drähte eine höhere Targeteffizienz aufweisen, als die horizontalen. In Abschnitt 4.1.3 wird gezeigt, daß dieses Phänomen mit dem Einfluß von Aperturbegrenzungen erklärt werden kann, die für die horizontalen Drähte ungünstiger sind, als für die vertikalen.

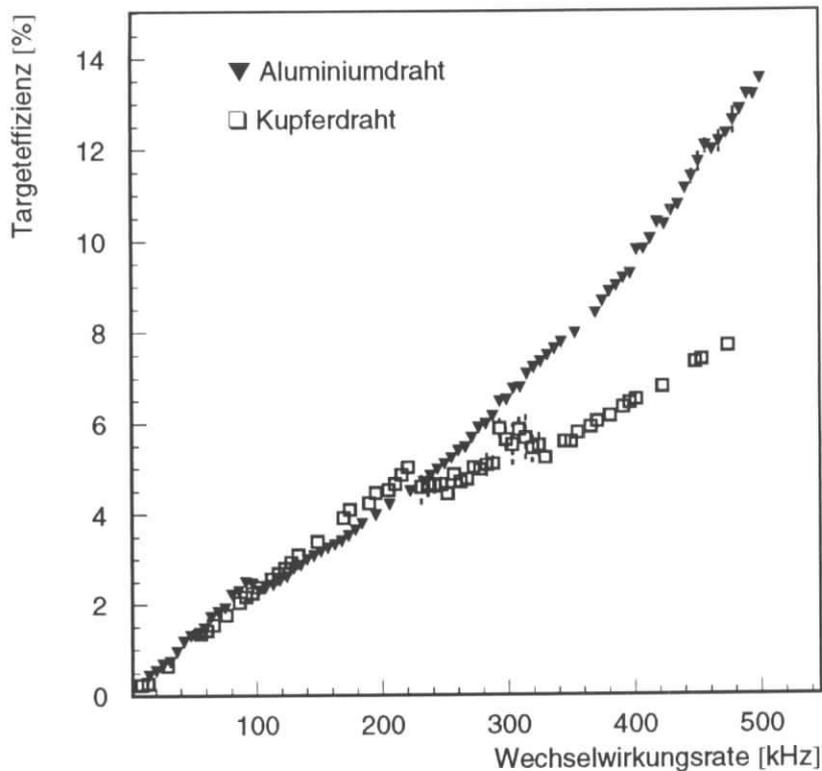


Abbildung 4.2: Targeteffizienz für den oberen Kupferdraht (Quadrate) und den unteren Aluminiumdraht (Dreiecke) in Abhängigkeit der Wechselwirkungsrate.

Bis hierher wurde die Targeteffizienz für jeweils nur einen Draht betrachtet. Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ist, liegt die Wechselwirkungsrate bei einer Strahllebensdauer von 100 Stunden im Bereich von 6–7 MHz und die Targeteffizienz bei 30–35%. Im folgenden wurde untersucht, welche Werte sich bei einer Strahllebensdauer von 50 Stunden ergeben.

#### 4.1.2 Targeteffizienz bei 50 Stunden Strahllebensdauer

Für die Messung der Targeteffizienz bei einer Strahllebensdauer des Protonenstrahles in der Größenordnung von 50 Stunden, wurden die Daten einer Meßreihe ausgewertet, in der für einen Zeitraum von über einer Stunde mit allen 4 Drähten eine Wechselwirkungsrate von bis zu 14 MHz erzeugt wurde. Die Analyse der Daten beschränkt sich dabei auf den Zeitraum von zweieinhalb Stunden, in dem alle vier Drähte mit der Targetautomatik auf drei verschiedene Wechselwirkungsraten über 11 MHz eingestellt wurden. Auch in dieser Meßreihe wurden weder die Kollimatoren noch der fahrbare Roman-Pot bewegt. Abbil-

Abbildung 4.3 zeigt die Wechselwirkungsrate und die auf den Strahlmittelpunkt normierten Drahtpositionen aller 4 Drähte vor und nach Einschalten der automatischen Targetsteuerung. Für die letztgenannte Situation sind in Tabelle 4.3 für die 3 Bereiche konstanter

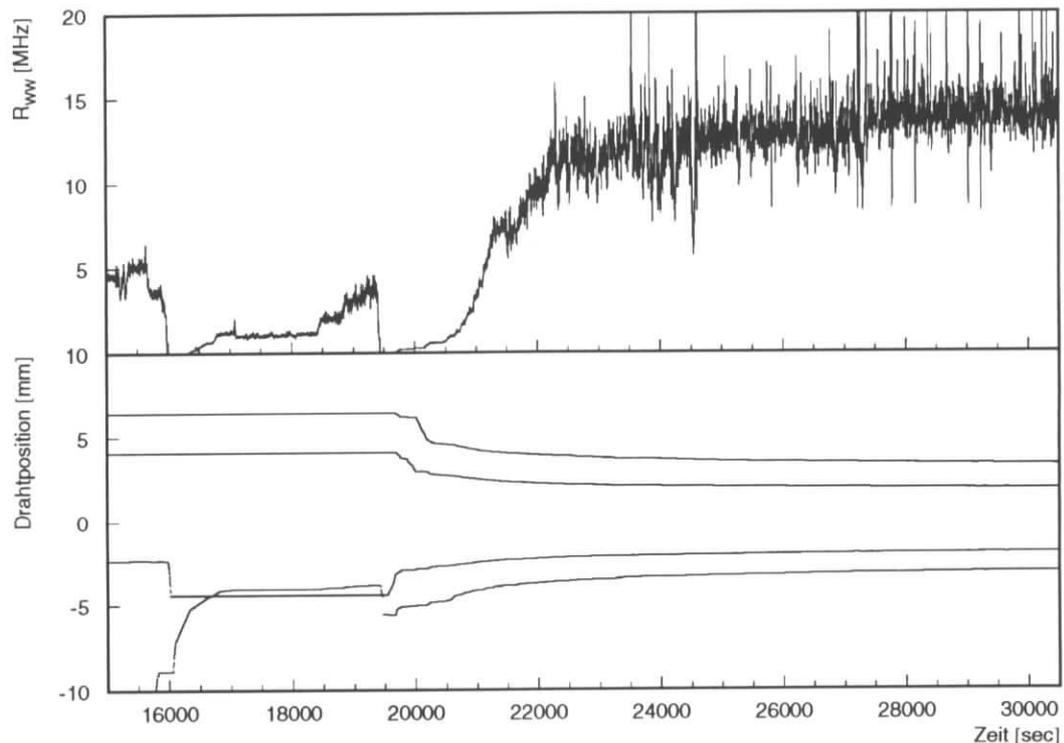


Abbildung 4.3: Wechselwirkungsrate und Drahtposition der 4 Drähte in Abhängigkeit der Zeit. Die Targetautomatik wurde bei etwa 19500 Sekunden eingeschaltet.

Rate die Mittelwerte der Wechselwirkungsrate, der Protonenstrahllebensdauer, des Protonenstroms und der daraus resultierenden Targeteffizienz dargestellt. Es fällt auf, daß Targeteffizienzen über 35% nicht erreicht werden. Zwar ist ein leichter Anstieg mit der Wechselwirkungsrate zu erkennen, die Lebensdauer des Strahles liegt bei diesen Raten aber schon bei 50 Stunden. Für einen stabilen Betrieb von HERA wird aber eine Lebensdauer angestrebt, die über 50 Stunden liegt. Ohne diese weiter zu verringern, war es in der Datennahmeperiode 1995 nicht möglich, höhere Targeteffizienzen als 35% zu erreichen. Im Gegensatz dazu wurden bei den Target-Test Messungen im Jahr 1994 Targeteffizienzen über 50% routinemäßig mit nur einem Draht erreicht. Abbildung 4.4 zeigt eine solche Situation, in der am Ende der Messung bei einer konstanten Wechselwirkungsrate die Targeteffizienz bei über 60% lag. Im Gegensatz zu den Beobachtungen im Jahr 1995 lag die Protonenlebensdauer selbst bei diesen hohen Targeteffizienzen noch bei 50 Stunden. Eine wesentliche Veränderung gegenüber 1994 lag in den Abmessungen der eingesetzten Targets, die 1994 dicker waren [14]. In Abschnitt 4.2 wird anhand von Simulationsrech-

$\langle R_{\text{WW}} \rangle$ /MHz	$\langle \tau_{\text{P}} \rangle$ /h	$\langle I_{\text{p}} \rangle$ /mA	$\langle \varepsilon_{\text{T}} \rangle$ /%
$11.50 \pm 1.54$	$59.19 \pm 1.46$	$62.22 \pm 0.01$	$29.8 \pm 4.1$
$12.75 \pm 1.01$	$54.88 \pm 0.83$	$61.19 \pm 0.01$	$31.2 \pm 2.5$
$14.0 \pm 1.57$	$52.0 \pm 0.60$	$60.33 \pm 0.01$	$32.9 \pm 3.7$

Tabelle 4.3: Mittelwerte der Strahllebensdauer  $\tau_{\text{P}}$  und des Protonenstroms  $I_{\text{p}}$  und die daraus berechnete Targeteffizienz  $\varepsilon_{\text{T}}$  für 3 Bereiche mit konstanter Wechselwirkungsrate  $R_{\text{WW}}$

nungen gezeigt, welchen Einfluß die Materialmenge auf die Targeteffizienz hat.

Im nächsten Abschnitt wird zunächst untersucht, welchen Einfluß Aperturbegrenzungen wie Kollimatoren zur Untergrundreduzierung auf die Targeteffizienz haben. Dabei wird gezeigt, daß ein Einfluß von Aperturbegrenzungen auf die Targeteffizienz vorhanden ist. Danach wird abgeschätzt, ob der Hauptkollimator von HERA für eine Begrenzung der Targeteffizienz verantwortlich sein kann. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 4.2 mit Simulationsrechnungen verglichen.

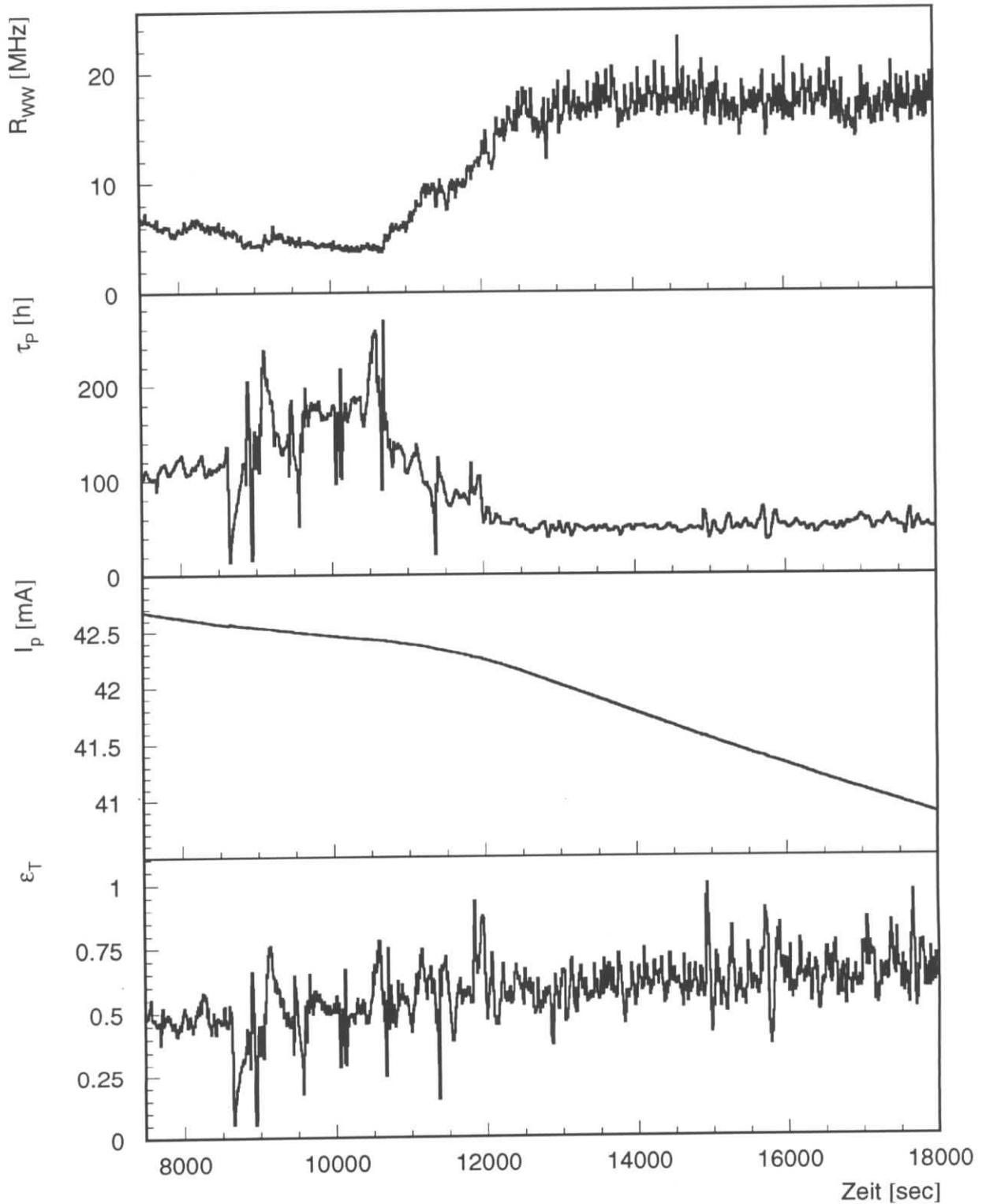


Abbildung 4.4: Wechselwirkungsrate  $R_{WW}$ , Lebensdauer  $\tau_P$  des Strahls, Protonenstrom  $I_P$  und Targeteffizienz  $\epsilon_T$  für eine Messung vom 16./17. September 1994.

### 4.1.3 Abhängigkeit der Targeteffizienz von Aperturbegrenzungen

Zur Überprüfung des Einflusses von Aperturbegrenzungen auf die Targeteffizienz wurde eine Meßreihe durchgeführt, in der die äußere Backe des Hauptkollimators WR109 bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von 1.3 MHz, erzeugt von allen Drähten, auf den Strahl zubewegt wurde. In Abbildung 4.5(a) ist für diese Messung die Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Position dieser Backe des Hauptkollimators WR109 gezeigt. Erkennbar ist, daß die Targeteffizienz abfällt, während der Kollimator hineinbewegt wird. Das gleiche Verhalten wird beobachtet, wenn anstatt eines Kollimators der bewegliche Roman-Pot an den Strahl gefahren wird. Auch hier nimmt die Targeteffizienz mit abnehmendem Strahlabstand des Roman-Pots ab, wie in Abbildung 4.5(b) bei einer Wechselwirkungsrate von ebenfalls 1.3 MHz dargestellt ist. Eine Normierung der Aperturkoordinaten von Kollimatorbacke und Roman-Pot auf den Strahlmittelpunkt war allerdings nicht möglich, da die Strahllage an diesen Stellen nicht bekannt war.

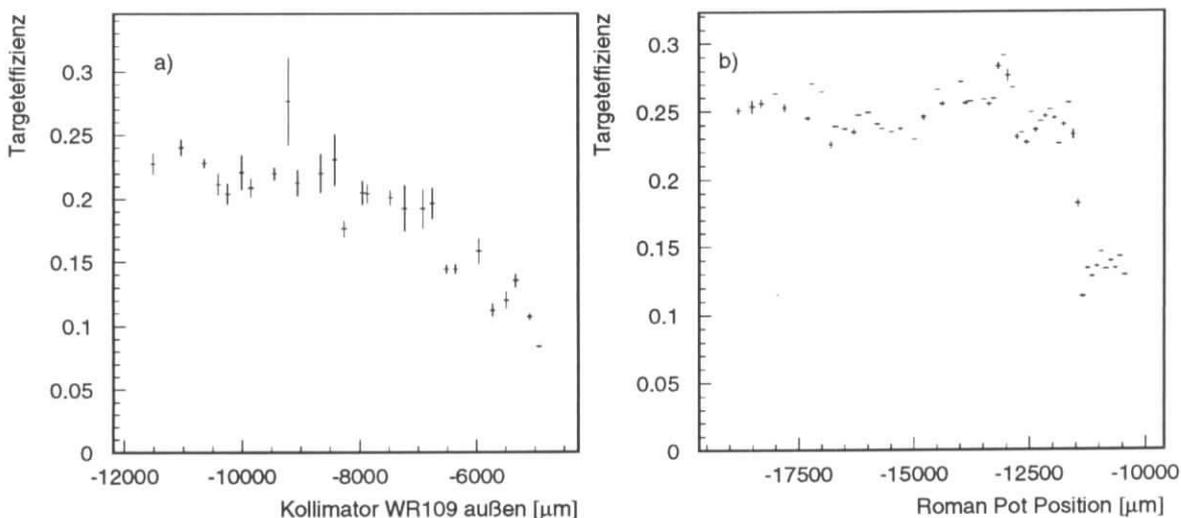


Abbildung 4.5: Einfluß von Aperturbegrenzungen auf die Targeteffizienz. (a) Targeteffizienz bei konstanter Rate als Funktion der Position des Kollimators WR109 außen und (b) als Funktion der Roman-Pot Position.

Es soll nun abgeschätzt werden, ob sich die Drähte möglicherweise im Schatten des Hauptkollimators befinden und Teilchen deshalb vor einer Reaktion mit dem Target auf diesen Aperturbegrenzungen verlorengelangen. Dazu werden die Kollimator- und Drahtpositionen bezüglich des Strahlmittelpunktes ermittelt und miteinander verglichen. Wie in Abschnitt 4.1.2 werden die Daten der Meßreihe ausgewertet, in der alle vier Drähte mit der Targetautomatik auf Wechselwirkungsraten bis zu 14 MHz gebracht wurden. Während dieser Zeit wurden die Kollimatoren nicht bewegt und der fahrbare Roman-Pot befand sich au-

Berhalb des Strahls.

Die auf  $1\sigma$  normierte horizontale und vertikale Strahlbreite an der Stelle des Hauptkollimators WR109 und des Targets wird nach

$$2\sigma_n = \sqrt{\frac{\varepsilon_n \beta}{\gamma}} \quad (4.9)$$

mit  $\gamma = E/m = 874$  aus den gemessenen Emittanzen von

$$\varepsilon_x = (20.6 \pm 2.1) \dots (33 \pm 3) \pi \text{ mrad mm} , \quad (4.10)$$

$$\varepsilon_y = (17.5 \pm 1.8) \dots (30 \pm 3) \pi \text{ mrad mm} \quad (4.11)$$

und den entsprechenden  $\beta$ -Funktionen berechnet. Die  $\beta$ -Funktionen an der Stelle des Targets sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die  $\beta$ -Funktionen am Ort des Hauptkollimators betragen

$$\beta_x = 70.0 \text{ m} , \quad \beta_y = 51.6 \text{ m} . \quad (4.12)$$

Das Ergebnis der Emittanzberechnung ist in Tabelle 4.4 dargestellt. Dabei wurden die Fehler von  $\beta$ -Funktionen und Emittanzen zu 10% abgeschätzt [18]. Zur Ermittlung der

Target	Hauptkollimator WR109
$\bar{\sigma}_x = (843 \pm 119) \mu\text{m}$	$\bar{\sigma}_x = (728 \pm 102) \mu\text{m}$
$\bar{\sigma}_y = (448 \pm 63) \mu\text{m}$	$\bar{\sigma}_y = (587 \pm 83) \mu\text{m}$

Tabelle 4.4: Auf  $1\sigma$  normierte horizontale und vertikale Emittanz des Protonenstrahls an der Stelle des Targets und des Hauptkollimators.

entsprechenden Strahlpositionen beim Hauptkollimator wurde eine Meßreihe ausgewertet, in der alle vier Kollimatorbacken einzeln an den Strahl gefahren wurden. Aus dem Abstand der gegenüberliegenden Kollimatorbacken berechnet sich dann der Mittelpunkt als horizontale und vertikale Strahlkoordinate. Genauso wird der Strahlmittelpunkt am Ort des Targets berechnet, da hier, wie in Abschnitt 5.3.3 gezeigt wird, alle vier Drähte gleichmäßig zur Rate beitragen. Die Strahlkoordinaten sind in Tabelle 4.5 dargestellt. Angenommen wird hier jeweils ein Fehler von  $1\sigma$ . In Tabelle 4.6 sind die Positionen der vier

Target	Hauptkollimator WR109
$x_0 = (4894 \pm 843) \mu\text{m}$	$x_0 = (2295 \pm 728) \mu\text{m}$
$y_0 = (-766 \pm 448) \mu\text{m}$	$y_0 = (230 \pm 587) \mu\text{m}$

Tabelle 4.5: Aus den Daten ermittelter Strahlmittelpunkt für den Ort des Targets und des Hauptkollimators.

Drähte während des betrachteten Zeitraums sowie der zwei positionierten Backen (untere

und innere) des Hauptkollimators und die sich daraus mit den Werten aus Tabelle 4.5 ergebenden Positionen bezüglich des Strahlmittelpunktes gezeigt. Die Fehler der Target- und Kollimatorpositionen können dabei vernachlässigt werden, da sie von sehr genauen Schrittmotoren gesteuert werden. Die Fehler der ermittelten Strahlabstände in  $\sigma$  sind von

	Targetposition	Kollimatorposition
oben	1500 bis 1150 $\mu\text{m}$ (5.1 bis 4.3 $\pm$ 1.1) $\sigma$	50000 $\mu\text{m}$ (außen)
unten	- 3000 bis - 2700 $\mu\text{m}$ (5 bis 4.3 $\pm$ 1.1) $\sigma$	- 4150 $\mu\text{m}$ 7.5 $\sigma$
innen	1200 bis 1800 $\mu\text{m}$ 4.4 bis 3.7 $\sigma$	- 4200 $\mu\text{m}$ 8.9 $\sigma$
außen	8800 bis 8200 $\mu\text{m}$ 4.6 bis 3.9 $\sigma$	50000 $\mu\text{m}$ (außen)

Tabelle 4.6: Nominelle Position der 4 Drähte und der 4 Kollimatorbacken des Hauptkollimators in  $\mu\text{m}$  und in Bezug auf den Strahlmittelpunkt in  $\sigma$ .

der ungenauen Strahlmittelpunktbestimmung dominiert und liegen zwischen 1 und 1.5  $\sigma$ . Die Ergebnisse in Tabelle 4.6 bestätigen die Überlegungen in Abschnitt 4.1.1, daß HERA eine kleine Apertur besitzt. Da Vielfachstreuung für eine Strahlaufweitung sorgt, gehen die Protonen schneller an der Apertur verloren, als sie mit dem Target reagieren. Wegen der großen Fehler auf die Positionen kann dieses Ergebnis aber nur als grobe Abschätzung gewertet werden. Trotzdem bestätigt die obige Abschätzung in Übereinstimmung mit den Messungen 1994 die Annahme, daß durch enge Kollimatorpositionierungen die Targeteffizienz begrenzt wird. Denn auch die Analyse der Daten aus dem Jahr 1994 zeigte, daß bei einer Position des Drahtes bei  $5\sigma$  und einer Kollimatorposition von  $8\sigma$  die Targeteffizienz nur bei 40% lag [14].

