Bestimmung der Wechselwirkungs–rate des HERA–B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen–Ring

Dem Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur
Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
vorgelegte

D I S S E R T A T I O N

von

Diplom–Physiker Stefan Spratte
aus Hagen

Dortmund
Juni 2000

Für Jochen

“ Raten werden geraten, deshalb heißt’s ja auch Rate ”

A. Gellrich, August 1999

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Symmetrien oder die Invarianz von Naturgesetzen unter Transformationen bilden in der modernen Physik ein fundamentales Prinzip. So bewies die Mathematikerin Emmy Noether (1882–1935), daß jeder physikalische Erhaltungssatz auch als eine Symmetrie der Naturgesetze aufgefaßt werden kann [1]. In der klassischen Mechanik beispielsweise folgen aus der Invarianz gegen kontinuierliche Symmetrietransformationen wie Zeit–, Raumtranslationen und Rotation die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und Drehimpuls. Neben den kontinuierlichen Symmetrien gibt es diskrete Symmetrien, auf die sich das Noether Theorem nicht anwenden läßt. Beispiele für diskrete Symmetrien sind die Patritätstransformation P (Raumspiegelung), die Zeit– bzw. Bewegungsumkehrtransformation T (Zeitspiegelung) und die Ladungskonjugation C, die das Vorzeichen aller ladungsartigen Größen von Teilchen umkehrt.

Das CPT–Theorem besagt, daß alle lokalen, lorentzinvarianten und kausalen Feldtheorien unter der kombinierten C–,P– und T–Transformation invariant sind [2, 3]. Diese Annahme galt auch lange für die Kombination der C– und P–Transformation, bevor Christenson et al. im Jahre 1964 feststellten, daß die langlebigen K^0–Mesonen CP–verletzend mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa $2 \cdot 10^{-3}$ in zwei Pionen zerfallen [4].

Nach dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik liegt der Ursprung der im K^0–System beobachteten CP–Verletzung in der schwachen Wechselwirkung. Das Standardmodell sagt voraus, daß auch im System der neutralen B–Mesonen CP–verletzende Effekte auftreten, die viel stärker ausgeprägt sind als im K^0–System und deshalb präzisere Messungen der CP–verletzenden Parameter des Standardmodells erlauben.

Das Interesse an einer richtigen Beschreibung dieser Phänomene ist aber nicht allein auf die Elementarteilchenphysik beschränkt. So existiert im beobachtbaren Universum offensichtlich ein Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie. Die Modelle der Baryogenesis benötigen CP–Verletzung, um den Überschuß an Materie zu beschreiben. Von einer Klärung des Ursprungs der CP–Verletzung profitiert also auch die Kosmologie.

1.1 CP–Verletzung im Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt, aus welchen Bausteinen die Materie aufgebaut ist und welche Kräfte zwischen ihnen wirken. Nach diesem Modell lassen sich die zahlreichen Elementarteilchen auf insgesamt zwölf fundamentale Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ zurückführen[1] . Diese sogenannten Fermionen werden