Zuletzt soll untersucht werden, warum die horizontalen Drähte bei der Messung in Abschnitt 3.2.1 weniger Protonen zur Reaktion bringen, als die vertikalen Drähte. Die Ergebnisse dieses Abschnittes deuten darauf hin, daß für die niedrige Targeteffizienz unter anderem ungünstige Kollimatorstellungen verantwortlich sind. Dieser Erklärungsansatz läßt sich auch für obige Beobachtung anwenden. Dazu soll folgende Überlegung überprüft werden: Protonen reagieren mit einem Draht, sobald dieser aus dem Kollimatorschatten austritt. Bei einem Kollimator, der weit außen steht, sieht der Draht deshalb eher Protonen als bei einem Kollimator, der weiter innen am Strahl steht. Da die Dichteverteilung der Protonen einer Gaußverteilung entspricht, erreicht der Draht im zweiten Fall schneller eine bestimmte Rate, als im ersten Fall. Wenn also gezeigt wird, daß die Rate in Abhängigkeit der Drahtposition für die horizontalen Drähte schneller steigt als für die vertikalen, wird bestätigt, daß die Aperturbegrenzungen für diese Drähte ungünstiger stehen. In Abbildung 4.6 ist die Triggerrate als Funktion der vier Drahtpositionen dargestellt. Es ist

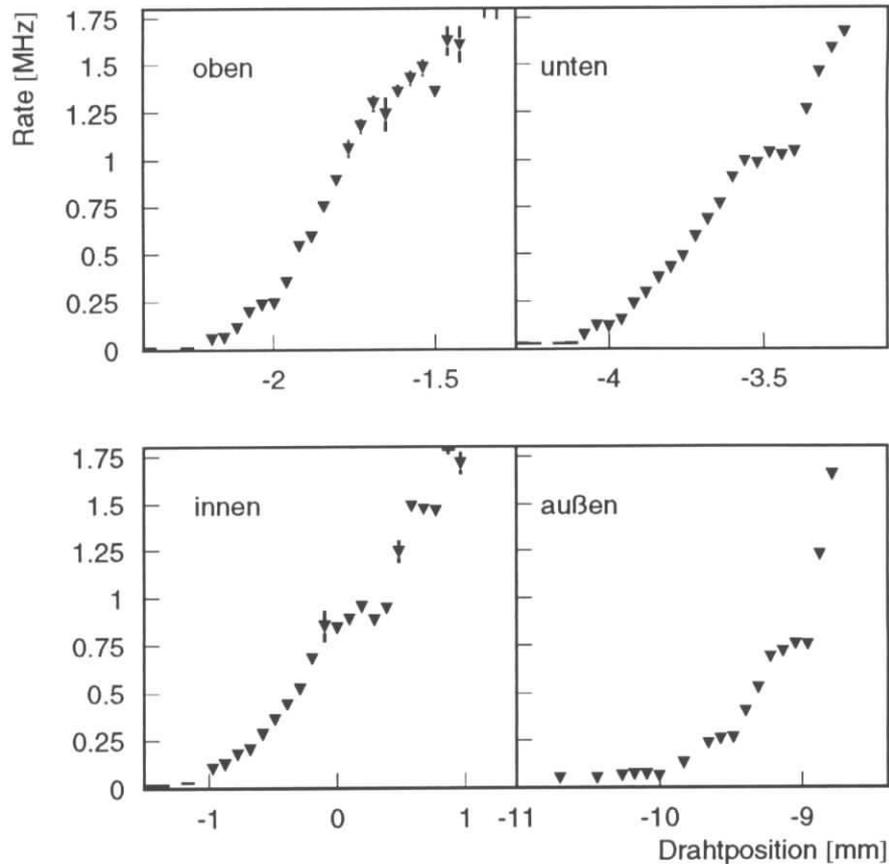


Abbildung 4.6: Gemessene Rate als Funktion der Drahtposition. Die Rate der horizontalen Drähte steigt schneller an.

erkennbar, daß die horizontalen Drähte eine Rate von 1.75 MHz schneller erreichen als die vertikalen Drähte. Um die gleiche Rate zu erreichen, legt der obere Draht beispielsweise eine Strecke von  $500 \mu\text{m}$  zurück, während der innere Draht um fast 2 mm bewegt wird. Das gleiche Phänomen läßt sich bei Vergleich von unterem und oberem Draht erkennen. Hier sind die Bewegungsunterschiede allerdings nicht so groß wie im ersten Fall. Abbildung 4.6 bestätigt somit obige Überlegung und erklärt, warum die horizontalen Drähte eine niedrigere Targeteffizienz haben.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß die Targeteffizienz im Jahr 1995 unter 40% lag. Im Vergleich zu den Testmessungen des Jahres 1993 und 1994, in denen die Targeteffizienz über 50% lag [19], gibt es dafür einige Erklärungsansätze: Da sich die Dicke der Drähte im Vergleich zu den zwei vorangegangenen Jahren verringert hat, könnte es sein, daß die Targeteffizienz von der Dicke der benutzten Drähte beeinflusst wird. Es wurde außerdem festgestellt, daß auf den Aluminiumdrähten mehr Protonen wechselwirken, als auf den Kupferdrähten. Dabei gibt es Hinweise darauf, daß Vielfachstreuung bei Kupfer

stärker zur Strahlaufweitung beiträgt und Protonen auf Aperturbegrenzungen schneller verlorengehen, als mit dem Draht zu reagieren. Dabei kommt der limitierende Effekt in der Targeteffizienz durch Aperturbegrenzungen, der ebenfalls nachgewiesen wurde, als weiterer Grund für die niedrige Targeteffizienz im Jahr 1995 in Frage. Ein Verlust von Signalen durch zu hohe Diskriminatorschwellen konnte, wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt wurde, ausgeschlossen werden. Daher konnte die Wechselwirkungsrate über eine Poissonkorrektur hinreichend genau bestimmt werden, ohne die Targeteffizienz zu verfälschen. Allerdings ist die Targeteffizienz auch noch von anderen Größen abhängig. Das sind zum einen Maschinenparameter, die von der Strahloptik des Beschleunigers abhängen, wie die  $\beta$ -Funktion an der Stelle des Targets oder die Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Teilchenbewegung [3]. Zum anderen bestimmt auch die Driftgeschwindigkeit der Protonen, welche in äußeren Regionen des Strahles zunimmt, an der Stelle eines Drahtes die Höhe der Targeteffizienz. Die Ergebnisse der Messungen im Jahr 1995 werden im nächsten Abschnitt anhand von Simulationsrechnungen überprüft.

## 4.2 Simulation der Targeteffizienz

Für die Berechnung der Targeteffizienz wurde eine Monte Carlo Simulation entwickelt, die die Bahn einer bestimmten Anzahl von Protonen durch die Magnetstruktur transformiert und berechnet, wieviele von diesen Protonen mit dem Target reagieren [3, 20]. Dabei werden verschiedenen Faktoren, die die Targeteffizienz beeinflussen, betrachtet.

Abbildung 4.7 zeigt die simulierte Targeteffizienz als Funktion des Drahtabstandes vom Strahl in  $\sigma$  für drei verschiedene Kollimatorpositionen. Die Abmessung des verwendeten Aluminiumdrahtes entspricht der des Testexperimentes 1995. Die Driftgeschwindigkeit wurde mit  $1\sigma/\text{sec}$  als konstant angenommen. Die Kopplung beträgt in diesem Beispiel 0.01. Es wird deutlich, daß enge Kollimatorpositionierungen die Targeteffizienz verringern. In Abschnitt 4.1.3 wurde bei einer Meßreihe die Position einer Kollimatorbacke bei einer Drahtposition von  $4$  bis  $5\sigma$  zu  $7.5\sigma$  abgeschätzt. Die Targeteffizienz lag in dieser Messung bei etwa 33%. Dieses Meßergebnis wird durch die Simulationsrechnungen bestätigt.

Die Vermutung, daß eine Verringerung des Targetmaterials die Targeteffizienz herabsetzt, wird durch die Simulationsrechnung ebenfalls bestätigt. In Abbildung 4.8 ist die Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition bei einer festen Kollimatorposition von  $7\sigma$  für drei verschieden dicke Drähte dargestellt. Da es sich bei den Drähten um Bänder handelt, wurde die Dicke transversal zum Strahl variiert. Um den Einfluß von Aperturbegrenzungen mit den Ergebnissen aus Abbildung 4.8 vergleichen zu können, wurde auch hier mit einer Kopplung von 0.01 und einer Driftgeschwindigkeit von  $1\sigma/\text{sec}$  gerechnet. Während eine Positionsänderung der Kollimatoren eine Effizienzerhöhung um den Faktor 2 zur Folge hat, erhöht sich die Targeteffizienz bei einer Vermehrung des Materials um das Fünffache nur um etwa 10%. Die Höhe der Targeteffizienz wird also hauptsächlich von Aperturbegrenzungen bestimmt.

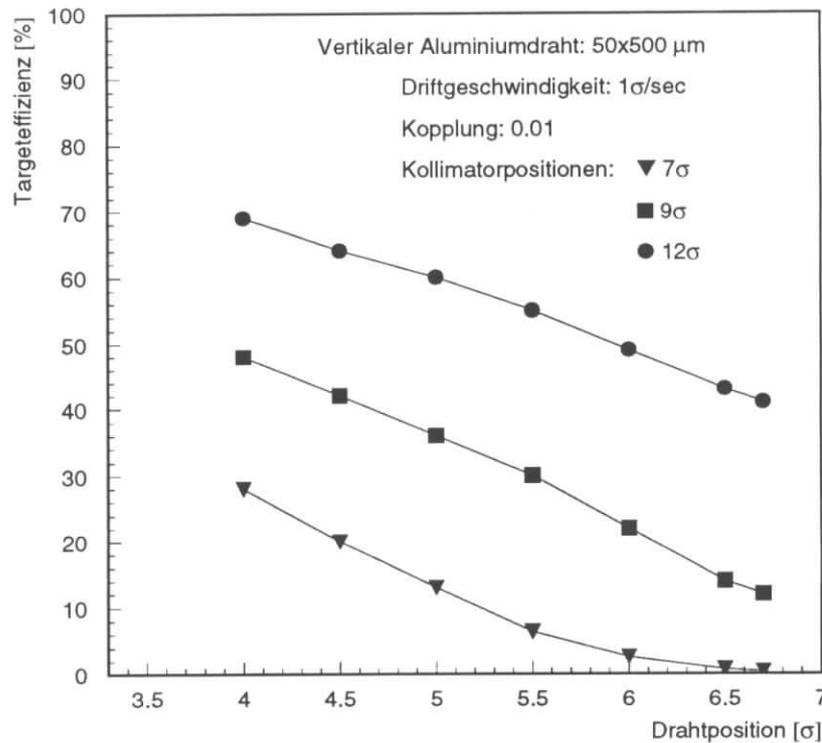


Abbildung 4.7: Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition in  $\sigma$  für 3 verschiedene Kollimatorpositionierungen.

1996 wird das Target zum ersten Mal an die dafür vorgesehene Stelle in der HERA-Westhalle eingebaut. Daher ändert sich die Strahloptik, speziell die  $\beta$ -Funktion an der Stelle des Targets. Es wird deshalb im Folgenden untersucht, welchen Einfluß verschiedene Betafunktionen auf die Targeteffizienz haben.

In Abbildung 4.9 ist die Targeteffizienz in Abhängigkeit der Drahtposition für 2 Drähte mit gleicher Abmessung aber unterschiedlichen  $\beta$ -Funktionen gezeigt. Für den horizontalen Draht (quadratische Symbole) wurde mit einer  $\beta$ -Funktion von 27 m gerechnet. Die dreieckigen Symbole kennzeichnen den vertikalen Draht mit einer  $\beta$ -Funktion von 96 m. Dies entspricht in etwa den Parametern an der Stelle des Targets im Jahr 1995 (vergleiche Tabelle 2.2). In der Abbildung ist erkennbar, daß eine kleinere  $\beta$ -Funktion eine höhere Targeteffizienz bedeutet. Dieses Verhalten wird erwartet, weil eine Verkleinerung der  $\beta$ -Funktion eine Verminderung der Vielfachstreuung zur Folge hat. Um dies zu zeigen wird ähnlich argumentiert, wie in Abschnitt 4.1.1. Nach [14] muß die durch Vielfachstreuung erzeugte Winkeldivergenz  $\theta$  quadratisch zur natürlichen Strahldivergenz  $x'$  addiert werden, um die resultierende Strahldivergenz  $x'_{VFS}$  für eine Wechselwirkung zu erhalten:

$$x'_{VFS} = \sqrt{x'^2 + \theta^2} . \quad (4.13)$$

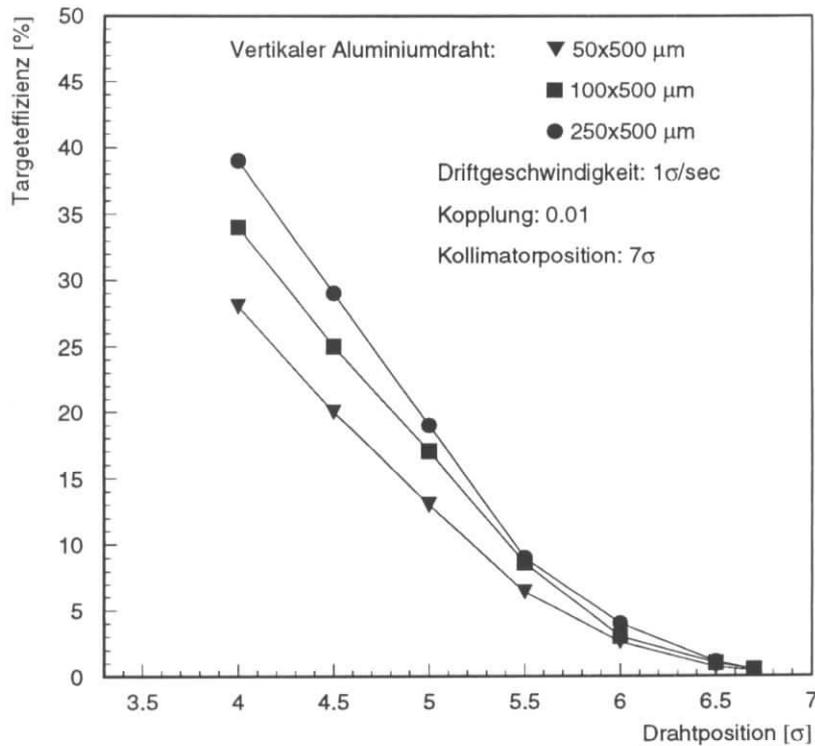


Abbildung 4.8: Targeteffizienz für eine variierende Drahtdicke in transversaler Richtung. Die Targeteffizienz ist in Abhängigkeit der Drahtposition in  $\sigma$  dargestellt.

Mit  $x = x'\beta$  folgt für die Positionsänderung eines Protons bei einer Wechselwirkung

$$x_{\text{VFS}} = \sqrt{x^2 + \theta^2 \beta^2} . \quad (4.14)$$

Die aus der Vielfachstreuung resultierende Strahlaufweitung nimmt also mit größerer  $\beta$ -Funktion zu. Bei entsprechender Platzierung der Kollimatoren gehen auch hier die Protonen schneller an der Apertur verloren, als sie mit dem Draht reagieren können. Die Simulationsrechnung ist mit den Messungen aus Abschnitt 4.1.1 allerdings nicht zu vergleichen. Dort war die Targeteffizienz für die vertikalen Drähte höher, als für die horizontalen. In Abschnitt 4.1.3 wurde gezeigt, daß bei dieser Messung die horizontalen Aperturbegrenzungen näher am Strahl plaziert waren, als die vertikalen. In der Simulation war der Abstand der beiden transversalen Kollimatoren mit  $7\sigma$  gleich.

Zuletzt wurde eine Simulationsrechnung mit den zwei 1995 verwendeten Drahtmaterialien Aluminium und Kupfer durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 für die vertikalen Drähte dargestellt. Als Funktion der Drahtposition wird die Targeteffizienz eines Aluminiumdrahtes (runde Symbole) mit der Targeteffizienz eines Kupferdrahtes (quadratische Symbole) bei zwei unterschiedlichen Kollimatorpositionen verglichen. In Abbildung

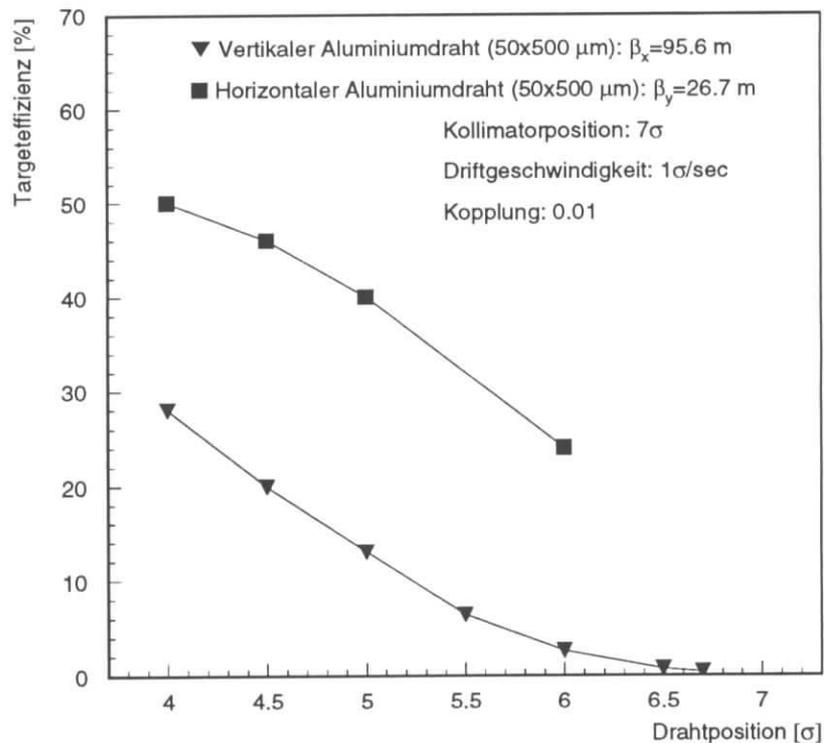


Abbildung 4.9: Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition in  $\sigma$  für zwei Drähte bei verschiedenen  $\beta$ -Funktionen.

4.10 ist für die simulierte Targeteffizienz das gleiche Verhalten zu beobachten, wie für die gemessene Targeteffizienz in Abbildung 4.2 bei Vergleich der beiden Targetmaterialien. Dies bestätigt die Annahme, daß der Beitrag der Vielfachstreuung in unterschiedlicher Materialien die Targeteffizienz beeinflusst.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß die Simulationsrechnungen für die Targeteffizienz die Meßergebnisse im Jahr 1995 semiquantitativ bestätigen. Die Höhe der Targeteffizienz wird hauptsächlich durch Aperturgrenzen und die Vielfachstreuung bestimmt. Zusätzlich kann die Targeteffizienz durch eine kleine  $\beta$ -Funktionen und mehr Targetmaterial erhöht werden.

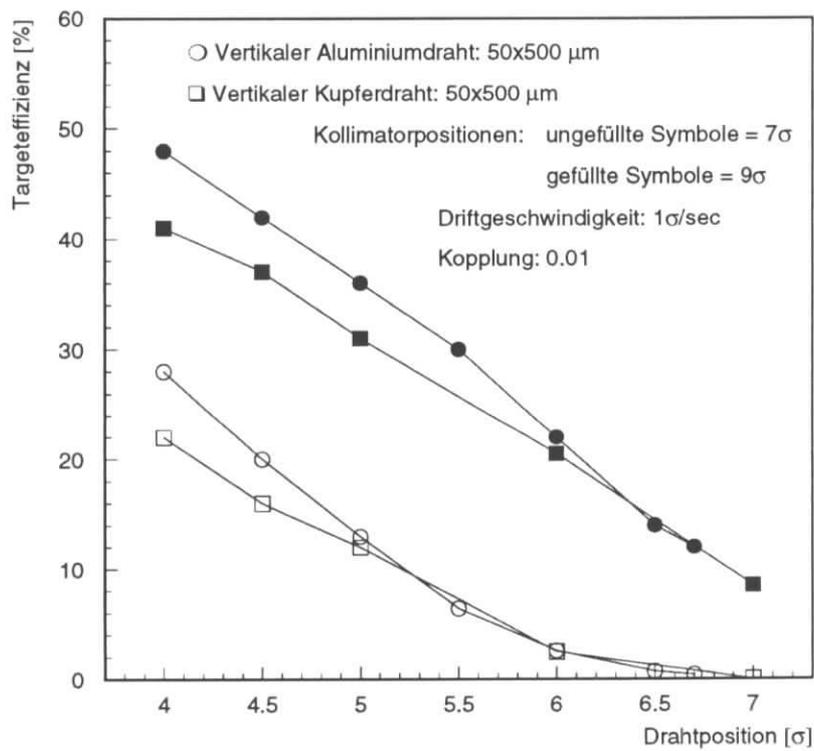


Abbildung 4.10: Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition in  $\sigma$  für den Kupferdraht (Quadrate) und den Aluminiumdraht (Kreise). Den offenen Symbolen entspricht eine Kollimatorposition von  $7\sigma$ , den ausgefüllten von  $9\sigma$ .

# Kapitel 5

## Fluktuationen im Protonenstrahl

Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß eine zu kleine Targeteffizienz die Durchführbarkeit des HERA-B Experimentes beeinflußt, weil die angestrebte Wechselwirkungsrate nicht erreicht werden kann. Wenn darüberhinaus die Ratenschwankungen zu groß sind, wird die Effizienz des Experimentes zusätzlich herabgesetzt: Der HERA-B Detektor ist für eine Überlagerung von im Mittel maximal sieben Wechselwirkungen pro Bunchcrossing ausgelegt, das heißt, er ist nicht in der Lage im Mittel acht oder mehr Wechselwirkungen, die gleichzeitig an den Drähten stattfinden, aufzulösen<sup>1</sup>. Häuft sich die Anzahl von Wechselwirkungen zu bestimmten Zeiten aufgrund von Fluktuationen, so hat dieser Effekt einen Einfluß auf die Detektoreffizienz. Auch die Poissonstatistik zur Beschreibung der Theorie kann dann nicht mehr angewendet werden. Für die Fluktuationen gibt es drei Gründe, die experimentell untersucht und im folgenden Abschnitt diskutiert werden:

- Statistische Fluktuationen der Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch;
- Bunch zu Bunch Variationen durch verschiedene Emittanzen der einzelnen Protonenbunche;
- Ratenfluktuationen durch äußere Einflüsse auf den Strahl.

Statistische Fluktuationen sind immer vorhanden und bilden eine natürliche Begrenzung der Detektoreffizienz. Die beiden anderen Ratenschwankungen hingegen werden durch äußere Einflüsse hervorgerufen und können deshalb möglicherweise vermieden werden. In diesem Zusammenhang wird eine Möglichkeit zur Ratenkontrolle beschrieben, um langfristige Fluktuationen mit einer automatisierten Targetsteuerung auszugleichen.

### 5.1 Bunch zu Bunch Variationen

Um zu untersuchen, wie die einzelnen Bunche des HERA Protonenstrahls zur Wechselwirkungsrate beitragen, werden die Daten des FADC-Systems ausgewertet. Die FADC's

---

<sup>1</sup>Den begrenzenden Faktor bildet der Trigger, der nur eine bestimmte Zeit zur Verfügung hat, um die einzelnen Wechselwirkungsorte aufzulösen.

tasten die von den Photomultipliersignalen gelieferten Pulse einer kompletten HERA Füllung in 24 ns Schritten ab und liefern deshalb eine Information über die zeitliche Verteilung der Wechselwirkungen. Wie in Abschnitt 2.2.3 gezeigt wurde, wird mit einem geeigneten Clusteralgorithmus im Amplitudenspektrum nach Signalen gesucht, die über einer bestimmten Schwelle liegen und einem einzelnen Bunch zugeordnet werden können. Es ist daher möglich, in einem bestimmten Zeitraum die Anzahl der Reaktionen, die jeder einzelne Bunch liefert, abzuzählen. Mit  $N_{bx}$ , als Angabe, wie oft ein Bunch den Draht passiert hat, und  $N_{gem}^i$  als Anzahl der nachgewiesenen Reaktionen des  $i$ -ten Bunches, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß die Protonen des Bunches  $i$  mit dem Draht wechselwirken zu

$$P_0^i = \frac{N_{gem}^i}{N_{bx}} . \quad (5.1)$$

Unter Annahme der Gültigkeit der Poissonstatistik errechnet sich nach den Gleichungen (3.4, 3.5 und 3.6) die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen eines Bunches  $i$  zu

$$\lambda^i = \frac{1}{a} \ln \left( \frac{N_{bx}}{N_{bx} - N_{gem}^i} \right) \quad (5.2)$$

Um Schwankungen der Rate eines einzelnen Bunches zu ermitteln, wurden daher aus einem FADC-Datensatz 435 FADC-Ereignisse bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von 8 MHz über einen Zeitraum von ungefähr 10 Minuten nach dem obigen Verfahren analysiert. Für die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch ergibt sich eine Situation, die in Abbildung 5.1 (a) graphisch dargestellt ist: Deutlich erkennbar ist das Füllschema des HERA Protonringes (Vergleiche Abbildung 2.2). Es fällt auf, daß die mittlere Rate der drei Sechserpakete um einen Faktor 3 variiert. Dagegen sind die Raten-schwankungen in den Strukturen von zehn aufeinanderfolgenden Bunchen recht moderat. In Abbildung 5.1 (b) ist zum Vergleich der Bunchstrom als Funktion der Bunchnummer für dieselbe Messung dargestellt. Die Variationen unter den einzelnen Bunchströmen, die die Protonenzahl eines Bunches angeben, sind vergleichsweise gering. Dieses deutet darauf hin, daß für die Variationen hauptsächlich verschiedene Emittanzen nicht aber eine unterschiedliche Zahl von Protonen verantwortlich sind. Emittanzdifferenzen können durch unterschiedliche Pulsdauern der Kickermagnete bei verschiedenen Bunchen oder zeitlich dejustierte Kickerpulse im Injektionsvorgang hervorgerufen werden. Weiterhin ist erkennbar, daß in den Bunchlücken, in denen sich keine Protonen befinden sollten, trotzdem Signale registriert werden. Untersucht wird deshalb mit Hilfe der TDC-Daten, die eine zeitliche Verteilung von Signalen liefern, ob bei HERA vorhandene Satellitenbunche für eine Signalerkennung der FADC's in den Bunchlücken verantwortlich sein können.

Als Beispiel ist ein repräsentatives TDC-Spektrum eines einzelnen Triggerzählers über einen kompletten Drahtlauf von 9 Stunden, bei dem die Nulleinträge unterdrückt wurden in Abbildung 5.2 (a) dargestellt. Bei einer Zeitauflösung von 0.1 ns eines TDC-Kanals sind die TDC-Stops des ersten und zweiten Bunches bei Kanal 300 und 1260 zu erkennen. Die Einträge des ersten Bunches sind stark erhöht, weil speziell auf diesen getriggert wurde und die Einträge des zweiten Bunches nur dann im Spektrum erscheinen, wenn der TDC vom Ersten nicht gestoppt wurde. Da der TDC-Bereich 2024 Kanäle umfaßt, erscheinen

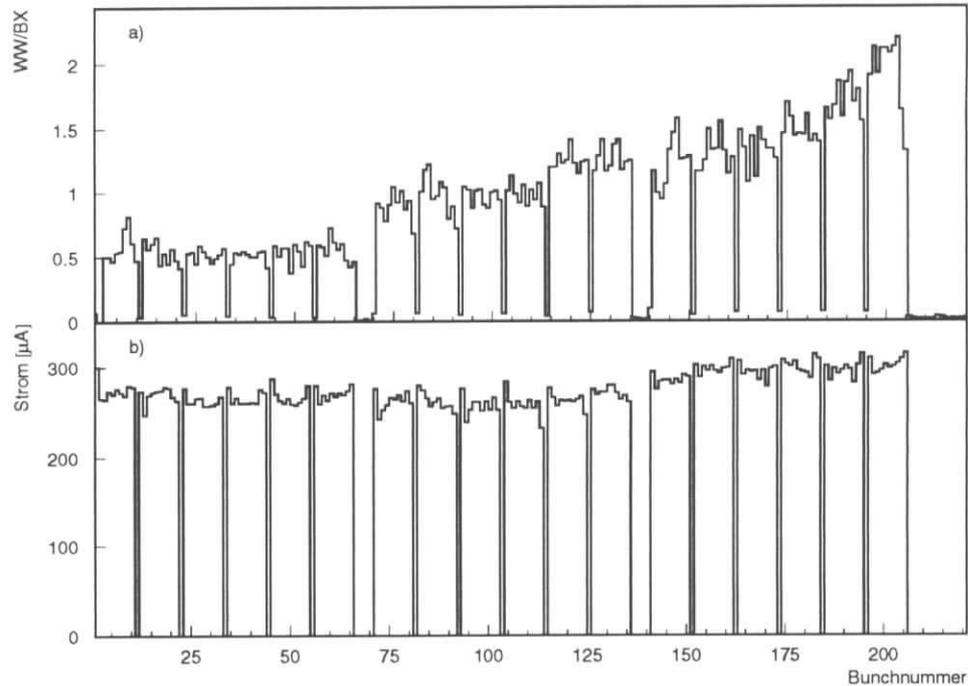


Abbildung 5.1: Aus den FADC-Daten ermitteltes Füllschema der HERA Protonmaschine (a). Dargestellt ist für jeden Bunch die aus der Poissonkorrektur berechnete mittlere Anzahl von Wechselwirkungen bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von 8 MHz über einen Zeitraum von 10 Minuten. (b) zeigt den Strom eines jeden Bunches für dieselbe Messung.

zwei Bunche im Spektrum. Auffallend ist die Anhäufung von zwei TDC-Signalen im Abstand von 20 ns vor und nach dem ersten Bunch, sowie einem Signal im Abstand von 40 ns nach dem ersten Bunch. Es existieren also sogenannte Nebenbunche, die für Signale in den Bunchlücken verantwortlich sein können. Zusätzlich sorgt die zeitliche Verschiebung der Signale in den FADC's, die in Kapitel 2.2.3 nachgewiesen wurde, für eine Zuordnung von Signalen zu falschen Bunchen. Dies erklärt ebenfalls Einträge in den Bunchlücken.

Im folgenden wird abgeschätzt, wieviel Prozent aller Detektorereignisse durch die Variationen verlorengehen können. Dabei wird angenommen, daß der HERA-B Detektor nicht mehr als 7 überlagerte Wechselwirkungen auf dem Target pro Bunchcrossing auflösen kann. Für den idealen Fall eines gleichmäßigen Beitrags aller gefüllten Bunche zur Wechselwirkungsrate von 32 MHz oder 4 Wechselwirkungen pro Bunch (keine Variationen) und einer Poissonverteilung der Wechselwirkungen auf den Drähten, ergibt sich, wie in Abbildung 5.3 zu erkennen ist, ein Verlust von etwa 5% aller Ereignisse. Dies ist die Wahrscheinlichkeit, daß 8 oder mehr Protonen gleichzeitig mit den Drähten reagieren und daher

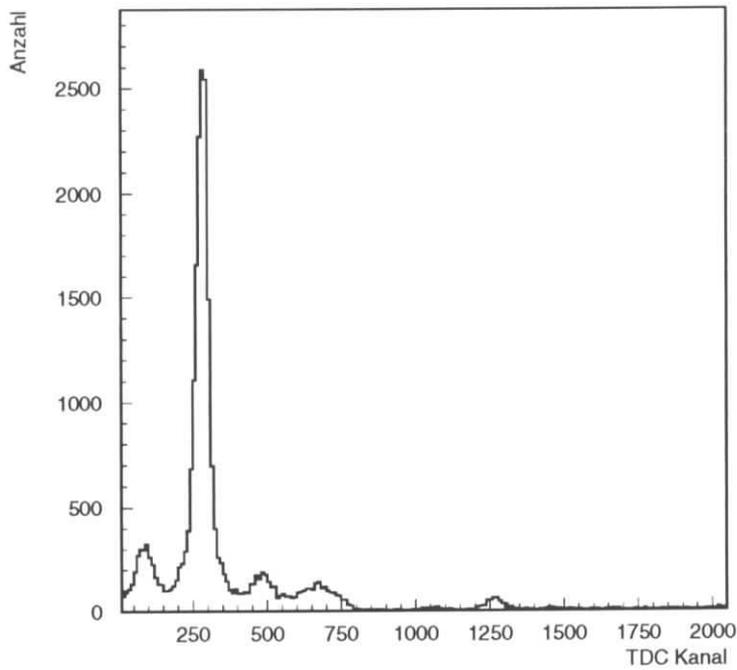


Abbildung 5.2: TDC-Spektrum eines einzelnen Triggerzählers. Ein TDC-Kanal entspricht 0.1 ns.

vom Detektor nicht rekonstruiert werden können. Wie schon oben festgestellt wurde, trägt

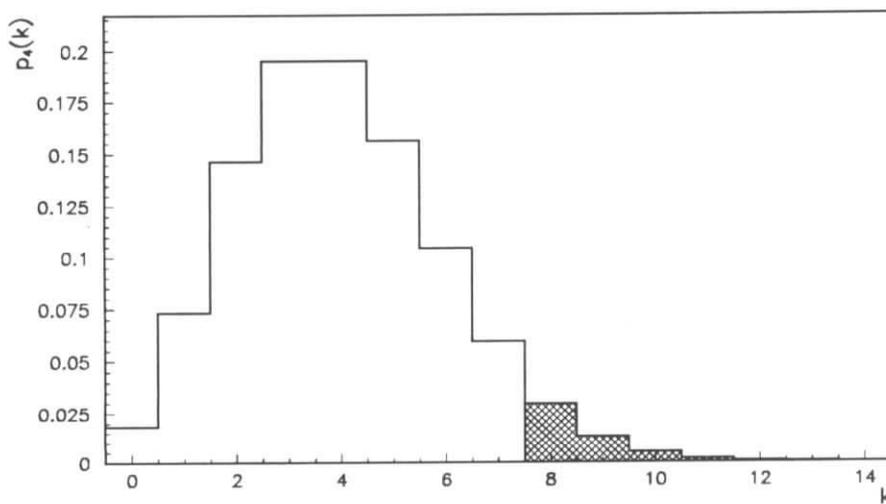


Abbildung 5.3: Poissonverteilung für einen Mittelwert von 4 Wechselwirkungen pro Bunch. Der schraffierte Bereich kennzeichnet 8 oder mehr Wechselwirkungen.

nicht jeder Bunch gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate bei. Deshalb muß für jeden Bunch

einzelnen der Anteil am gesamten Effizienzverlust für die Rekonstruktion ermittelt werden. Dazu wird das in Abbildung 5.1 (a) gezeigte Füllschema des Protonenringes auf eine mittlere Anzahl von 4 Wechselwirkungen pro Bunch normiert, um die Ergebnisse mit dem aus der Annahme resultierenden vergleichen zu können. Das normierte Füllschema ist in Abbildung 5.4 (a) und (c) für zwei verschiedene Protonfüllungen an verschiedenen Tagen dargestellt, (b) und (d) zeigen die entsprechende Verteilung der mittleren Wechselwirkungen. Der Beitrag des ersten Bunches wurde aus den Berechnungen herausgenommen, da auf ihn getriggert wird. Wird über die Effizienzverluste der einzelnen Bunche summiert

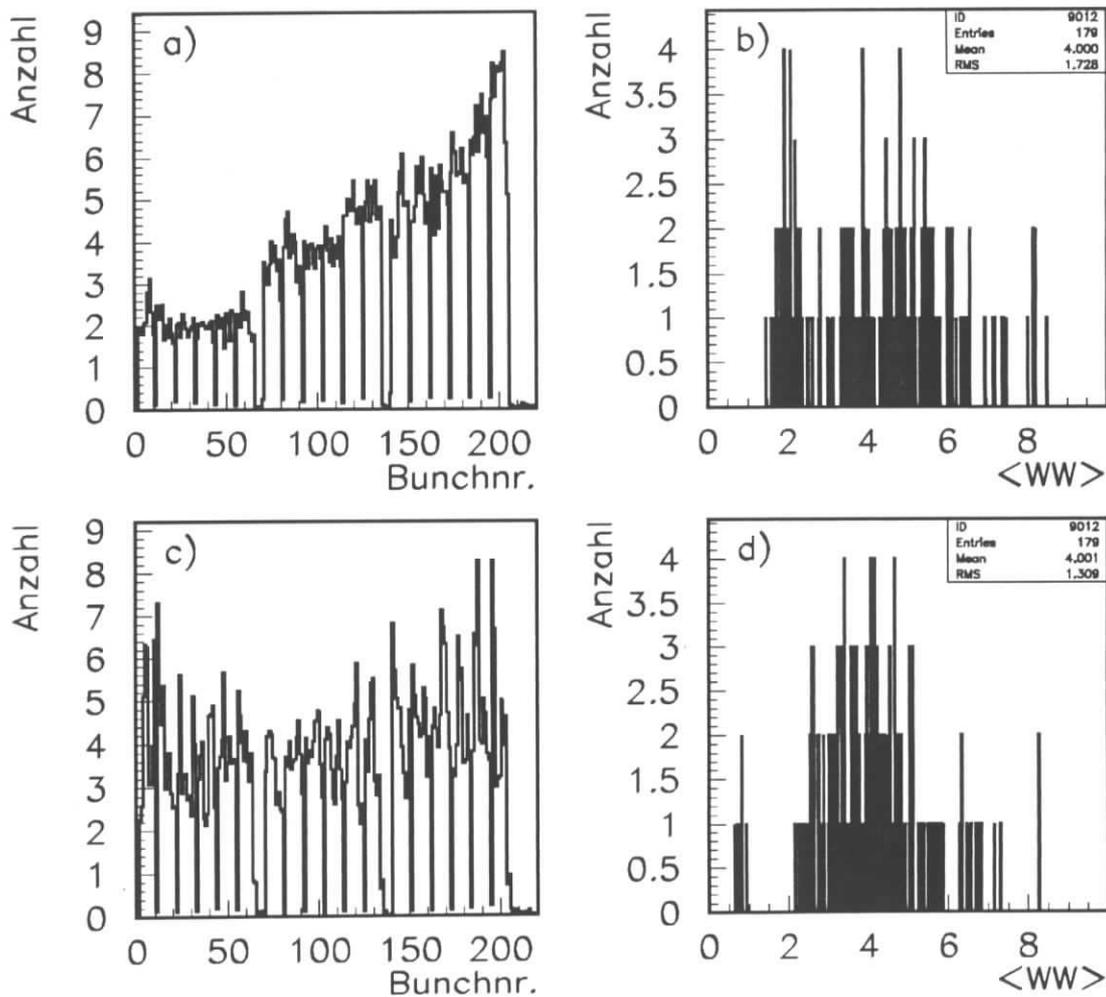


Abbildung 5.4: Aus den FADC-Daten ermitteltes und auf einen Mittelwert von 4 Wechselwirkungen pro Bunch normiertes Füllschema für zwei Drahtruns an unterschiedlichen Tagen ( a) und c ). Daneben die entsprechende Verteilung der mittleren Wechselwirkungen für 179 gefüllte Bunche nach der Normierung ( b) und d ).

und gemittelt, so ergibt sich für die erste Füllung (a) ein totaler Effizienzverlust für die

Rekonstruktion durch den limitierenden Detektoreffekt von

$$E_{\text{loss}} = (10.5 \pm 0.3)\%. \quad (5.3)$$

Für die zweite Füllung (c) wird ein Effizienzverlust von

$$E_{\text{loss}} = (8.3 \pm 0.6)\% \quad (5.4)$$

mit den angegebenen statistischen Fehlern berechnet. Die aus den FADC-Daten ermittelten Bunch zu Bunch Variationen sind allerdings nur Mittelwerte. Deshalb können die errechneten Effizienzverluste nur als untere Grenze betrachtet werden. In allen analysierten Meßreihen liegt der aus den FADC-Daten ermittelte zusätzliche Effizienzverlust unter 6%. Bei noch besserer Optimierung des Injektionsvorganges in den nächsten Jahren sollten die Bunch Variationen weiter verringert werden können.

Die oben betrachteten Variationen liegen im zeitlichen Bunchabstand von 96 ns. Deshalb ist es unmöglich, diese mit einer Targetautomatik, welche die Wechselwirkungsrate konstant halten soll, auszugleichen. Dies ist nur bei Ratenfluktuationen möglich, die sich auf einer größeren Zeitskala abspielen. Diese werden im nächsten Abschnitt untersucht.

## 5.2 Periodische Ratenfluktuationen

Um langfristige Ratenfluktuationen zu verstehen und sie in Zukunft vermeiden zu können, müssen zunächst ihre Ursachen ermittelt werden. Deshalb wurde die Triggerrate des Test-experiments mit einem Frequenzanalysator untersucht [21]. Abbildung 5.5 zeigt das typische Verhalten der Triggerrate in einem Zeitraum von 1.2 Sekunden. In diesem Zeitspek-

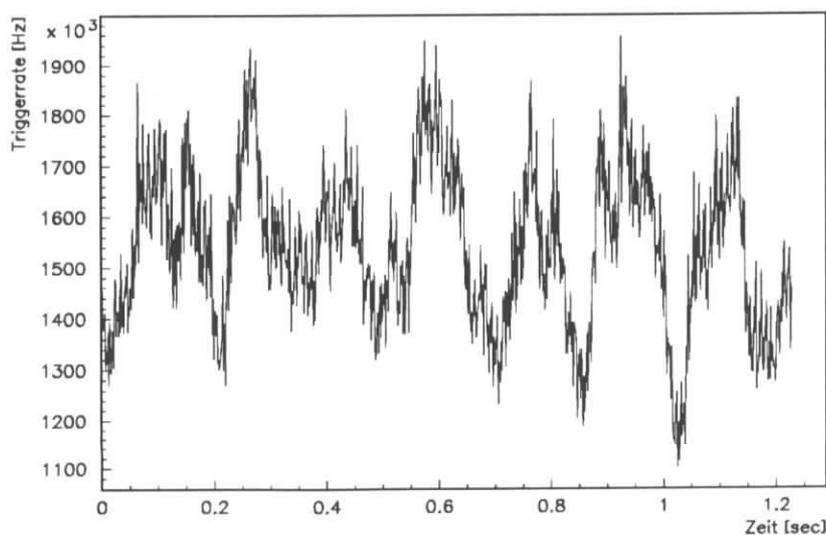


Abbildung 5.5: *Triggerrate über einen Zeitraum von 1.2 Sekunden.*

trum sind periodische Fluktuationen bereits erkennbar, welche durch die Frequenzanalyse

direkt ermittelt werden. Wie im vorhergehenden Abschnitt kann ein Effizienzverlust für die Rekonstruktion durch die begrenzte Auflösung des Detektors bei sieben gleichzeitigen Ereignissen berechnet werden. Dazu wurde aus der in Abbildung 5.5 gezeigten Triggerrate die Wechselwirkungsrate bzw. die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch berechnet und auf vier Wechselwirkungen pro Bunch skaliert. Die sich ergebende Verteilung der mittleren Anzahl von Wechselwirkung für die Ratenschwankungen in Abbildung 5.5 ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Aus dem Effizienzverlust für die verschiedenen mittleren

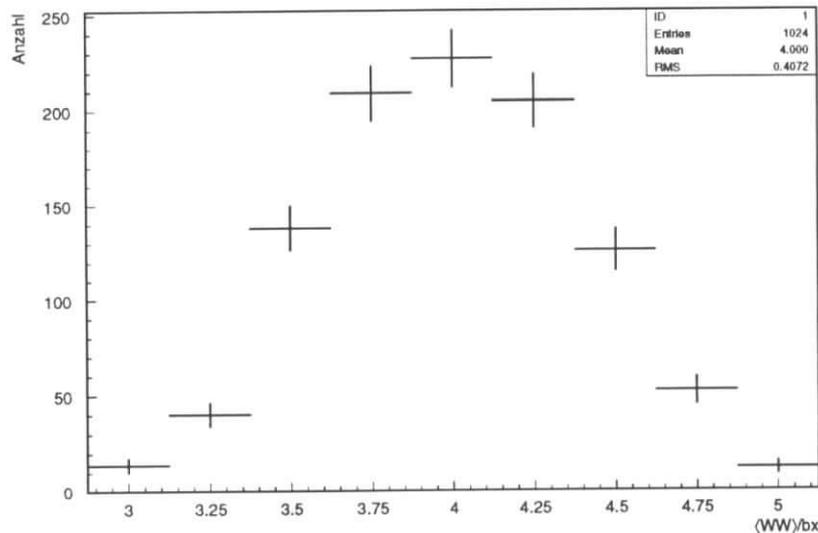


Abbildung 5.6: Auf 4 Wechselwirkungen pro Bunch normierte Ratenverteilung für die Ratenfluktuationen aus Abbildung 5.5.

Wechselwirkungen und ihren Einträgen berechnet sich der resultierende Effizienzverlust aus dem gewichteten Mittel zu

$$E_{\text{loss}} = (5.5 \pm 0.5)\% \quad (5.5)$$

mit dem angegebenen statistischen Fehler. Im Rahmen des Fehlers stimmt der Effizienzverlust durch periodische Ratenfluktuationen mit dem Effizienzverlust durch statistische Fluktuationen von 5% überein. Daher wird kein signifikanter Einfluß durch periodische Ratenfluktuationen auf die Rekonstruktionseffizienz erwartet.

Das Ergebnis der Frequenzanalyse zeigt Abbildung 5.7 in einem Frequenzbereich von 0 bis 700 Hz (a) und in höherer Auflösung im Niederfrequenzbereich von 0 bis 125 Hz (b). Im Frequenzspektrum sind 2 Frequenzbereiche erkennbar, die für die Entwicklung einer Targetsteuerung zum Ausgleich der Fluktuationen interessant sind. Beim Bereich unter 50 Hz handelt es sich um mechanischen Vibrationen, die durch die Strahlführungsmagnete auf den Strahl übertragen werden. Die Linien bei 24.4 Hz und 48.8 Hz werden beispielsweise durch die Vakuumpumpen hervorgerufen, die sehr nahe an den Kryostaten von Quadrupolmagneten angebracht sind. Im Gegensatz dazu umfaßt der zweite Frequenzbereich höhere Frequenzen bis zu 1 kHz. Dieser Bereich wird durch die bei HERA verwendete

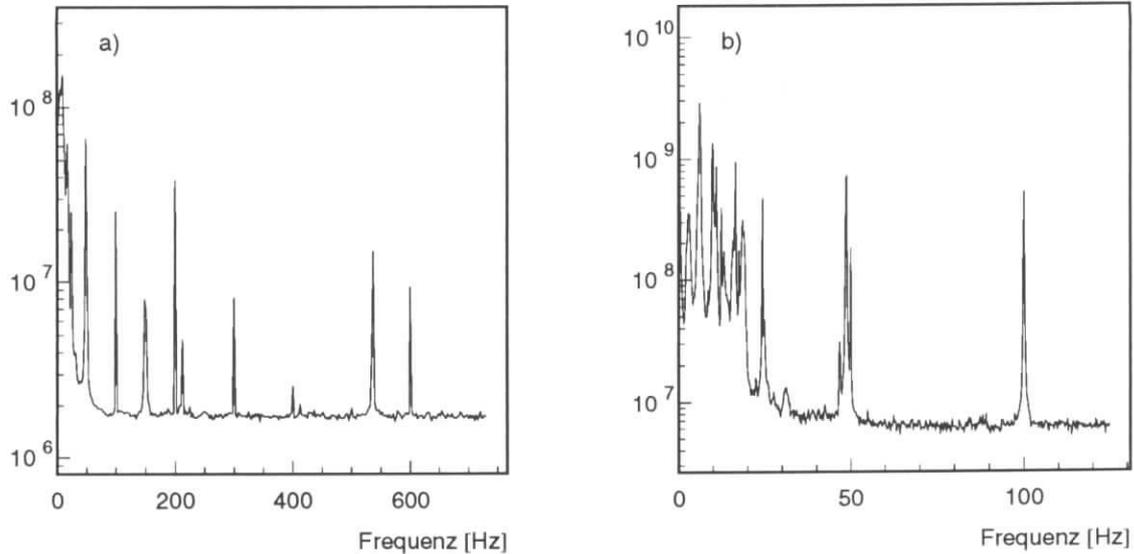


Abbildung 5.7: Typisches Frequenzspektrum der Triggerrate für zwei Frequenzbereiche. a) 0 bis 720 Hz. b) 0 bis 125 Hz.

Netzfrequenz und Gleichrichtung von 50 Hz und 100 Hz dominiert, deren Linien und Harmonische im Frequenzspektrum deutlich erkennbar sind. Die Linie bei 600 Hz wird der Drehstromgleichrichtung zugeordnet. Ähnliche Modulationen des Protonenstrahls wurden auch in den Verlustaten der Kollimatoren beobachtet [21].

Langfristige Fluktuationen im Hertz-Bereich sollten mit einer geeigneten Targetautomatik auszugleichen sein. Im nächsten Abschnitt wird die Funktion einer im Jahr 1995 für alle vier Drähte ausgelegten Automatik erläutert und gezeigt, inwieweit sie die Anforderungen erfüllt.

### 5.3 Ratenkontrolle

Ein Kontrollsystem für das Target muß hauptsächlich vier Anforderungen erfüllen:

- Es muß auf Ratenänderungen reagieren und die Rate konstant halten.
- Es soll die Wechselwirkungen der Protonen gleichmäßig auf alle Drähte verteilen.
- Die Steuerung muß automatisch, das heißt möglichst ohne Benutzerführung ablaufen.
- Die Steuerung darf nicht von anderen Systemkomponenten abhängig sein, um die Targets auch bei deren Ausfall noch bewegen zu können.

Zur Erfüllung der beiden erstgenannten Anforderungen wurde im Rahmen eines für das Testexperiment '95 entwickelten Targetkontrollsystems (TaCoS) [13] ein Steuerungsalgo-

rithmus entwickelt. Dieser wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Es wird außerdem überprüft, ob er die Anforderungen erfüllt.

### 5.3.1 Der Algorithmus des Targetkontrollsystems TaCoS

Für die Funktion des Algorithmus' werden 3 Größen benötigt:

- Kontrollrate  $\bar{R}_{\text{control}}$

Die Kontrollrate wird als nachgeführter Mittelwert aus der aktuellen gemessenen Rate  $R_0$  und einer wählbaren Zeitkonstante  $t_0$  einmal pro Sekunde nach

$$\bar{R}_{\text{control}} = \frac{t_0 - 1\text{sec}}{t_0} ((x - 1)\bar{R}_{\text{control,alt}} + \frac{1\text{sec}}{t_0} R_0) \quad (5.6)$$

berechnet. Dabei ist die Meßfrequenz der Kontrollrate durch die Ansteuerungszeit des Kontrollrechners bestimmt.

Die Einführung eines nachgeführten Mittelwertes hat eine Glättung der Rate zur Folge und unterdrückt unnötige Fahrbefehle der Automatik aufgrund natürlicher Fluktuationen.

- Toleranzbereich  $\delta R$

Der Toleranzbereich für Ratenschwankungen wird durch die sogenannte Ratenbreite  $\delta R$  bestimmt, welche direkt vom Benutzer über die Eingabe der benötigten Rate  $R_{\text{auto}}$  definiert wird. Der Draht fährt nicht, wenn die Bedingung

$$R_{\text{auto}} - \delta R \leq \bar{R}_{\text{control}} \leq R_{\text{auto}} + \delta R \quad (5.7)$$

erfüllt ist.

- Ratenstreuung  $\bar{\sigma}_{\text{control}}$

Beim Heranfahren an den Strahl besteht immer die Gefahr den Protonenstrahl durch zu schnelle Bewegung der Drähte zu dumpen. Deshalb wurde eine Sicherheitsvorkehrung getroffen, die dafür sorgt, daß ein Draht bei zu großen Ratenschwankungen nicht mehr bewegt wird. Die dafür verantwortliche Größe ist die Ratenstreuung  $\bar{\sigma}_{\text{control}}$ , die nach

$$\bar{\sigma}_{\text{control}} = \frac{1}{x} ((x - 1)\bar{\sigma}_{\text{control,alt}} + |R_0 - \bar{R}_{\text{control}}|) \quad (5.8)$$

berechnet wird. Ist diese Ratenfluktuation größer als die eingestellte Ratenbreite  $\delta R$ , dann befindet sich der Strahl in einem undefinierten Zustand und der Draht wird nicht gefahren.

Mit diesen Größen wird der Algorithmus folgendermaßen beschrieben:

1. Fahre an den Strahl, wenn
  - $\bar{R}_{\text{control}} < R_{\text{auto}}$
  - $R_0 < R_{\text{auto}} - \delta R$
  - $\bar{\sigma}_{\text{control}} < \delta R$

2. Fahre aus dem Strahl, wenn

$$\bar{R}_{\text{control}} > R_{\text{auto}}$$

$$R_0 > R_{\text{auto}} + \delta R$$

3. Wechsle den aktuellen Draht, wenn

$$R_{\text{auto}} - \delta R \leq \bar{R}_{\text{control}} \leq R_{\text{auto}} + \delta R$$

Zunächst wird gezeigt, daß dieser Algorithmus die Rate mit allen vier Drähten konstant hält. Dann wird überprüft, ob die Wechselwirkungen gleichmäßig auf die Drähte verteilt werden.

### 5.3.2 Konstanz der Rate

Für die Ermittlung der Größe der Ratenfluktuationen wurden vier Meßreihen ausgewertet, in denen die Targetautomatik für alle vier Drähte eingeschaltet war. Dabei sollte die Targetautomatik die in Kapitel 2 eingeführte und beschriebene F2-Rate auf 10% konstant halten. Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der F2-Rate für diese Bereiche. Als Abweichung wurde der Fehler des Mittelwertes berechnet. In Tabelle 5.1 sind für die in Abbildung

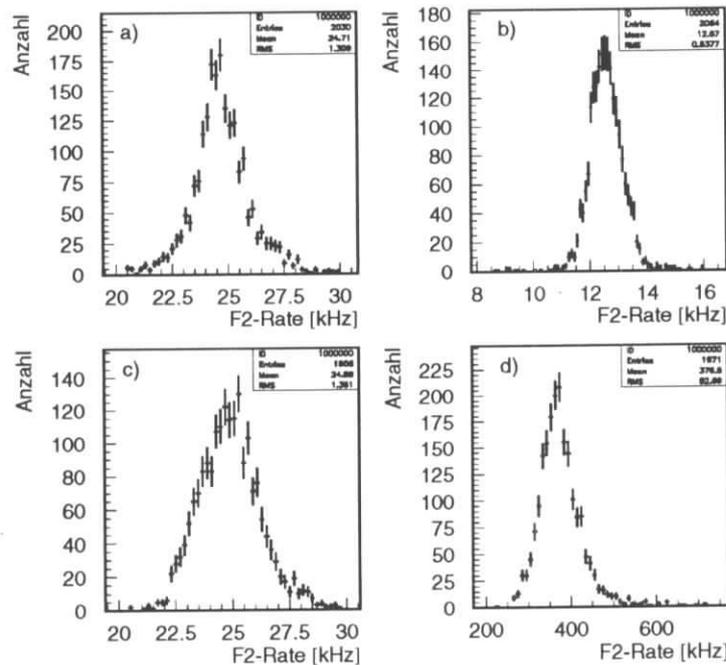


Abbildung 5.8: Verteilung der F2-Rate für Situationen, in denen diese Rate von der Targetautomatik bei verschiedenen Einstellungen konstant gehalten wurde. Die mittlere Abweichung liegt für a) bis c) bei 5 bis 7%. Die Abweichung für d) beträgt 14%.

5.8 gezeigten mittleren F2-Raten die entsprechenden Wechselwirkungsraten zusammengestellt. Wie zu erkennen ist, liegt die Abweichung bei allen eingestellten F2-Raten zwischen 5 und 7 % ( a) bis ( c) ) und zeigt, daß der geforderte Toleranzbereich von 10% der eingestellten Rate von der Targetautomatik nicht verlassen wird. Nur im Bereich hoher Rate ( d) liegt die Abweichung über 10%. Bei Vergleich der Ratenverteilungen in

Abbildung	F2-Rate [kHz]	Wechselwirkungsrate [MHz]
b)	12.6	1.3
a), c)	24.7 bis 24.9	2.1 bis 2.3
d)	376.5	14.0

Tabelle 5.1: F2-Raten und die entsprechenden Wechselwirkungsraten für die Ratenverteilungen in Abbildung 5.8.

Abbildung 5.8 (a) und (c) bei etwa gleicher Rate für verschiedene Protonfüllungen ist zu erkennen, daß unterschiedliche Maschinenbedingungen die Ratenschwankungen beeinflussen können. Für (a) liegt die Abweichung bei 6.2%, während die Abweichung bei (c) nur 5.5% beträgt.

Abbildung 5.9 zeigt ein Beispiel für Ratenschwankungen (und die entsprechende Ratenverteilung im betrachteten Bereich), die durch die Targetautomatik nicht ausgeglichen werden. Das sind Ratenfluktuationen um mehr als eine Größenordnung, die innerhalb einer Sekunde auftreten und deshalb für den Steuerungsalgorithmus zu schnell sind. Abbildung

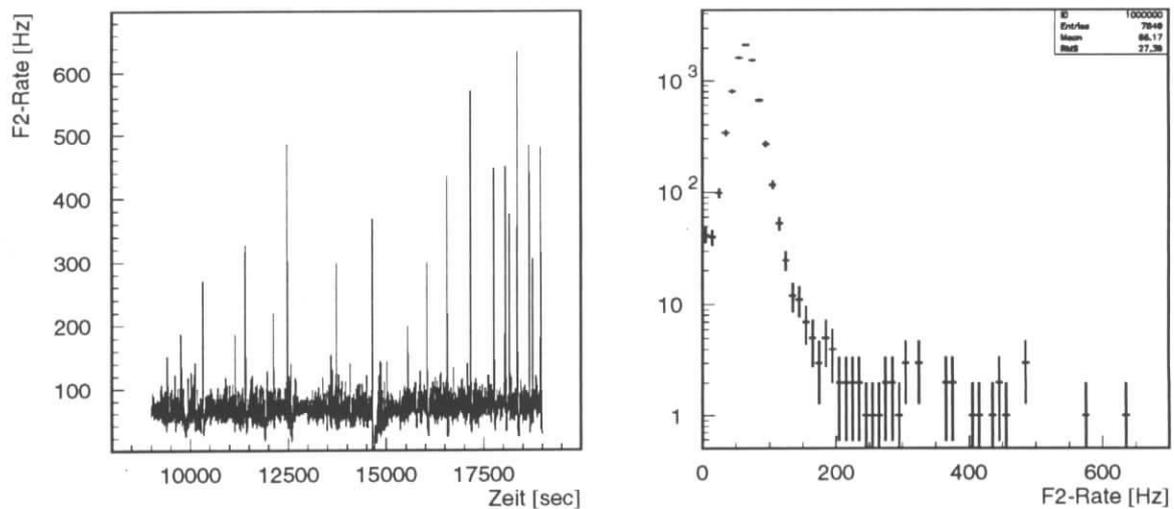


Abbildung 5.9: Abschnitt starker Ratenfluktuationen. Links: F2-Rate für diesen Zeitraum. Rechts: Entsprechende Ratenverteilung.

5.10, in der die Dichteverteilung des Protonenstrahls als Funktion des Abstandes  $s$  zum Strahlmittelpunkt dargestellt ist, liefert eine anschauliche Erklärung für die Entstehung solch großer Ratenfluktuationen durch die Bewegung des Strahls:

Zunächst befindet sich kein Draht im Strahl und als Dichteverteilung ergibt sich eine Gaußfunktion. Nun wird ein Draht an den Strahl gebracht. Dabei leert der Draht den Pha-

senraum in dem er sich befindet von Protonen, weil diese nicht schnell genug nachdriften; die Anzahl der Reaktionen mit dem Draht nimmt ab. Deshalb muß die Targetautomatik den Draht langsam zum Strahlmittelpunkt hinbewegen, um die Wechselwirkungsrate konstant zu halten. Nach ein paar Stunden ergibt sich deshalb ein steiler Abfall der Dichteverteilung am Ort des Drahtes. Diese steile Funktion ist dafür verantwortlich, daß die Wechselwirkungsrate auf dem Draht sehr sensitiv auf Fluktuationen und Oszillationen des Strahls reagiert, weil bereits kleine Ortsänderungen große Teilchenzahländerungen hervorrufen. Zur Lösung dieses Problems gibt es bereits einen ersten Ansatz von Seiten der

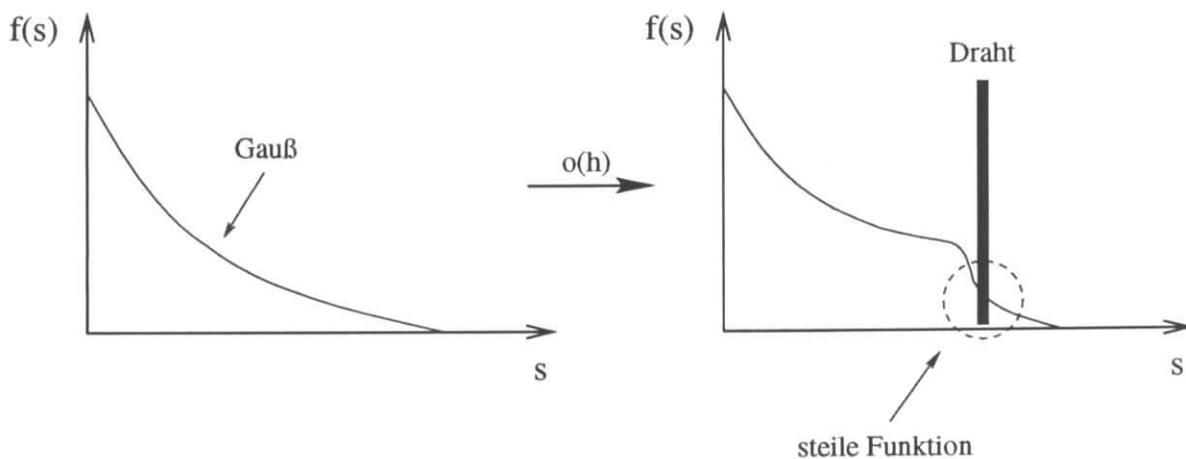


Abbildung 5.10: Dichteverteilung des Protonenstrahls ohne Draht (links) und einige Stunden nach Anwesenheit des Drahtes (rechts) als Funktion der Betatronamplitude  $s$ . Die Dichteverteilung hat an der Stelle des Drahtes einen starken Abfall.

Maschine [22]. Dabei geht man davon aus, daß eine Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit der Protonen im Strahl eine Ausschmierung der scharfen Kante der Dichteverteilung zur Folge hätte. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten:

- modulierte Arbeitspunktverschiebung:  
Ein Vorteil liegt hier in der Tatsache, daß der Strahlkern bei diesem Vorgang nicht gestört wird, möglicherweise ist die Kontrolle der Modulation aber schwierig. Außerdem muß dann der Arbeitspunkt konstant gehalten werden, weil die Modulationen sehr sensitiv auf Verschiebungen reagieren.
- Anregung durch weißes Rauschen:  
Dabei handelt es sich um eine Modulation in der Spannungsversorgung der Quadrupole, die rein statistisch ist. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie mit großer Genauigkeit eingestellt werden kann, allerdings gibt es hier möglicherweise einen Einfluß auf den Strahlkern, was eine Reduzierung der Luminosität zur Folge hat.

Favorisiert wird momentan die Anregung des Strahls durch weißes Rauschen. Dabei verhält sich der Strahl ähnlich wie bei Strahl–Restgas–Streuung: Er wird aufgeweitet.

Die Dichteverteilung wird dabei an der Stelle der scharfen Kante, wie in Abbildung 5.11 schematisch gezeigt, ausgeschmied, der steile Abfall verschwindet.

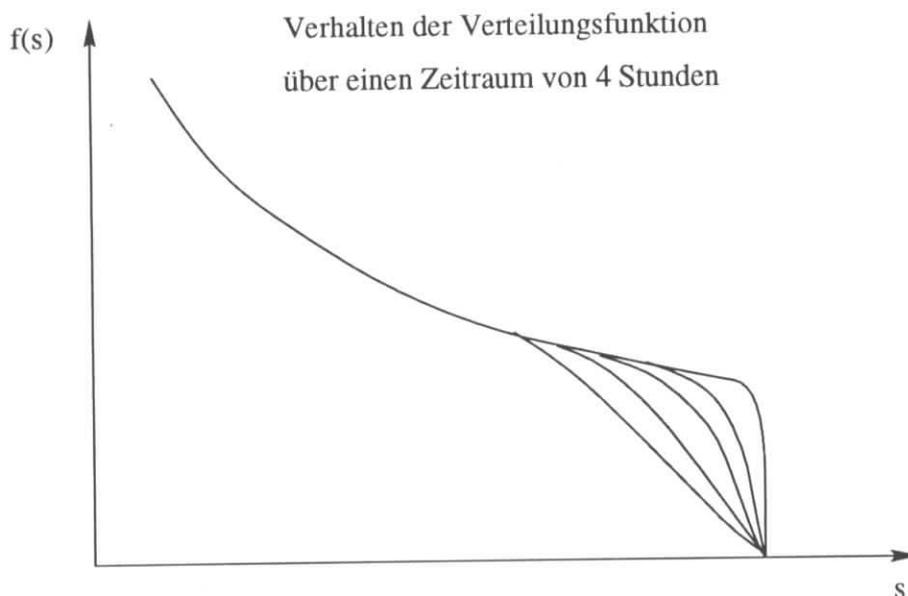


Abbildung 5.11: Wirkung des weißen Rauschens auf die Dichteverteilung des Protonenstrahls. Die scharfe Kante an der Stelle des Drahtes wird ausgeschmied [22].

Eine andere Möglichkeit diese großen Fluktuationen auszugleichen, die innerhalb von Sekunden geschehen, liegt in einer Automatik, die in der Lage ist, ebenfalls in diesem Zeitbereich zu reagieren. Dann kann auch bei höheren Raten, bei denen man sensibler auf Störungen ist, besser und schneller reagiert werden. Deshalb ist eine Aktualisierung der für die Targetkontrolle benötigten Rate auf mehrere Hertz anzustreben; die diesjährige Targetautomatik war für solche Ratenfluktuationen nicht ausgelegt.

### 5.3.3 Verteilung der Wechselwirkungen auf die verschiedenen Drähte

Ein wichtiger Aspekt bei der Durchführung eines B-Experimentes ist die genaue Rekonstruktion von Wechselwirkungsorten. Damit nicht alle Protonen auf einem Draht reagieren, muß eine gleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungspunkte auf alle Drähte gewährleistet sein. Diese Forderung ist nur mit einem aufwendigen Detektorsystem zur Spurrekonstruktion in der Nähe des Wechselwirkungsortes genau zu überprüfen. Allerdings gab es im Testexperiment 1995 zwei einfache, wenn auch nicht sehr genaue Möglichkeiten, die Verteilung der Wechselwirkung auf den verschiedenen Drähten ansatzweise zu untersuchen. Dabei zeigen beide Methoden, daß die Wechselwirkungen tatsächlich auf allen Drähten gleichverteilt ist. Die Zweite kann sogar in das Targetkontrollsystem eingebaut werden, um die Gleichverteilung zu überprüfen und zu steuern.

### 5.3.3.1 Verhältnis der transversalen Betatronamplituden am Target

Zunächst wurde wie in Kapitel 4.2.2 die Messung ausgewertet, in der bei eingeschalteter Targetautomatik alle vier Drähte für eine konstante Rate über 11 MHz verantwortlich waren. Dabei gilt folgende Überlegung: Durch die unterschiedlichen Dichteverteilungen der Protonen in horizontaler und vertikaler Richtung des Strahls beschreibt der Strahl die Form einer Ellipse. Die Länge ihrer Halbachsen konnte mit der Versuchsanordnung im Jahr 1995 gemessen werden, weil sich bei einer Gleichverteilung der Wechselwirkungen die vier Drähte so um den Strahl positionieren, wie es in Abbildung 5.12 schematisch dargestellt ist. Dann entspricht das Verhältnis der Drahtabstände  $d_y/d_x$  der vertikalen und horizontalen Drahtpaare genau dem Verhältnis des vertikalen zum horizontalen Strahlquerschnitt  $\sigma_y/\sigma_x$ . Ist dieses Verhältnis über den betrachteten Zeitraum konstant, so ist

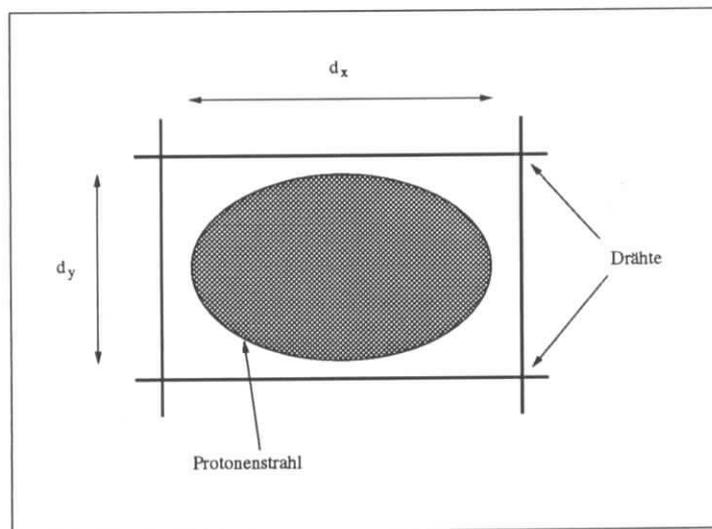


Abbildung 5.12: Situation, in der alle Drähte am Strahl zur Rate beitragen. Das Verhältnis der Drahtabstände von horizontal und vertikal gespannten Drähten gibt das Verhältnis der Strahlausdehnung  $\sigma_y/\sigma_x$  in vertikaler und horizontaler Richtung wieder.

dies eine Bestätigung der Annahme. Abbildung 5.13 zeigt dieses Verhältnis, für das sich ein Mittelwert mit einem statistischen Fehler von

$$\frac{d_y}{d_x} = 0.59 \pm 0.01 \quad (5.9)$$

für den betrachteten Zeitraum ergibt. Aus den Maschinenparametern wie horizontaler und vertikaler  $\beta$ -Funktion

$$\beta_x = (94 \pm 9)\text{m}, \quad \beta_y = (30 \pm 3)\text{m}$$

am Ort des Targets und den entsprechenden normierten Emittanzen für den HERA-Protonenspeicherring

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= (20.6 \pm 2.1) \dots (33 \pm 3.3) \pi \text{mradmm}, \\ \varepsilon_y &= (17.5 \pm 1.8) \dots (30 \pm 3.0) \pi \text{mradmm}, \end{aligned}$$

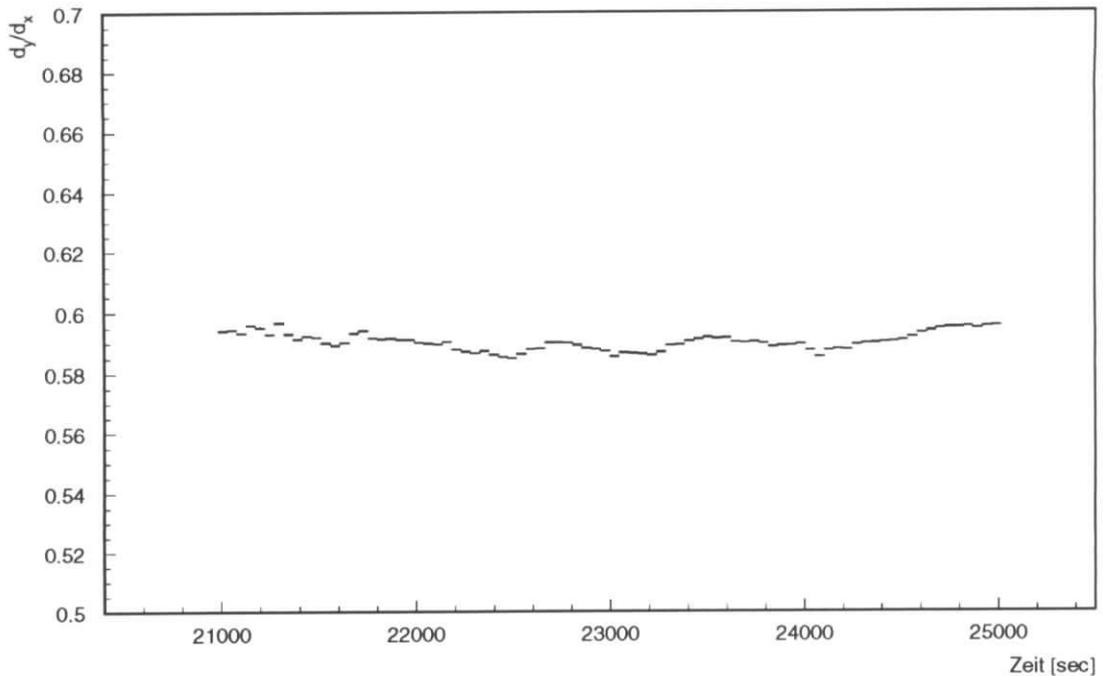


Abbildung 5.13: Aus der Position der 4 Drähte bei eingeschalteter Targetautomatik berechnetes Verhältnis der transversalen Strahlquerschnitte des Protonenstrahls.

die vor und nach Ende des betrachteten Drahttruns mit Hilfe eines Drahtscans [23] von der HERA-Schichtbesatzung gemessen und protokolliert wurden, liegt das theoretisch erwartete Verhältnis der transversalen Strahlquerschnitte an der Stelle des Targets zwischen

$$\frac{\sigma_y}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{\varepsilon_y \beta_y}{\varepsilon_x \beta_x}} = (0.52 \pm 0.05) \dots (0.54 \pm 0.05) . \quad (5.10)$$

Dabei wurden die Fehler von  $\beta$ -Funktionen und Emittanzen aufgrund von Fehlern in der Strahloptik und Meßgenauigkeiten des Drahtscans zu 10% abgeschätzt [18]. Das nach Gleichung 5.9 aus den Daten berechnete und nach Gleichung 5.10 erwartete Strahlquerschnittsverhältnis stimmt im Rahmen der Meßfehler überein und bestätigt deshalb die Annahme eines gleichmäßigen Beitrags aller vier Drähte zur Rate.

### 5.3.3.2 Die Asymmetrieebene

Wird ein Draht bewegt, so ändert sich der transversale Abstand zu den Triggerzählern. Abbildung 5.14 zeigt, daß sich in diesem Fall der Raumwinkelbereich, der vom Szintillator bezüglich des bewegten Drahtes abgedeckt wird, verkleinert. Gleichzeitig nimmt der Teilchenfluß durch den Szintillator aufgrund der großen transversalen Änderung der Dichteverteilung von am Draht erzeugten Teilchen ab. Damit ist also die Rate eines einzelnen Triggerzählers von der Position eines Drahtes abhängig. Abbildung 5.16 zeigt die

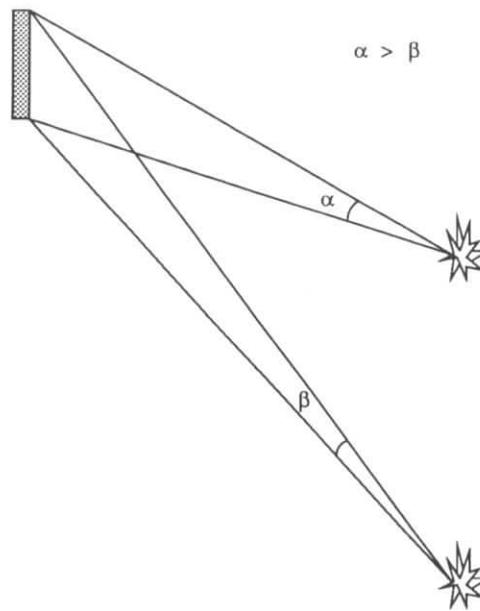


Abbildung 5.14: Vom Szintillator abgedeckter Raumwinkelbereich für Wechselwirkungen an zwei verschiedenen Orten.

Oben–Unten und Rechts–Links Asymmetrien

$$A_{\text{OU}} = \frac{R_1 - R_7}{R_1 + R_7}, \quad A_{\text{LR}} = \frac{R_{10} - R_4}{R_{10} + R_4}, \quad (5.11)$$

wobei  $R_x$  die jeweilige Koinzidenzrate der in Abbildung 5.15 gezeigten oberen, unteren, inneren und äußeren Szintillationszähler bezeichnet.

In Abbildung 5.16 sind die Asymmetrien für jeden einzelnen Draht und für eine Situation

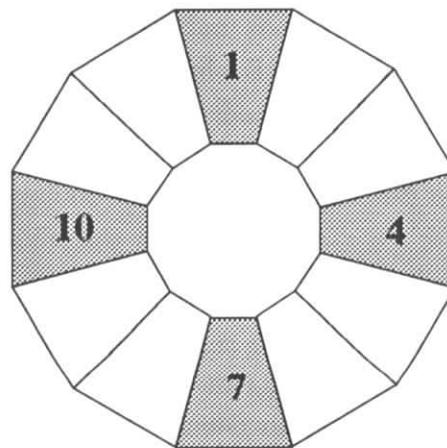


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der für die Asymmetriebetrachtung verwendeten Triggerzähler.

dargestellt, in der alle Drähte mit der Targetautomatik eine Rate konstant hielten. Wie erwartet verändert sich der Ort in der Asymmetrieebene für einzelne Drähte, der Ort einer Wechselwirkung wird in der Asymmetrieebene sichtbar. Die mittlere Anhäufung beschreibt die Situation, in der alle Drähte zur Wechselwirkungsrate beitragen. Die Position dieser Anhäufung liefert einen sehr guten Hinweis auf eine Gleichverteilung der Wechselwirkungen auf alle vier Drähte [13].

Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Verteilung der Wechselwirkungen auf verschiedenen Drähten zu steuern: Die Drähte müssen so bewegt werden, daß der Punkt in der Asymmetrieebene in der Mitte der durch die Einzelbewegungen charakterisierten Anhäufungen liegt. Somit existiert eine weitere Möglichkeit zur Ratenkontrolle, die in den Algorithmus zur Targetsteuerung implementiert werden kann.

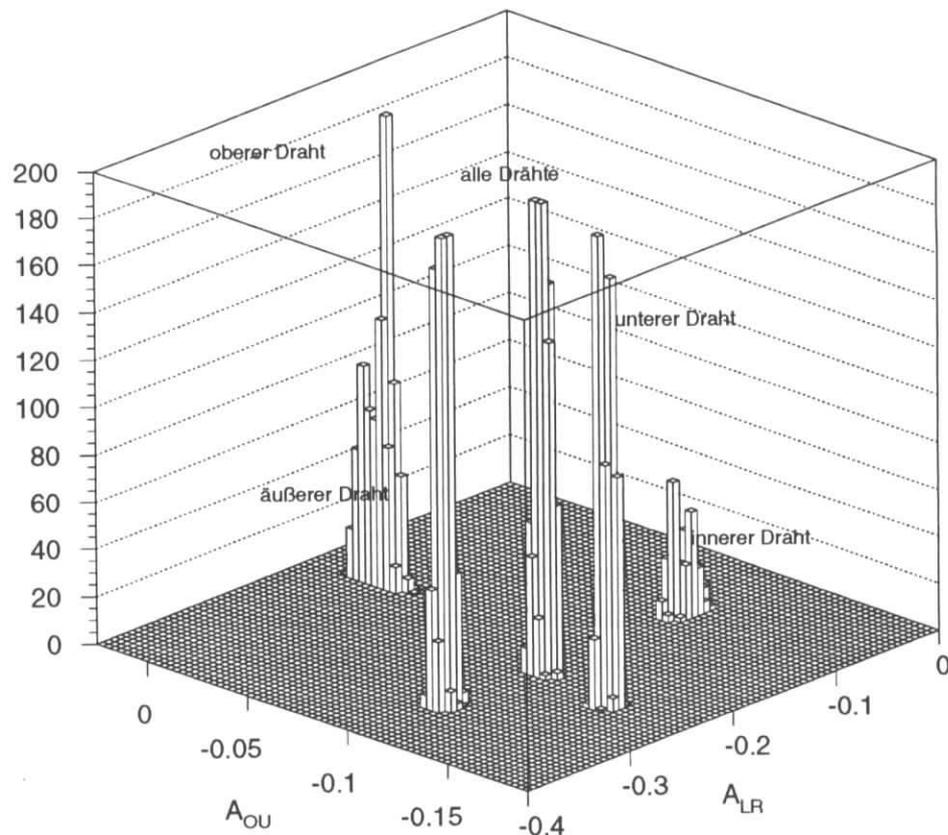


Abbildung 5.16: Häufigkeitsverteilung der Koinzidenzraten in der Asymmetrieebene für Situationen, in denen einzelne Drähte und alle Drähte zusammen an den Strahl gefahren wurden. Die unterschiedliche Höhe der Ratenverteilungen ist auf die unterschiedlichen Meßzeiten zurückzuführen, während die einzelnen Drähte zur Wechselwirkung beitragen.

# Kapitel 6

## Untergrundstudien

Um das HERA-B Experiment erfolgreich durchführen zu können, muß sichergestellt sein, daß weder die Protonmaschine noch die drei Experimente ZEUS, H1 und HERMES bei einer Operation des HERA-B Targets signifikant beeinflusst werden. Für die Protonmaschine ist eine der für den Luminositätsbetrieb relevanten Größen die Strahllebensdauer  $\tau_p$  des Protonenstrahls. Dabei wird für einen möglichst reibungslosen Betrieb eine Lebensdauer von über 50 Stunden angestrebt. Bei dieser Grenze der Strahllebensdauer sollten das Target und die Maschine so ausgelegt sein, daß die Targeteffizienz 50% beträgt, um die benötigte Wechselwirkungsrate von 32 MHz zu erhalten. Für die Experimente ZEUS und H1 wichtige Größen sind die Untergrundraten in einigen Detektorelementen, die aufgrund von geringer Strahlungsbelastbarkeit oder Signal zu Rausch Verhältnissen nur einen begrenzten Untergrund zulassen.

Im folgenden Kapitel wird deshalb der Einfluß des Drahttargets auf diese Experimente untersucht. Da zur Untergrundreduzierung Kollimatoren in das Protonenstrahlrohr eingebaut wurden, soll außerdem überprüft werden, ob und wie sich die Untergrundraten bei Bewegung dieser Kollimatoren verhalten und ob eine Untergrundreduzierung erreicht werden kann. Dafür wurden in verschiedenen Meßreihen systematische Kollimatorstudien durchgeführt. Bei HERMES wurden 1995 allerdings keine systematischen Untergrundstudien durchgeführt. Zuletzt wird gezeigt, daß die Untergrundraten direkt durch die eingestellten Maschinenparameter und die Experimente selbst beeinflusst werden.

### 6.1 Einfluß des Targets auf die Untergrundraten von ZEUS und H1

Um den Einfluß auf die anderen Experimente zu untersuchen, wurden ihre Untergrundraten während der gesamten Dauer des Testexperiments gemessen und aufgezeichnet. Bei der Auswertung der Untergrundstudien haben sich einige Probleme ergeben, die die nutzbare Datenmenge erheblich einschränken:

- Oft war bei der Bewegung einzelner Kollimatorbacken kein Einfluß auf die Untergrundraten zu erkennen.

## 6.1. EINFLUSS DES TARGETS AUF DIE UNTERGRUNDRATEN VON ZEUS UND H167

- Untergrundstudien konnten nicht ausgewertet werden, da aufgrund von technischen Problemen bei der Datenübertragung keine Daten vorhanden waren.
- Einige Meßreihen mußten unterbrochen werden, weil der Untergrund bereits zu hoch war.

Als Beispiel für eine Messung des Untergrundverhaltens ist in Abbildung 6.1 die Wechselwirkungsrate im Vergleich zu zwei Untergrundraten des Experimentes ZEUS während einer Messung gezeigt, in der alle vier Drähte von der Targetautomatik gesteuert wurden. Bei den Untergrundraten handelt es sich um eine Koinzidenzrate aus drei von sechs Detektorelementen des Leading Proton Spectrometers (LPS) und um die Zählrate des Forward Neutron Calorimeters (FNC). Während dieses Zeitabschnitts fanden keine Bewegungen der Kollimatoren statt. Es ist deutlich eine direkte Korrelation zwischen am Target erzeugter Rate und den Untergrundraten zu erkennen. Vor Beginn der Messung

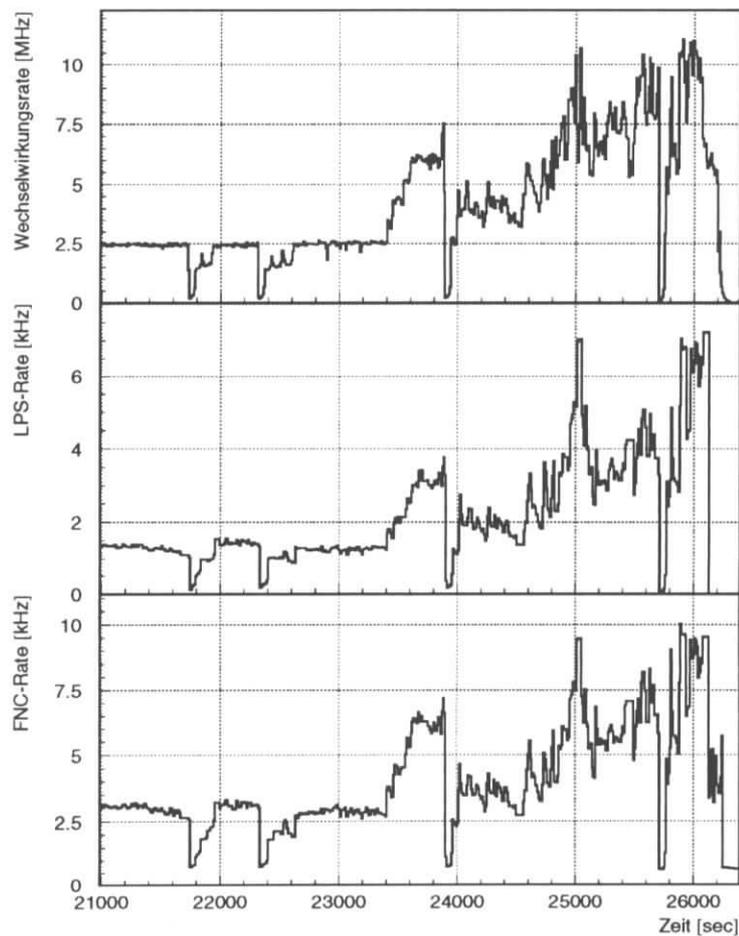


Abbildung 6.1: Wechselwirkungsrate, ZEUS LPS-Rate und ZEUS FNC-Rate innerhalb eines Zeitraums von eineinhalb Stunden. Die Untergrundraten sind direkt mit der Wechselwirkungsrate korreliert.

lagen die Untergrundraten in beiden betrachteten Detektorkomponenten bei etwa 1 kHz.

Das gleiche Verhalten läßt sich in Abbildung 6.2 erkennen, in der die Wechselwirkungsrate mit der Zählrate des Forward Proton Spectrometers (FPS) und des Neutroncounters (NCOUNTER) des H1 Experimentes verglichen wird. Hier waren alle Drähte zur Erzeugung der Rate eingesetzt und es fanden keine Kollimatorbewegungen statt. Wie oben ist auch an diesem Beispiel eine direkte Korrelation der betrachteten Raten im Zeitbereich von 13000 bis 18000 Sekunden erkennbar. Anschließend wurden die Detektorkomponenten aus dem Strahl herausbewegt. Am Anfang des betrachteten Zeitintervalls (bis 13000 Sekunden) ist die Bewegung der FPS-Detektoren an den Strahl zu beobachten. Davon wird die Untergrundrate des Neutronzählers, der sich in Protonrichtung hinter dem Protonspektrometer befindet direkt beeinflußt.

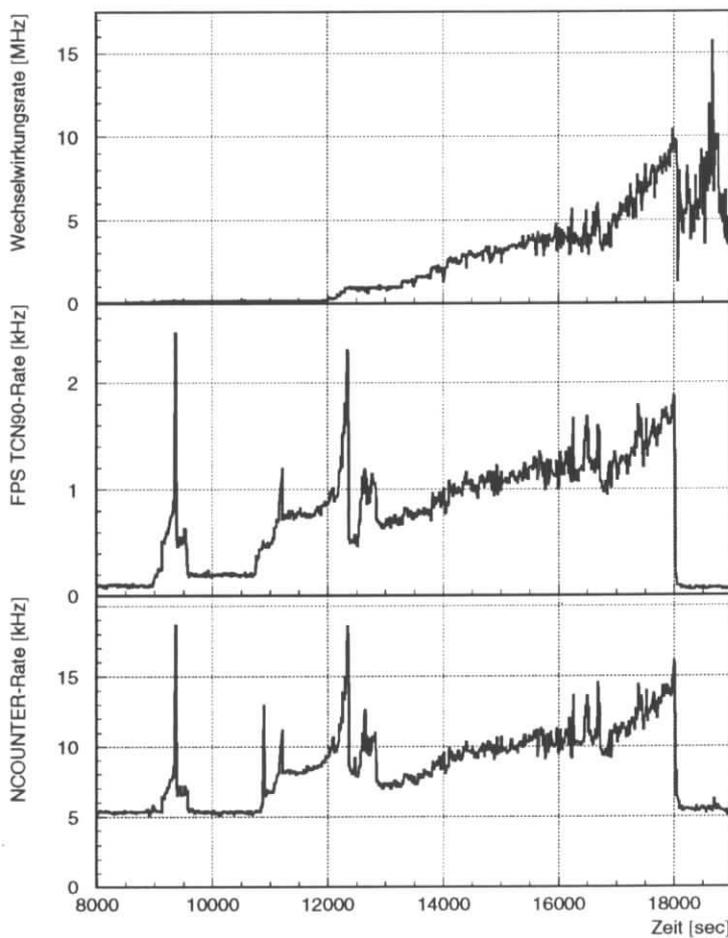


Abbildung 6.2: Wechselwirkungsrate, Rate des Protonspektrometers und des Neutronenzählers des H1 Experimentes. Im Zeitintervall von 13000 bis 18000 Sekunden ist die direkte Korrelation mit der Wechselwirkungsrate zu erkennen.

Alle in 1995 durchgeführten Messungen haben gezeigt, daß die Erhöhung des targetinduzierten Untergrundes beim H1 Experiment geringer ausfällt als beim ZEUS Experiment. Da sich das letztgenannte in Protonrichtung direkt hinter dem HERA-B Experiment

befindet (vergleiche Abbildung 2.1), wurde das Verhalten des targetinduzierten Untergrundes bei ZEUS eingehender untersucht.

Die akzeptablen Untergrundraten liegen beim Neutronkalorimeter FNC unter 10 kHz und beim Protonspektrometer LPS unter 7 kHz. Es wurde deshalb geprüft, ob die Untergrundraten im Zusammenhang mit Drahtbewegungen immer unterhalb dieser Werte lag. Dazu ist in Abbildung 6.3 die LPS-Rate als Funktion der Wechselwirkungsrate bei vier verschiedenen Protonfüllungen mit unterschiedlichen Randbedingungen dargestellt. Diese Randbedingungen werden im wesentlichen von Maschinenparametern bestimmt. Für jede Füllung ergibt sich eine direkte Korrelation, die sich in einem näherungsweise linearen Zusammenhang, äußert. Deutlich erkennbar ist in dieser Darstellung, daß die Stärke der Korrelation stark variiert. Für einen erfolgreichen Betrieb des HERA-B Experimen-

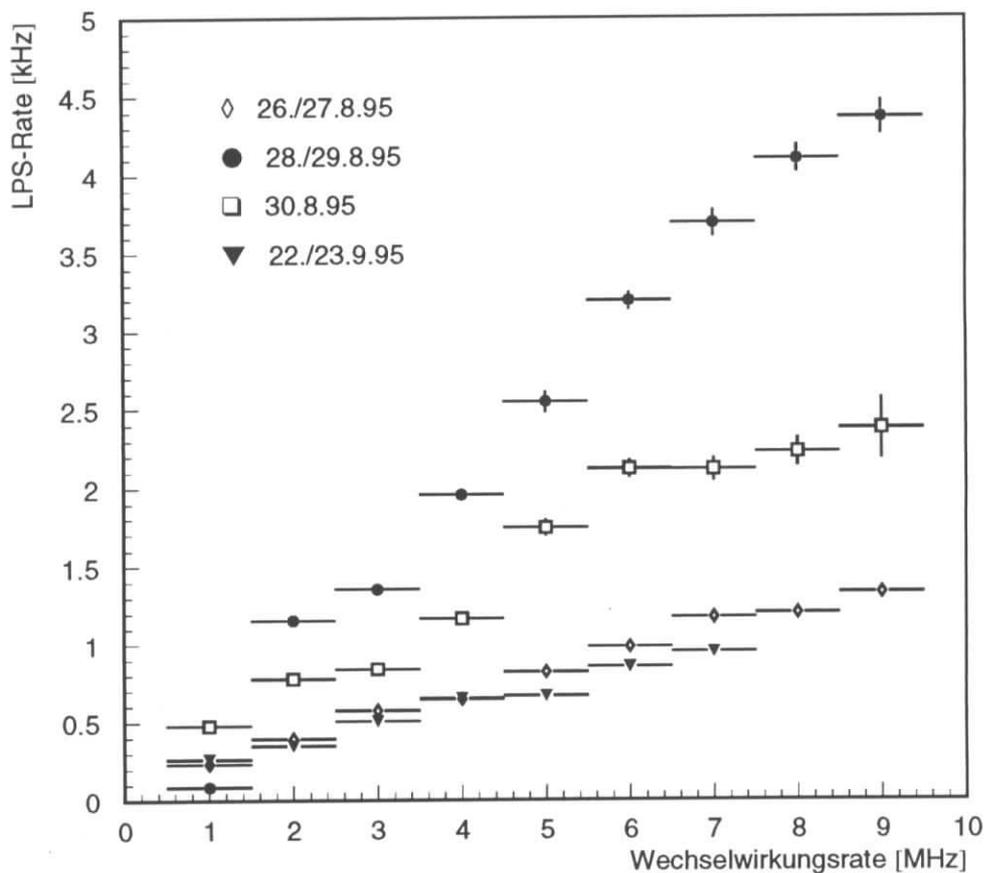


Abbildung 6.3: ZEUS LPS-Rate als Funktion der Wechselwirkungsrate für vier unterschiedliche Protonfüllungen an verschiedenen Tagen.

tes bedeutet das Möglichkeiten zu finden, mit denen der targetinduzierte Untergrund bei den anderen Experimenten reduziert werden kann. Dazu bieten sich die eigens zu diesem Zweck in das Protonenstrahlrohr eingebauten Kollimatoren an, deren Funktionsweise bereits in Kapitel 2 beschrieben wurde. Dieses Kollimatoren-system sollte für die Reduzierung des targetinduzierten Untergrundes besonders geeignet sein, weil es zwischen dem Target

und ZEUS installiert wurde. Der Einfluß des Kollimatorsystems auf den Untergrund wurde 1995 deshalb systematisch untersucht. Die Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt dargestellt und diskutiert.

## 6.2 Kollimatorstudien

Die 1995 erstmals durchgeführten systematischen Kollimatorstudien liefen nach folgendem Schema ab:

1. Erzeugung einer konstanten Wechselwirkungsrate durch einen oder mehrere Drähte mit Hilfe der Targetsteuerung
2. Bewegung einzelner Kollimatorbacken des Hauptkollimators
3. Bewegung einzelner Kollimatorbacken der Nebenkollimatoren
4. Bei Untergrundreduzierung gegebenenfalls Erhöhung der Wechselwirkungsrate, dann weiter mit 2.

Das Ergebnis einer solchen Messung zeigt Abbildung 6.4. Dargestellt sind die Wechselwirkungsrate, zwei Untergrundraten von ZEUS und die Positionen von vier Kollimatorbacken, die in diesem Zeitraum bewegt wurden, als Funktion der Zeit. Wie im Meßprogramm gefordert, wurde die vom Target erzeugte Wechselwirkungsrate von der Targetsteuerung auf 3.5 MHz konstant gehalten. Zu Beginn der Messung sind auch die Untergrundraten konstant, da noch keine Kollimatoren bewegt werden. Zuerst wird die innere Kollimatorbacke des Hauptkollimators an den Strahl bewegt. Dabei ist in beiden Detektorkomponenten von ZEUS eine Abnahme der Zählrate um den Faktor zwei zu beobachten. Wird hingegen die untere Backe des Hauptkollimators an den Strahl gefahren, so ist dies mit einer Zunahme der Zählrate verbunden, allerdings nur im Protonenspektrometer. Zuletzt wurden noch zwei Kollimatorbacken der Nebenkollimatoren an den Strahl bewegt. Hierbei handelte es sich um die obere Backe des Kollimators WL105 und um die untere Backe des Kollimators WL150. Erstere hat keinen Einfluß auf den Untergrund, die zweite bewirkt einen Anstieg der Zählrate im Neutronenzähler. Die Wirkung der inneren Backe des Hauptkollimators bestätigt eine weitere Messung, die in Abbildung 6.5 dargestellt ist. Auch hier wurde bei konstanter Wechselwirkungsrate zunächst diese Backe an den Strahl gefahren was eine Reduzierung des Untergrundes in beiden Detektorkomponenten von ZEUS zur Folge hat. Dann wurde die Wechselwirkungsrate verdoppelt und zwei Kollimatorbacken des Nebenkollimators WL105 bewegt. Es ist nur ein leichter Abfall in den Untergrundraten erkennbar. Die folgende Bewegung des Hauptkollimators läßt keinen Einfluß mehr erkennen. Der Ratenabfall bei 22400 und 25400 Sekunden ist auf eine Sicherheitsvorkehrung im Targetkontrollsystem zurückzuführen: Solange eine vom Benutzer vorgegebene maximale Rate erreicht oder überschritten wird, sorgt die Targetautomatik für das Zurückziehen der Drähte um 200  $\mu\text{m}$ . Die Fahrgeschwindigkeit der Drähte ist bei eingeschalteter Automatik klein, damit die mit der Drahtbewegung verbundenen Ratenfluktuationen gering gehalten werden.

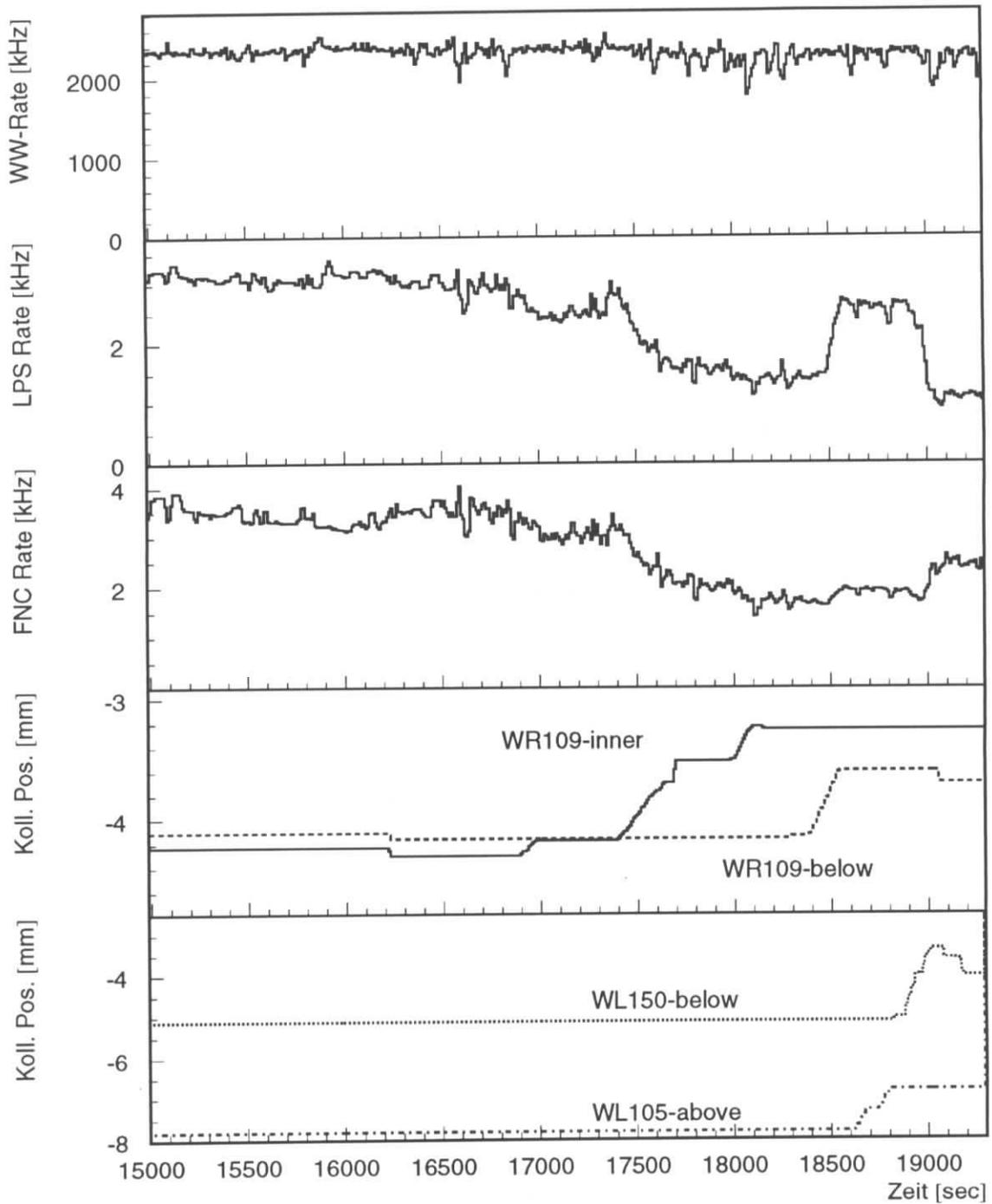


Abbildung 6.4: Wechselwirkungsrate, ZEUS Untergrundraten und Kollimatorpositionen in Abhängigkeit der Zeit. Erkennbar ist der Einfluß der zwei Kollimatorbacken des Hauptkollimators WR109 und des Nebenkollimators WL150. Der Nebenkollimator WL105 hatte in diesem Beispiel keine signifikante Wirkung.

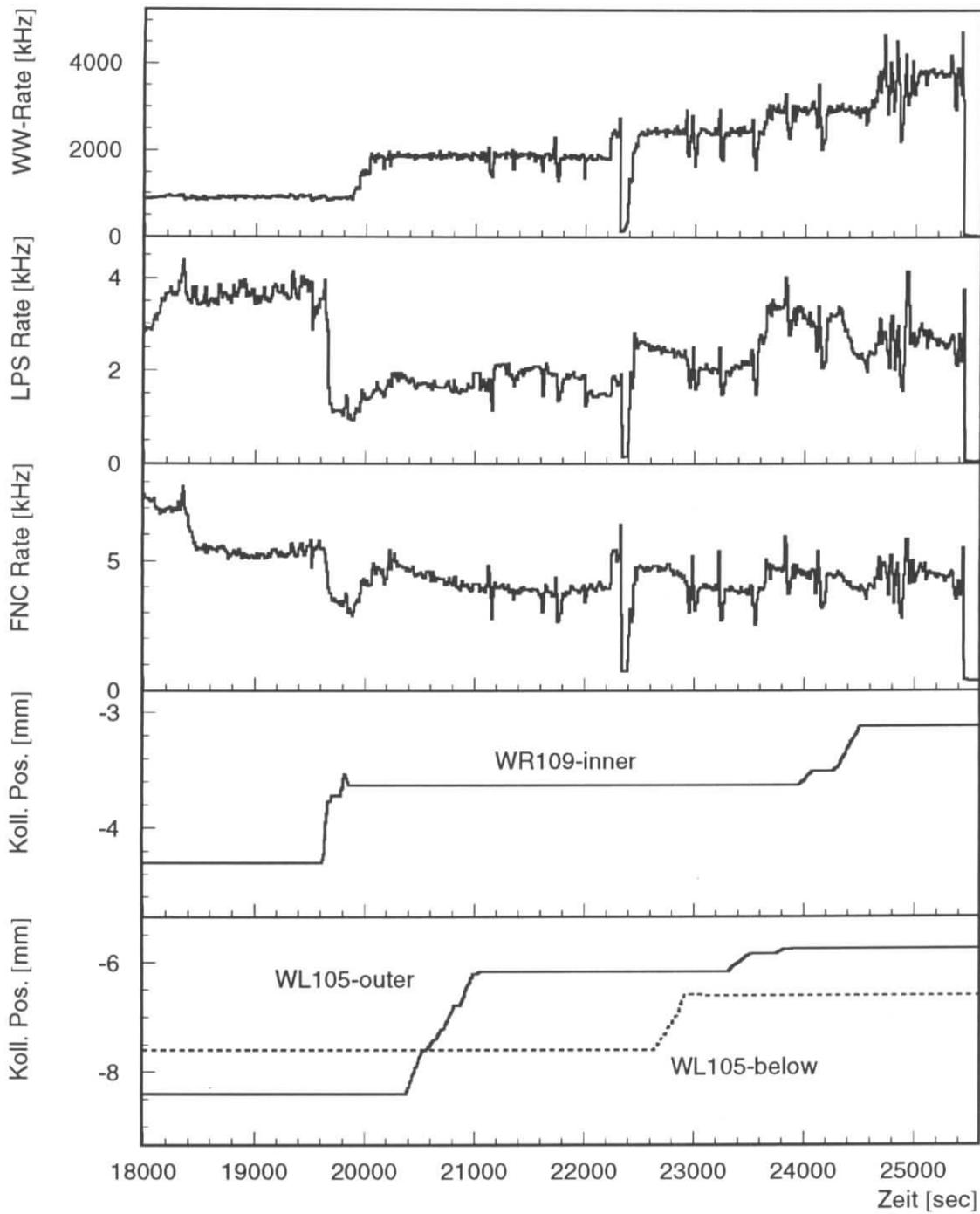


Abbildung 6.5: Wechselwirkungsrate, ZEUS Untergrundraten und Kollimatorpositionen als Funktion der Zeit. Die innere Backe des Hauptkollimators WR109 hat den größten Einfluß auf den ZEUS Untergrund.

Steigt die Wechselwirkungsrate dagegen sehr schnell an (wenn sich beispielsweise die Strahlage verschiebt) und erreicht die Maximalrate, wird aufgrund der Sicherheitsvorkehrung auch von der Targetautomatik schnell reagiert.

Die Meßreihen über den Einfluß des Kollimatorsystems von HERA liefern folgende Ergebnisse: Für eine Reduzierung des targetinduzierten Untergrundes ist hauptsächlich der Hauptkollimator 109 m jenseits der Westhalle, 9 m hinter dem Testexperiment, verantwortlich. Dabei sorgt die innere Kollimatorbacke in Übereinstimmung mit weiteren Beobachtungen für eine gleichzeitige Untergrundreduzierung im Protonspektrometer und Neutronzähler von ZEUS. Im Gegensatz dazu kann aber eine andere Kollimatorbacke des Hauptkollimators, wie in Abbildung 6.4 gezeigt, das Gegenteil bewirken und die Untergrundreduzierung durch den Hauptkollimator wieder aufheben. Die Nebenkollimatoren tragen nach allem, was die Analyse der Daten gezeigt hat, nicht mehr signifikant zur Untergrundreduzierung bei, sie können die Wirkung des Hauptkollimators sogar aufheben. Im allgemeinen scheinen unterschiedliche Kollimatorbacken eine unterschiedliche Wirkung auf den Untergrund zu haben. Deshalb müssen die Kollimatoren als System und nicht als Einzelkomponenten betrachtet werden. Da der Einfluß auf die Reduzierung des targetinduzierten Untergrundes gekoppelt ist, erschwert dies eine optimale Einstellung der Kollimatoren. Zusätzlich muß die Einstellung für jede Protonfüllung neu gefunden werden, da sich die Strahlage dabei jedesmal ändert. Da sich das Kollimatorsystem aufgrund der neuen Strahlloptik im Bereich des HERA-B Experimentes grundlegend ändert, sind 1996 weitere Studien nötig, um beim Betrieb des HERA-B Experimentes auf die Kollimatoren als untergrundreduzierendes Mittel verlässlich zurückgreifen zu können.

In diesem Abschnitt wurde der Untergrund bei den zwei Experimenten ZEUS und H1 als targetinduziert bezeichnet. In den folgenden zwei Abschnitten wird gezeigt, daß es auch andere Quellen für einen hohen Untergrund gibt. Um weitere Möglichkeiten zur Untergrundreduzierung zu finden, müssen diese Quellen für den Untergrund ermittelt und verstanden werden.

### 6.3 Beitrag des ZEUS Experimentes zum eigenen Untergrund

Im Zusammenhang mit den Kollimatorstudien wurde eine Aperturgrenze ermittelt, die zu einem Anstieg der Untergrundraten führt. Dabei handelt es sich um die fahrbaren Roman-Pots des Leading Proton Spectrometers (LPS) von ZEUS. Abbildung 6.6, die eine Situation zeigt, in der dieser Detektor nach Erreichen einer konstanten Wechselwirkungsrate durch die Drähte an den Strahl gefahren wurden, bestätigt diese Vermutung. Die Position der Detektorelemente des Protonspektrometers konnte 1995 nicht direkt gemessen werden. Deshalb ist in der Abbildung die Wechselwirkungsrate, die Zählrate des Neutronzählers und des Protonspektrometers als Funktion der Zeit aufgetragen. Bis die Wechselwirkungsrate einen konstanten Wert von 3 MHz erreicht, wird der Untergrund in

den beiden Detektorkomponenten nicht signifikant erhöht, weil das Protonenspektrometer noch weit außen steht. Wie in Abbildung 6.4 ist auch hier ein Ratenabfall zu erkennen, der auf die Sicherheitsvorkehrung im Targetkontrollsystem zurückzuführen ist. Eine Erhöhung der LPS-Rate bei konstanter Wechselwirkungsrate deutet darauf hin, daß ab 11700 Sekunden damit begonnen wurde, das Protonenspektrometer an den Strahl zu fahren. Zunächst wurde die Detektorkomponente zweimal zu schnell bewegt, was sich in einem abrupten Anstieg der Untergrundraten zeigt (bei 11900 und 12600 Sekunden). Die Wechselwirkungsrate nimmt ab, da die Protonen im Spektrometer, das in dieser Situation als Aperturgrenze wirkt, verlorengehen. Die anschließende Ratenerhöhung der LPS- und FNC-Rate ist bei konstanter Wechselwirkungsrate direkt mit der ZEUS LPS-Rate korreliert. Bei 14000 Sekunden war die LPS-Rate so hoch, daß das Protonenspektrometer wieder herausgezogen wurde.

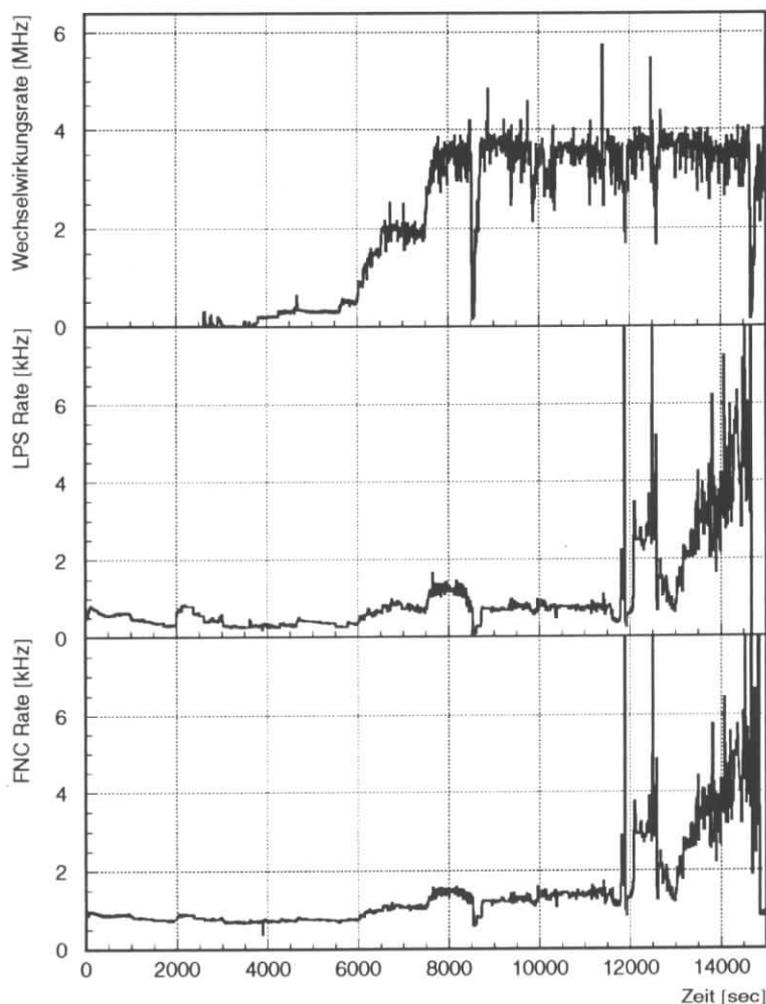


Abbildung 6.6: Situation, in der das Protonenspektrometer an den Strahl gefahren wurde. Die FNC Rate ist direkt mit der Bewegung korreliert.

Aus dieser Messung lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen: Für das Proton-

spektrometer gibt es Probleme bei der Positionierung. Wird es zu weit an den Strahl gefahren, wirkt es als Aperturbegrenzung und fängt die Protonen ab, die sonst mit dem Target reagieren. In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß solche Aperturgrenzen die Targeteffizienz beeinflussen. Für eine Erhöhung des Untergrundes im Neutronkalorimeter des ZEUS Experimentes sind nicht nur die am Target gestreuten Protonen, sondern auch die am Protonspektrometer gestreuten Protonen verantwortlich. Um eine Wechselwirkungsrate von 32 MHz zu erreichen, muß sichergestellt sein, daß das Protonspektrometer eine Position am Strahl so einnimmt, so daß die Targeteffizienz nicht beeinflußt wird.

## 6.4 Beitrag der Maschine zum Untergrund

Eine weitere Quelle für die Produktion eines hohen Untergrundes ist die Protonmaschine selbst. Ansatzweise läßt sich dies schon in Abbildung 6.3 erkennen, wo die LPS-Rate bei niedriger Wechselwirkungsrate unterschiedliche Werte annimmt. Das heißt, die Anfangsbedingungen, die an verschiedenen Tagen durch unterschiedliche Maschinenparameter bestimmt werden, können den Untergrund ebenfalls beeinflussen. Bei der Messung am 30. Oktober 1995 wurde der Einfluß der Maschine direkt nachgewiesen. In dieser Meßschicht war der Untergrund von Anfang an ungewöhnlich hoch, so daß die Experimente nicht in der Lage waren, stabil zu operieren. Auch die Erzeugung einer hohen Wechselwirkungsrate war unter diesen Bedingungen nicht möglich. In Absprache mit ZEUS, H1 und der Maschine wurde deshalb beschlossen, die Drähte aus dem Strahl zu entfernen und durch eine Arbeitspunktverschiebung eine Reduzierung des Untergrundes zu erreichen. Abbildung 6.7 zeigt die Wechselwirkungsrate (Untergrund), die Protonenstrahllebensdauer, die ZEUS LPS-Rate und die Zählrate des Positronspektrometers von H1 in dem Zeitintervall, in dem diese Arbeitspunktverschiebung durchgeführt wurde. Dabei werden vier Ereignisse beobachtet, die mit der Arbeitspunktverschiebung zusammenhängen. Bei 4000 Sekunden fällt die FPS Rate plötzlich ab, es gibt aber keine signifikante Änderung von Wechselwirkungsrate, Lebensdauer und LPS-Rate. Im Gegensatz dazu führt die Arbeitspunktverschiebung bei 6800 Sekunden zu einer Reduzierung aller Untergrundraten und zu einer signifikanten Erhöhung der Strahllebensdauer. Dies läßt nur den Schluß zu, daß die Strahlage so schlecht war, daß die Protonen vermehrt an einer Aperturbegrenzung gestreut wurden und schnell verloren gingen. Die Verschiebung des Arbeitspunktes hatte eine Verbesserung der Strahlage zur Folge, die Streuung und der Verlust der Protonen wurde vermindert, was sofort zu einer Erhöhung der Lebensdauer führte.

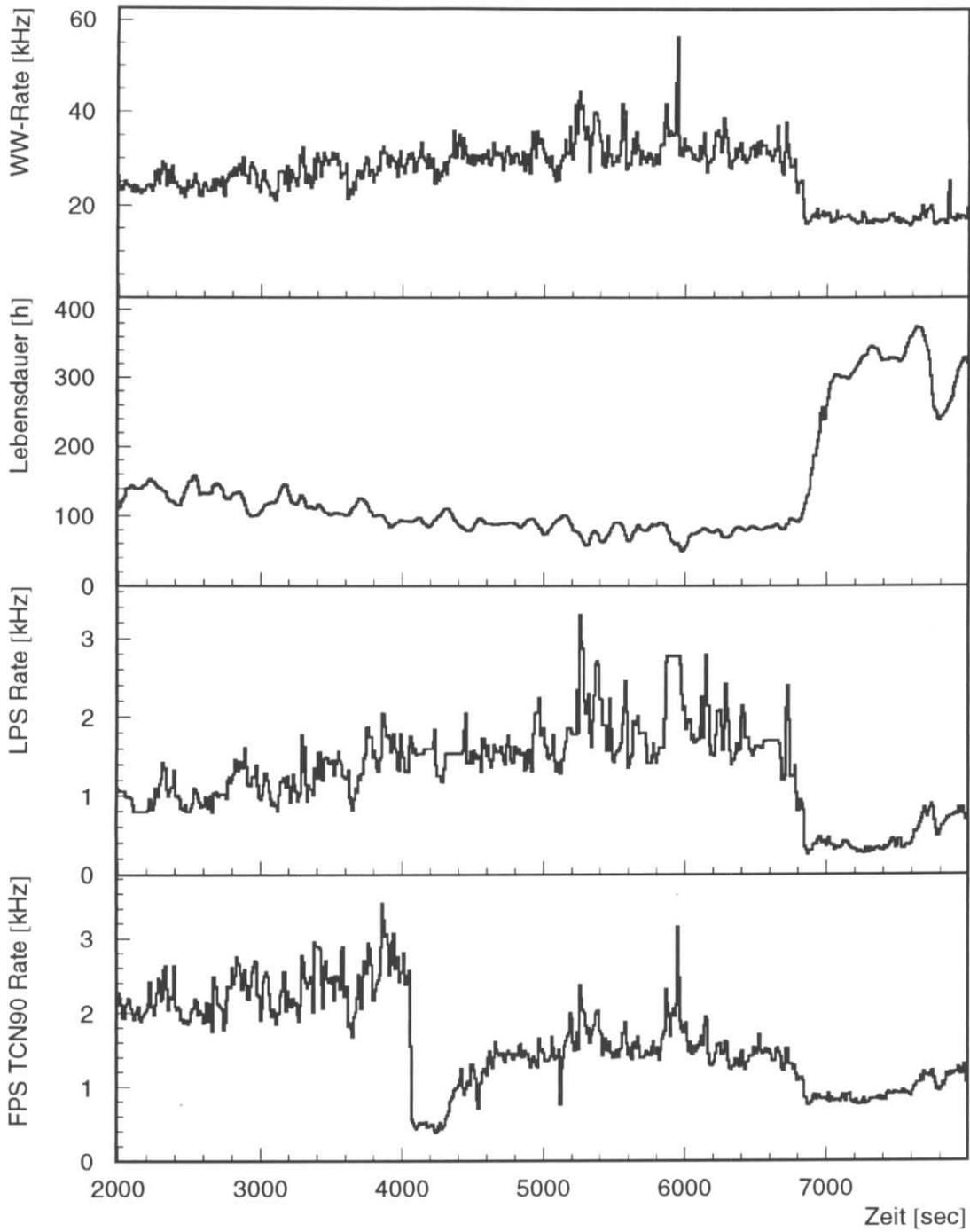


Abbildung 6.7: Wechselwirkungsrate, Strahllebensdauer, ZEUS LPS-Rate und H1 FPS-Rate als Funktion der Zeit. Erkennbar ist die Wirkung der Arbeitspunktänderungen in dieser Zeit auf den Untergrund und die Lebensdauer.

# Kapitel 7

## Die radiale Dichteverteilung

Die Geometrie des HERA-B Detektors beruht auf Ergebnissen von Simulationsrechnungen, die mit den Eventgeneratoren FRITIOF und PYTHIA durchgeführt wurden. Sie liefern insbesondere für die radiale Verteilung der Teilchenspuren, die bei inelastischen pN-Reaktionen am Target erzeugt werden, ein  $1/r^2$ -Verhalten. Mit dem Einbau beweglicher Halbleiterzähler in das Protonenstrahlrohr wurde 1995 die radiale Dichteverteilung der Teilchen gemessen und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Zunächst wird die zusätzliche Konstruktion und die Ausleseelektronik erläutert. Dann werden die durchgeführten Meßreihen beschrieben und interpretiert.

### 7.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Wie in Kapitel 2 angesprochen, wurde eine bewegliche Roman-Pot-Konstruktion in das Stahlrohr installiert, deren Aufbau in Abbildung 7.1 gezeigt ist. In das Stahlrohr wurden zwei Halbleiterdioden aus Silizium und Galliumarsenid eingebaut. Die Abmessungen dieser Konstruktion sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Der Abstand der Zählermittelpunkte von der Oberkante des Roman Pots beträgt 6 mm. Die Unsicherheit dieses Wertes beträgt aufgrund von Meßungenauigkeiten und -unsicherheiten beim Einbau der Dioden in das Rohr  $\pm 1$  mm. Die Pulse der Dioden werden wie in Abbildung 7.2 dargestellt verarbeitet:

z-Position der Dioden bezüglich des Targets	98 cm
<u>Stahlrohr:</u>	
Innendurchmesser	19 mm
Außendurchmesser	20 mm
<u>PIN-Dioden:</u>	
Fläche GaAs	4.9 mm <sup>2</sup>
Fläche Si	9.6 mm <sup>2</sup>

Tabelle 7.1: *Abmessungen der Roman Pot Konstruktion.*

Die Analogsignale der Dioden werden zunächst verstärkt und von einem Optokoppler in

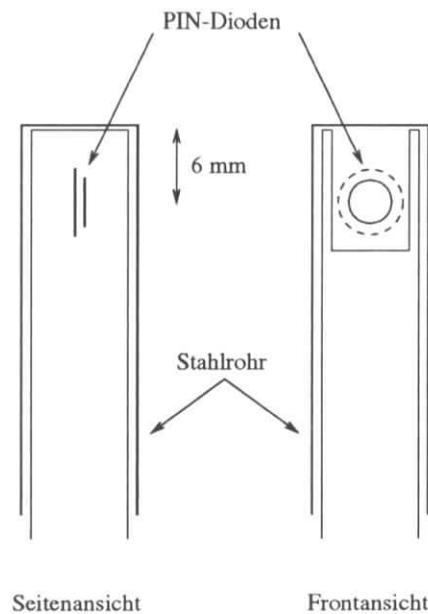


Abbildung 7.1: Seiten- und Frontansicht der Roman-Pot-Konstruktion mit den beiden PIN-Dioden.

Licht umgewandelt, das über einen 150 Meter langen Lichtwellenleiter (LWL) in die Westhalle gelangt. Hier findet die Rückwandlung in ein Analogsignal statt. Dieses wird zum einen diskriminiert und die Anzahl der Ereignisse wird von einem Zähler gezählt. Zum anderen werden die Analogpulse von einem "peaksensitiven" ADC digitalisiert und als Digitalwerte in einen CAMAC-Histogrammspeicher geschrieben. Dieser wird etwa alle 10 Sekunden ausgelesen. Das ADC-Spektrum gibt die Häufigkeitsverteilung der in ei-

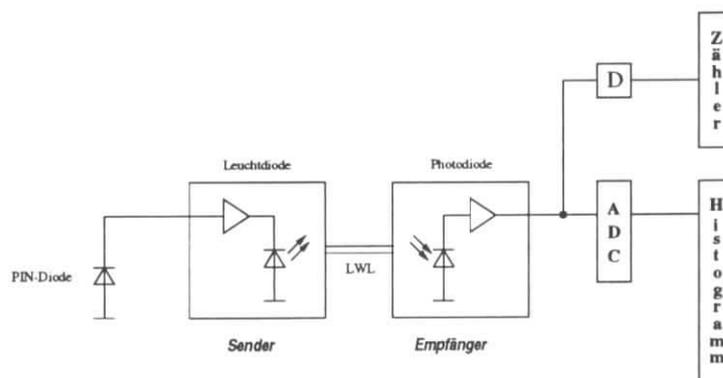


Abbildung 7.2: Pulsverarbeitungsschema der Analogpulse der PIN-Dioden. Die Pulsverarbeitung wird im Text beschrieben.

nem festen Zeitintervall gemessenen Pulshöhen wieder. Dieses Spektrum wurde für beide Zähler gebildet. In Abbildung 7.3 ist ein typisches ADC-Spektrum für beide PIN-Dioden

dargestellt. Im ADC-Spektrum (a) der Siliziumdiode ist ein Maximum an Einträgen bei

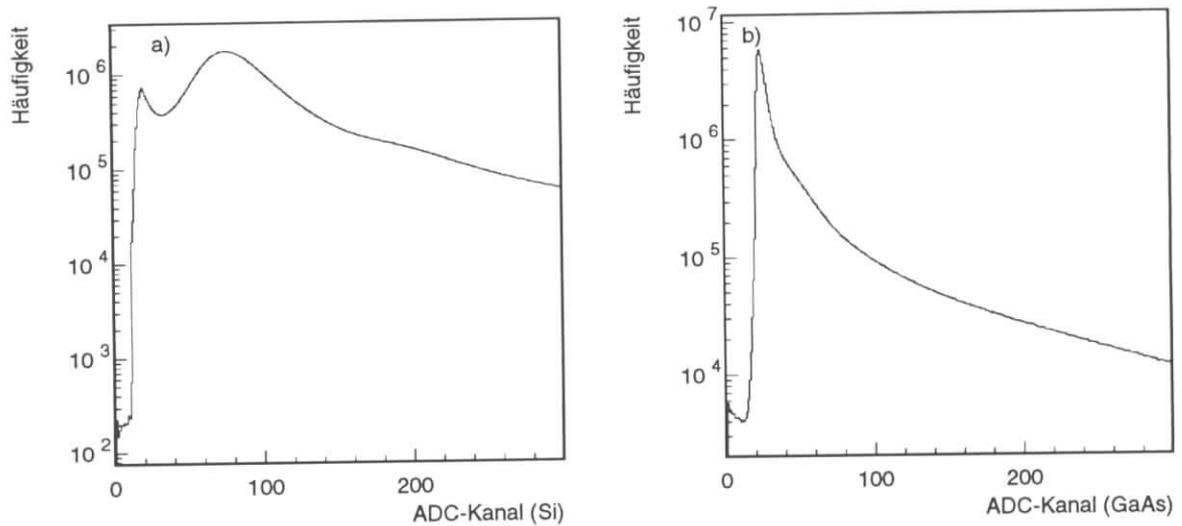


Abbildung 7.3: ADC-Spektren der PIN-Dioden in logarithmischer Darstellung.  
a) Silizium-Diode, b) Galliumarsenid-Diode.

etwa 75 ADC-Kanälen zu finden, das auf minimal ionisierende Teilchen zurückzuführen ist. Erkennbar ist ein ausgeprägtes Minimum an Einträgen bei 30 bis 35 ADC-Kanälen, durch das Untergrundrauschen vom Signal getrennt wird. Bei der weiteren Analyse der ADC-Daten werden deshalb nur noch Einträge betrachtet, deren ADC-Wert über 30 ADC-Kanälen liegt und damit als Signal identifiziert wird. Das ADC-Spektrum (b) der Galliumarseniddiode zeigt, daß Untergrund und Signal ineinander übergehen. Nach dem Ausbau aus dem Testexperiment 1995 wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg die Ladungssammlungseffizienz der beiden Halbleiterdetektoren bestimmt. Für die Siliziumdiode ergab sich dabei ein Wert von 98%, für die Galliumarseniddiode lag die Ladungssammlungseffizienz bei etwa 50% [25]. In Verbindung mit der schlechten Trennung von Untergrund und Signalen, wurden die Messungen mit dieser Diode in den nachfolgenden Untersuchungen nicht weiter berücksichtigt.

Wird im Spektrum der Siliziumdiode ein ADC-Kanal von 30 als Schwellenparameter gewählt, so wird ein großer Anteil des Untergrundes unterdrückt. Unter Berücksichtigung des Untergrundes durch den Schwellenparameter kann aus der Anzahl der Einträge dieser ADC-Spektren  $N_{\text{Einträge}}$  die Anzahl der Teilchendurchgänge in einem bestimmten Zeitraum  $\Delta t$ , und damit die ADC-Zählrate  $R_{\text{PIN}}^{\text{ADC}}$ , ermittelt werden:

$$R_{\text{PIN}}^{\text{ADC}} = \frac{N_{\text{Einträge}}(\Delta t)}{\Delta t} \quad (7.1)$$

Da die Diskriminatorschwellen bei der Ratenbestimmung durch die Zähler willkürlich gewählt wurden, soll zunächst überprüft werden, ob die Zählrate  $R_{\text{PIN}}^{\text{Scaler}}$  richtig bestimmt

wird. Als Referenzrate dient die nach Gleichung 7.1 aus den Histogrammeinträgen der ADC's berechnete Zählrate  $R_{\text{PIN}}^{\text{ADC}}$ . In Abbildung 7.4 ist dazu das Verhältnis der beiden Zählraten als Funktion der ADC-Zählrate aufgetragen. Es sind zwei Phänomene erkennbar:

- Die Zählrate  $R_{\text{PIN}}^{\text{ADC}}$  ist etwa sechsmal größer als  $R_{\text{PIN}}^{\text{Scaler}}$ . Das deutet darauf hin, daß die Diskriminatorschwellen für den Zähler zu hoch eingestellt wurden und dadurch echte Signale unterdrückt werden.
- Das Zählratenverhältnis nimmt zu höheren Raten deutlich ab. Dieser Effekt wird durch Totzeiteffekte des ADC's erklärt, die mit zunehmender Rate größer werden.

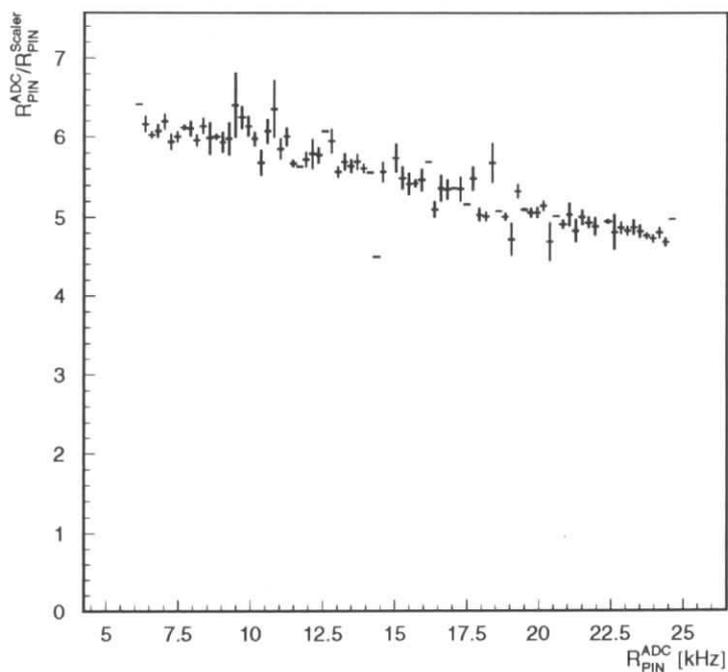


Abbildung 7.4: Das Verhältnis der aus dem ADC und dem Scaler ermittelten Zählrate als Funktion des ADC-Zählrate. Die Abnahme zu hohen Raten ist auf Totzeiteffekte durch die Wandlungszeit des ADC's zurückzuführen.

Für die folgende Analyse wurde ein Korrekturfaktor von sieben gewählt, mit der die Zählrate  $R_{\text{PIN}}^{\text{Scaler}}$  skaliert wurde, durch den die Signalunterdrückung durch die Diskriminatorschwellen ausgeglichen wird. Die Höhe des Korrekturfaktors wurde so gewählt, daß Totzeiteffekte, die auch bei niedrigen Zählraten vorhanden sind, ausgeglichen werden.

## 7.2 Beschreibung der Messungen

Es wurden einige Meßreihen zur Untersuchung der vermuteten  $1/r^2$ -Abhängigkeit durchgeführt. Für die Analyse wurde eine Messung ausgewählt, in der eine konstante Wech-

selwirkungsrates auf dem unteren Draht erzeugt wurde. Die PIN-Dioden wurden systematisch vom Strahl entfernt, um an einer konstanten Position für ein bis zwei Minuten die Zählrate zu messen. Abbildung 7.5 zeigt die Wechselwirkungsrate, die Position der Roman-Pot-Konstruktion und die Zählrate der PIN-Diode für den betrachteten Zeitbereich. Deutlich erkennbar ist die Abnahme der Zählrate beim Zurückfahren der Dioden. Der "Zählratenpeak" bei 18700 Sekunden gehört zu einer Eichmessung, die im nächsten

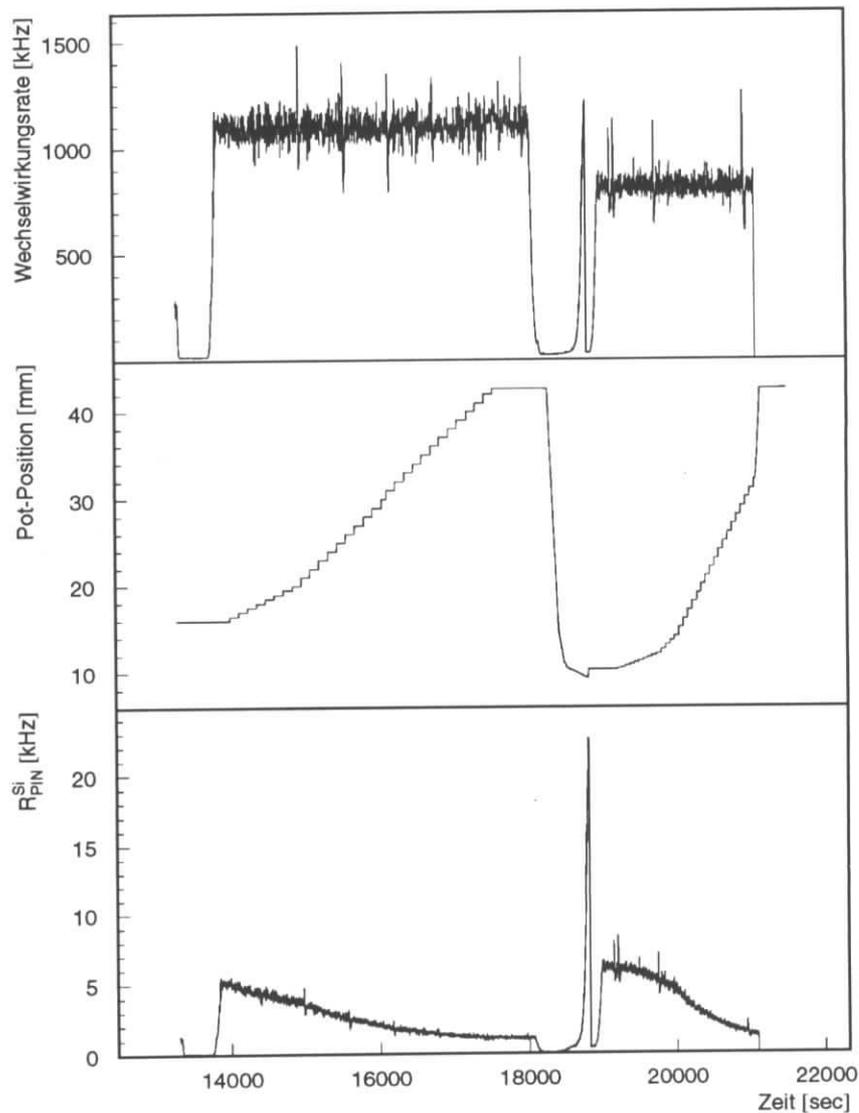


Abbildung 7.5: Wechselwirkungsrate, Position des fahrbaren Roman-Pots und die Zählrate der Siliziumdiode als Funktion der Zeit. Die Messung wurde zweimal bei unterschiedlicher Wechselwirkungsrate durchgeführt. Dazwischen fand eine Eichmessung statt.

Abschnitt beschrieben wird. Um überprüfen zu können, ob die Abnahme der Diodenzählrate einem  $1/r^2$ -Verhalten entspricht, wird die Position der Siliziumdiode bezüglich des Drahtes ermittelt.

### 7.3 Berechnung der Zählerposition

Als Roman-Pot-Position  $x_{\text{Pot}}$  wird die Position der Unterkante der Roman-Pot-Konstruktion angegeben. Deshalb muß aus den Daten zunächst die Position der Zähler bezüglich des unteren Drahtes bestimmt werden.

Um die Verschiebung der Unterkante des Roman-Pots gegenüber dem Draht festzustellen, wurde während der in Abbildung 7.5 gezeigten Messung im Zeitraum von 18000 bis 19000 Sekunden eine Eichmessung durchgeführt: Der untere Draht wurde an den Strahl gefahren, bis eine Triggerrate (nicht dargestellt) von gut 1 MHz erreicht wurde. Nach dem Entfernen des Drahtes vom Strahl wurde der Roman-Pot an den Strahl gefahren, bis die Protonen auf ihm zur Reaktion gebracht werden und ebenfalls eine Triggerrate von gut 1 MHz erzeugten. An dieser Stelle ist der Abstand von Draht und Roman-Pot zum Strahl etwa gleich, denn in beiden Fällen sehen die Zähler die gleiche Teilchendichte; bei dem erwarteten  $1/r^2$ -Verhalten ist die Teilchendichte nur vom radialen Abstand, nicht aber von der  $z$ -Verschiebung abhängig.

In Abbildung 7.6 sind die Meßdaten zur Eichmessung gezeigt. Dargestellt ist die Triggerrate als Funktion der Drahtposition in (a) und als Funktion der Roman-Pot-Position in (b). Der Draht erzeugt bei etwa 3.74 mm, der Roman-Pot bei etwa 9.3 mm eine Triggerrate von 1 MHz.

Es gibt zwei Gründe, die zeigen, daß obige Vorgehensweise sinnvoll ist:

- Von Draht und Roman-Pot wird etwa die gleiche Strecke bis zum Erreichen einer Triggerrate von 1 MHz zurückgelegt. Damit wird ausgeschlossen, daß Draht und Roman-Pot unterschiedliche Positionen bezüglich des Strahls einnehmen.
- In den zwei Meßreihen zur Ermittlung der radialen Dichteverteilung, in denen der Roman-Pot bewegt wird, liegt die Position des Roman-Pots immer über 10.25 mm. Wie in Abbildung 7.6 zu sehen ist, kommen in diesem Fall fast keine Protonen mit dem Roman-Pot zur Reaktion. Die Protonen reagieren während der Meßreihen nur mit dem Draht.

Aufgrund obiger Überlegungen ergibt sich ein Korrekturfaktor auf die Pot-Position  $x_{\text{Pot}}$  von 9.3 mm und die Pot-Position ist auf die Drahtposition geeicht:

$$x_{\text{Pot}}^{\text{Eich}} = x_{\text{Pot}} - 9.3 \text{ mm} \quad (7.2)$$

Dieser Korrekturfaktor ändert sich während der gesamten Messung nicht, da die Position des Drahtes bei konstanter Wechselwirkungsrate nur um etwa  $20 \mu\text{m}$  variiert. Der systematische Fehler auf die Positionsbestimmung wird aufgrund von Meßungenauigkeiten und Abschätzungsfehlern zu 1 mm angenommen.

Der Mittelpunkt der PIN-Dioden bezüglich der Oberkante des Roman-Pots beträgt wie in Abbildung 7.1 dargestellt 6 mm. Damit ergibt sich die Position der Zählermittelpunkte zu

$$x_{\text{PIN}} = x_{\text{Pot}} - 9.3 \text{ mm} + 6 \text{ mm} . \quad (7.3)$$

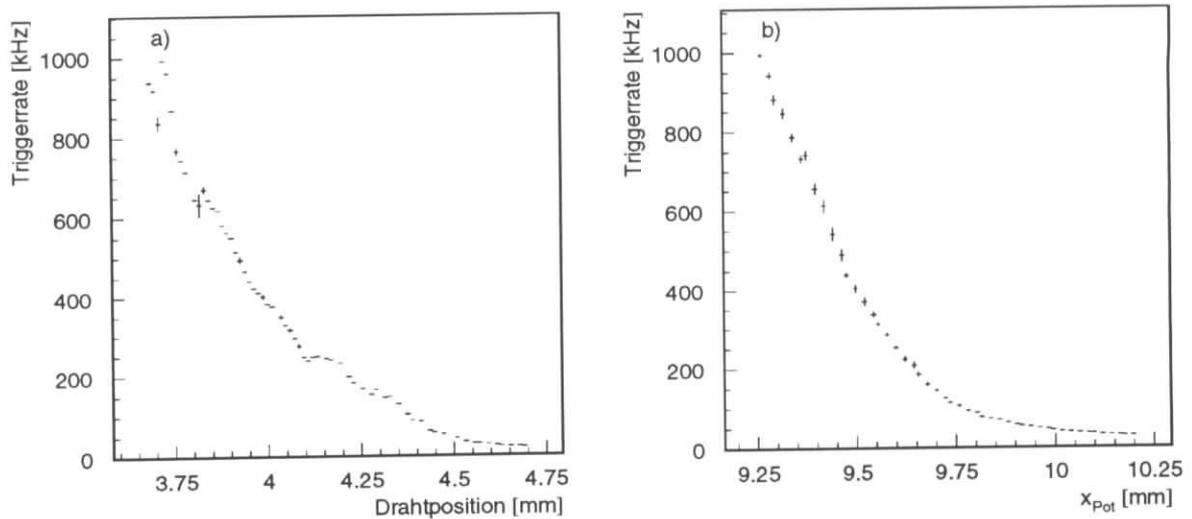


Abbildung 7.6: Wechselwirkungsrate in Abhängigkeit der Drahtposition des unteren Drahtes (a) und der Roman-Pot-Position (b) für den Bereich, in dem die Eichmessung durchgeführt wurde.

Der systematische Fehler auf die Zählerposition wird aufgrund von Abschätzungsfehlern und Akzeptanzunterschieden zu 2 mm angenommen.

## 7.4 Meßergebnisse und Diskussion

Zur Überprüfung der  $1/r^2$ -Abhängigkeit wurde die Zählrate der zwei PIN-Dioden als Funktion ihrer Position aufgetragen. Um diese Zählrate zu ermitteln, wurde die gemessene Rate auf die Wechselwirkungsrate  $R_{WW}$  normiert. Dadurch werden ratenbedingte Schwankungen herauskaliert und die zwei durchgeführten Messungen bei verschiedener Wechselwirkungsrate vergleichbar. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.7 für die Siliziumdiode dargestellt. Damit kann die gemessene Zählrate der Diode an einer bestimmten Position überprüft werden:

Nach [14] beträgt der erwartete Fluß durch einen infinitesimal kleinen Zähler, der sich im transversalen Abstand  $r_{\perp}$  vom Draht befindet

$$\phi(r_{\perp}) = \phi_1 \cdot \left(\frac{r_1}{r_{\perp}}\right)^2 . \quad (7.4)$$

Dabei ist  $\phi_1 = 3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  der Fluß im Abstand von  $r_1 = 1 \text{ cm}$  bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz. Bei einer beliebigen Wechselwirkungsrate  $R_{WW}$  ergibt sich daraus die Zählrate als Funktion des transversalen Abstandes  $r_{\perp}$  zum Draht:

$$R_{PIN}(r_{\perp}) = \frac{\phi_1}{r_{\perp}^2} \cdot \frac{R_{WW}}{40\text{MHz}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{R_{WW}}{r_{\perp}^2} . \quad (7.5)$$

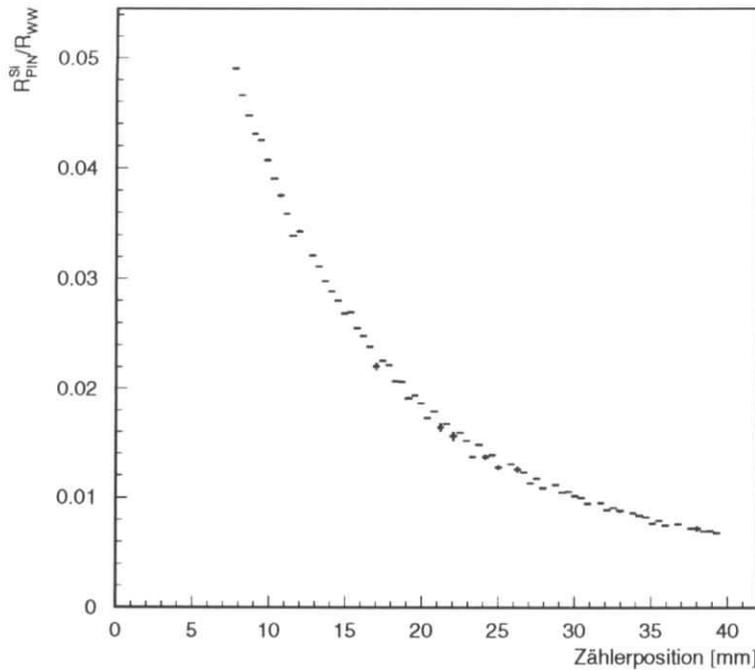


Abbildung 7.7: Die gemessene Zählrate der Siliziumdiode als Funktion ihrer Position bezüglich des unteren Drahtes. Die Zählrate wurde auf die Wechselwirkungsrate normiert.

Nach Normierung auf die Wechselwirkungsrate  $R_{WW}$  ergibt sich

$$\frac{R_{PIN}(r_{\perp})}{R_{WW}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{r_{\perp}^2}. \quad (7.6)$$

Da es sich im Experiment nicht um einen infinitesimal kleinen Zähler handelt, muß, wie in Abbildung 7.8 zu sehen ist, über seine Fläche integriert werden: Nach Gleichung 7.5 ist die Zählrate eines infinitesimal kleinen Zählers

$$\frac{dn}{dA} \propto \frac{1}{r^2}. \quad (7.7)$$

Damit gilt für die Zählrate  $R_{PIN}$  eines runden Zählers

$$R_{PIN} \propto \mathcal{F}(r_0), \quad (7.8)$$

wobei  $\mathcal{F}(r_0)$  das Integral von  $1/r^2$  über die Fläche der Diode ist:

$$\mathcal{F}(r_0) = \int_{A'} \frac{dA'}{(\vec{r}_0 + \vec{r}')^2}, \quad \vec{r}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ r_0 \end{pmatrix}, \vec{r}' = \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r' dr' d\varphi}{(r'^2 + r_0^2)(1 + \frac{2rr_0}{r'^2 + r_0^2} \cos \varphi)}. \quad (7.10)$$

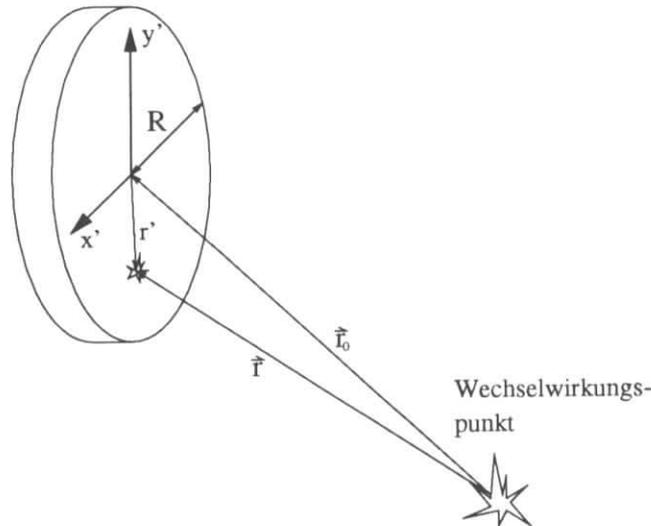


Abbildung 7.8: Zur Berechnung der Abhängigkeit der PIN-Rate vom Durchstoßpunkt in der Fläche.

$\vec{r}$  ist der Ortsvektor im Koordinatensystem der Diode (vergleiche Abbildung 7.8). Unter Benutzung des Residuensatzes ergibt sich nach Ausführung der  $\varphi$ -Integration

$$\mathcal{F}(r_0) = 2\pi \int_0^R \frac{r' dr'}{r_0 - r'^2} . \quad (7.11)$$

Eine geeignete Substitution

$$z = r_0^2 - r'^2 \quad \Rightarrow \quad dz = -2r' dr'$$

liefert nun:

$$\mathcal{F}(r_0) = -\pi \ln \left( 1 - \frac{R^2}{r_0^2} \right) \approx \frac{A}{r_0^2} \left( 1 + \frac{R^2}{2r_0^2} + \dots \right) . \quad (7.12)$$

Für die Zählrate von Zählern mit endlicher Ausdehnung gilt demnach

$$R_{\text{PIN}} \propto \frac{A}{r_0^2} , \quad (7.13)$$

und Gleichung 7.6 geht über in

$$\frac{R_{\text{PIN}}(r_{\perp})}{R_{\text{WW}}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{A}{r_{\perp}^2} . \quad (7.14)$$

Zur Überprüfung der  $1/r^2$ -Abhängigkeit wurde versucht, dem in Abbildung 7.7 dargestellten Zusammenhang zwischen der Zählrate der PIN-Dioden und der Zählerposition zwischen 10 mm und 40 mm die theoretisch erwartete  $1/r^2$ -Funktion anzupassen. Dabei wurden keine befriedigenden Ergebnisse erzielt. In Abbildung 7.9 wird deshalb der nach Gleichung 7.14 theoretisch erwartete Zusammenhang zwischen der Zählrate der Siliziumdiode und der Zählerposition mit den Meßwerten verglichen. Es zeigt sich, daß mit den Meßwerten die  $1/r^2$ -Abhängigkeit nicht bestätigt wird.

Für diese Abweichung gibt es verschiedene Erklärungen:

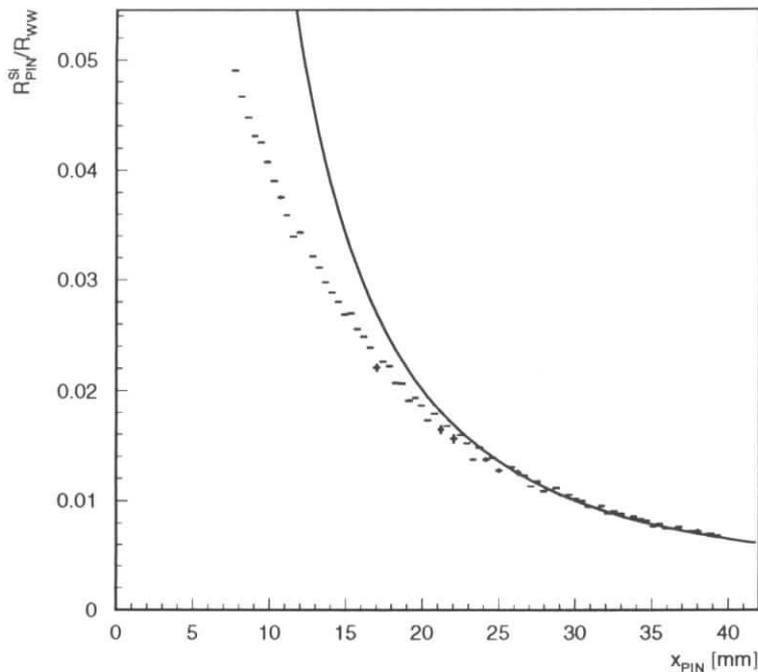


Abbildung 7.9: Die gemessene und theoretisch erwartete Zählrate (durchgezogen) der Siliziumdiode als Funktion ihrer Position bezüglich des unteren Drahtes.

1. Die für Vakuum geltenden Vorhersagen in [14],  
 $\text{Rate} \propto 1/r^2$ ,  
 ist nicht anwendbar, weil die vorhandene Materie in Form des Strahlrohres und der fahrbaren Roman-Pot-Konstruktion nicht berücksichtigt wird. Hier sind Monte Carlo Simulationen nötig, die 1996 durchgeführt werden müssen.
2. Für kleine Abstände der Dioden vom Draht gilt die Näherungsgleichung 7.12 nicht mehr.
3. Die Dioden können den gleichzeitigen Durchgang mehrerer Teilchen nicht auflösen.
4. Es wurde versucht, den Einfluß fehlerhafter Elektronik zu unterdrücken. Weitere Elektronikprobleme können dennoch nicht vollständig ausgeschlossen werden.

In diesem Kapitel wurde die transversale Dichteverteilung der am Target erzeugten Teilchen untersucht. Beim Vergleich der Meßwerte mit den theoretischen Vorhersagen konnte die erwartete  $1/r^2$ -Abhängigkeit nur als grobe Näherung angesehen werden.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA-B Experiment am HERA-Protonenspeicherring untersucht. Das 1995 durchgeführte Target-Test Experiment sollte unter anderem zeigen, ob die zur Messung der CP-Verletzung benötigte Wechselwirkungsrate von 32 MHz erreicht werden kann. Als Maß für die Qualität und Güte des verwendeten Targets wurde die Targeteffizienz  $\varepsilon_T$  eingeführt. Sie gibt an, wieviele der Protonen, die dem Strahl verlorengehen, auf dem Target wechselwirken. Die Analyse der Daten des Testexperimentes zeigte, daß die Targeteffizienz 1995 bei maximal 35% lag. In diesem Zusammenhang wurde der Einfluß verschiedener Parameter auf die Targeteffizienz näher untersucht. Dabei konnte festgestellt werden, daß Vielfachstreuung in Verbindung mit einer kleinen Apertur des Speicherringes die Targeteffizienz stark begrenzt. Vielfachstreuungsprozesse führen bei Aluminium aufgrund des kleineren Verhältnisses von Strahlungslänge zu Wechselwirkungslänge zu einer größeren Targeteffizienz als bei Kupfer. Dieses Phänomen konnte durch die Messungen überprüft werden. Ergebnisse von Simulationsrechnungen bestätigen obige Überlegungen und zeigen, daß durch den Einbau dickerer Drähte und einer Verkleinerung der  $\beta$ -Funktion die Targeteffizienz erhöht werden kann. Diese Ergebnisse zeigen, daß es möglich sein sollte, im HERA-B Experiment Targeteffizienzen zu erreichen, die über 50% liegen.

Durch kurzfristige Fluktuationen auf dem Niveau einzelner Bunche, die durch Emittanzunterschiede einzelner Protonbunche hervorgerufen werden, wird die Rekonstruktionseffizienz des Detektors herabgesetzt. Aus den Daten wurde eine untere Grenze für den zusätzlichen Effizienzverlust berechnet, die bei allen betrachteten Messungen unter 6% lag. Die Berechnung des zusätzlichen Effizienzverlustes durch periodische Ratenfluktuationen ergab keinen signifikanten Einfluß auf die Rekonstruktionseffizienz. Die Ursachen dieser Ratenfluktuationen wurden durch eine Frequenzanalyse der gemessenen Raten ermittelt. Es handelt es sich hierbei um mechanische Vibrationen und Netzfrequenzen von Netzgeräten, die durch die Strahlführungsmagnete auf den Strahl übertragen werden. 1995 wurde eine automatische Targetsteuerung mit einfachen Steuerungsalgorithmen eingesetzt. Das Verhalten dieser Targetsteuerung konnte anhand der Daten überprüft werden. Die Ratenschwankungen lagen im Bereich von 5–7%. Die Wechselwirkungen konnten gleichmäßig auf mehrere Drähte verteilt werden. Soweit das Verhalten der Targetautomatik bis jetzt untersucht wurde, wurden erste Anforderungen an die Steuerung erfüllt.

Damit ist eine erste einsetzbare Targetautomatik entwickelt worden, die in den nächsten Jahren weiter optimiert wird.

Ein Problem für die Experimente ZEUS und H1 sind hohe Untergrundraten in einigen Detektorkomponenten. Dabei handelt es sich um das Protonspektrometer LPS und das Neutronkalorimeter FNC des ZEUS Experimentes und um das Protonspektrometer FPS und den Neutronzähler NCOUNTER des H1 Experimentes. Es wurde gezeigt, daß die Untergrundrate dieser Detektorelemente direkt mit der Wechselwirkungsrate korreliert ist. Die Auswertung der Daten ergab aber auch, daß die Untergrundbedingungen bei verschiedenen Protonfüllungen unterschiedlich sind und von Maschinenparametern wie dem Arbeitspunkt abhängig sind. Zusätzlich wurde gezeigt, daß das ZEUS LPS eigenen Untergrund produziert. Es wurden Kollimatorstudien durchgeführt, um die Auswirkung von Kollimatorstellungen auf die Veränderung des Untergrundes zu überprüfen; es zeigte sich, daß der Zusammenhang zwischen Kollimatorstellungen und Untergrundbedingungen sehr komplex ist. Die Untergrundreduzierung durch Kollimatoren kann aber auch zu einer Reduzierung der Targeteffizienz führen, weil damit eine Verkleinerung der Apertur verbunden ist. Deshalb müssen in diesem Bereich 1996 weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Die radiale Dichteverteilung der am Target erzeugten Teilchen wurde 1995 mit Halbleiterdetektoren gemessen, die in einer beweglichen Roman Pot Konstruktion eingebaut waren. Das erwartete  $1/r^2$ -Verhalten konnte mit den Meßwerten nicht bestätigt werden.

Aufgrund der Ergebnisse der Messungen mit dem Target-Test Experiment 1995 stellen sich für 1996 und das dann durchgeführte Testexperiment folgende Aufgaben:

- Um die Erkenntnisse aus dem Target-Test Experiment 1995 umzusetzen, werden zwei der dann verwendeten acht Targets modifiziert: Eine Targetgabel wird mit einem Kohlenstofftarget bestückt, um die Vielfachstreuung zu minimieren. Bei dem zweiten Target wird es sich um eine Leiterstruktur handeln, bei der sechs Kupferdrähte im Abstand von  $200\ \mu\text{m}$  übereinander liegen.
- Die automatische Targetsteuerung wird optimiert.
- Für eine Überprüfung des  $1/r^2$ -Verhaltens sind mehr Daten nötig. Die Meßergebnisse sollen mit Monte Carlo Vorhersagen verglichen werden.

Nachdem die Analyse der Daten der Strahlzeit 1995 die Funktionstüchtigkeit des internen Drahttargets für das HERA-B Experiment nachgewiesen hat, sind dies bereits Untersuchungen, die eine Optimierung des HERA-B Targets ermöglichen.

# Anhang A

## Die Target- und Roman-Pot-Mechanik

Anhand der folgenden mechanischen Zeichnungen soll der Aufbau und die Funktionsweise der Targetmechanik und der Roman Pot Mechanik erläutert werden.

Je ein Phytron Schrittmotor zur Bewegung der Targets sitzt auf einer mechanischen Halterung, die am Flansch (Flange) befestigt und in der Zeichnung A.1 als Support bezeichnet ist. Die Spindel einer Mikrometerschraube (Spindle) ist über eine Kupplung (Coupling) mit dem Motor verbunden. Bei der Drehung dieser Schrauben wird ein Schlitten bewegt, an dem über ein Rohr die Targetgabel befestigt ist. Der in der Zeichnung linke Motor bewegt die große Targetgabel, der rechte Motor die kleine Targetgabel. Das Rohr dieser kleinen Gabel gleitet bei der Bewegung durch das Rohr der großen Gabel.

Bei einer Umdrehung der Spindel ergibt sich ein Hub von  $500 \mu\text{m}$ . Die Schrittmotoren führen pro Umdrehung 500 Schritte aus. Der Kontrollrechner für die Schrittmotoren unterteilt jeden Einzelschritt in 20 Mikroschritte, so daß sich eine Schrittweite von  $0.05 \mu\text{m}$  ergibt.

Das gesamte System wird durch Bälge (Bellow), die ebenfalls an den Rohren befestigt sind, vakuumdicht abgeschlossen. Das Vakuum sorgt für eine Kraft, wodurch ein spielfreier Drehrichtungswechsel möglich ist. Diese Kraft bewirkt außerdem ein Gleiten der Schlitten auf nur einer Seite der Spindel.

Damit sich die Drähte nicht berühren, wurden in die Mechanik Endabschalter montiert. Mit diesen Endabschaltern war eine Reproduzierung der Wegstrecke um weniger als  $1 \mu\text{m}$  möglich.

Zur Messung des Drahtwiderstandes auf der inneren Keramikgabel wurden in das innere Rohr vakuumdichte Stecker (UHV Connector) eingeschweißt, die eine Zuleitung möglich machten. Zusätzlich konnten PIN-Dioden angeschlossen werden, die in die kleine Targetgabel eingebaut waren.

Das Funktionsprinzip der Roman Pot Mechanik in Abbildung A.2 ist das gleiche wie bei der Targetmechanik. Auf den Flansch ist ein Schrittmotor (entsprechend dem rechten Motor in Abbildung A.1) installiert. Mit diesem Motor wird ebenfalls ein Rohr bewegt, das am unteren Ende durch ein  $500\ \mu\text{m}$  dickes Metallfenster abgeschlossen wird. In dieses Rohr wurden die PIN-Dioden eingebaut. Oben wurde das Rohr mit einem CF35-Flansch verschlossen, auf dem die Kühlung für die Dioden (nicht dargestellt) befestigt war.





# Literaturverzeichnis

- [1] J.H. Christenson et al.:  
*Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), S. 138
  
- [2] L. Wolfenstein:  
*Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), S. 562ff.
  
- [3] H. Albrecht et al.:  
*An Experiment to Study CP-Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring,*  
Letter of Intent, DESY-PRC 92/04, Oktober 1992,
  
- [4] H. Albrecht et al.:  
*Phys. Lett.* **B192** (1987), S. 245ff.  
C. Albajar et al.:  
*Phys. Lett.* **B186** (1987), S. 247ff.
  
- [5] J. Spengler,  
*persönliche Mitteilung*, Dezember 1995
  
- [6] ZEUS Kollaboration,  
*The ZEUS Detector,*  
Technical Proposal, DESY-HERA-ZEUS-1, März 1986
  
- [7] H1 Kollaboration,  
*The H1 Detector at HERA,*  
DESY 93-103, Juli 1993
  
- [8] HERMES Kollaboration,  
*A Proposal to Measure the Spin dependant structure functions of the neutron and the proton at HERA*  
DESY-PRC 90-01
  
- [9] DESY,  
*Wissenschaftlicher Jahresbericht 1994,*  
Juni 1995

- [10] B. Holzer:  
*Das HERA Run Jahr 1995 – Fortschritte und Probleme,*  
Vortrag im Rahmen der innerbetrieblichen Fortbildung, 17. Januar 1996
- [11] M. Seidel:  
*The Proton Collimation System of HERA,*  
Doktorarbeit, DESY 94-103, Juni 1994
- [12] C. Hast et al.:  
*Test of internal halo targets in the HERA proton ring,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A354** (1995),  
S. 224-248, Juli 1994
- [13] S. İssever:  
*Vorbereitende Messungen für das HERA-B Experiment,*  
Diplomarbeit, März 1996
- [14] T. Lohse et al.:  
*HERA-B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring,*  
Proposal, DESY-PRC 94/02, Mai 1994
- [15] Firma Struck,  
*STR750 – FADC-System,*  
Technical Manual
- [16] M. Seidel:  
*Determination of Diffusion Rates in the Proton Beam Halo of HERA,*  
DESY HERA 93-04, April 1993
- [17] L. Burnod, G. Ferioli und J.B.Jeanneret,  
CERN/SL/90-01, (1990)
- [18] R. Brinkmann,  
*persönliche Mitteilung,* Januar 1996
- [19] J. Rieling:  
*Studium eines Fadentargets im Protonenstrahl des HERA-Ringes,*  
Diplomarbeit, 1994
- [20] T. Lohse,  
*Simulationsprogramm zur Berechnung von Targeteffizienzen,*  
unveröffentlicht, 1993
- [21] O. S. Brüning, K.-H. Meß, M. Seidel und F. Willeke,  
DESY HERA 94-01, (1994)

- [22] M. Seidel:  
*Rate Stabilization for HERA-B,*  
Treffen der Maschinengruppe, 28. November 1995
- [23] K. Wittenburg:  
*Strahlprofilmonitore für den HERA-Protonenring,*  
DESY HERA 1986-06, Mai 1986
- [24] V. Pugatch,  
*persönliche Mitteilung,* Oktober 1995
- [25] I. Baumann:  
*Vergleichende Untersuchung der Charakteristik und Strahlenhärte von Silizium-, Galliumarsenid- und Diamantdetektoren,*  
Diplomarbeit, 1996

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Themenstellung dieser Diplomarbeit bedanken. Sein großes Interesse an der Arbeit seiner Studenten hat sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Herrn Dr. P. Mättig danke ich für die Durchsicht meiner Arbeit als Zweitgutachter. Ein Dank geht auch an den Lehrstuhl EV, in dem man als "Hamburger" immer freundlich aufgenommen wird.

Dem gesamten Targetteam der HERA-B Kollaboration, Achim, Carsten, Klaus, Martin, Selim und Valery danke ich für die ausgezeichnete Atmosphäre und Zusammenarbeit vor, während und nach dem Testexperiment. Durch die gute Teamarbeit konnten so manche Probleme schon in ihrem Ansatz gelöst werden. Mein Dank gilt aber auch all denen, die zur erfolgreichen Durchführung des Testexperimentes 1995 beigetragen haben: Unseren Schichtbesatzungen, durch deren Einsatz die mir zur Verfügung gestandene Datenmenge erst möglich wurde, den Mitgliedern der HERA-Maschinengruppe und den Schichtbesatzungen der anderen HERA-Experimente ZEUS, H1 und HERMES für die gute Zusammenarbeit während der Messungen.

Für die hervorragende Betreuung während der ganzen Zeit danke ich Carsten und Klaus. Bei meinen großen und kleinen Problemen haben sie mir stets geholfen und damit mein Wissen erheblich erweitert. Sie haben auch das Korrekturlesen dieser Arbeit übernommen und mit ihren zahlreichen fachlichen Bemerkungen und Anregungen maßgeblich zum Gelingen beigetragen.

Bedanken möchte ich mich auch bei den anderen Bewohnern des Gebäudes 66: Andreas wurde nie müde mir meine dummen Fragen zu beantworten und hat mir bei meinen zahlreichen mathematischen und physikalischen Problemchen immer geholfen. Unsere Diskussionen über den VfL Borussia Mönchengladbach und die Fußballbundesliga vor der Tür werde ich vermissen.

Jörgi hat mir durch seine zahlreichen Hinweise und Tips bei der Entstehung dieser Diplomarbeit sehr geholfen. Für seine Bemühungen mir richtiges Programmieren beizubringen, bin ich sehr dankbar.

Mein Zimmerkollege Selim hat mit dazu beigetragen, daß die Arbeit am DESY und vor allem das Zusammenschreiben der Diplomarbeit durch unsere zahlreichen fruchtbaren und unsinnigen Diskussionen nie langweilig wurde. Erstere waren bei der Ent-

stehung dieser Arbeit sehr hilfreich, letztere werden mir in ewiger Erinnerung bleiben.

Desweiteren danke ich Björn und Joachim, die mir durch ihre Korrekturvorschläge meine Schwächen im Gebrauch der deutschen Sprache aufgezeigt haben.

Meinem Freund Dirk danke ich für die lustige Zeit am Anfang der Diplomarbeit, in der wir als Zimmerkollegen noch gemeinsam für HERA-B gearbeitet haben. Ich hoffe noch auf viele abendliche Unternehmungen, die die Arbeit am DESY erheblich auflockern.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Mitstudenten Christian, Marc-Thilo und Roman, die mir vor allem am Anfang des Studiums sehr geholfen haben und ohne die ich mein Physikstudium wohl nicht beendet hätte.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen lieben Eltern und meiner Schwester für die große Unterstützung bedanken, derer ich während meines Studiums und vor allem vor den Prüfungen stets sicher sein konnte. Sie haben deshalb einen sehr großen Anteil am guten Verlauf und Gelingen meiner Ausbildung.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Forschung, Wissenschaft und Technologie unter der Vertragsnummer 054 DO 51 P gefördert.

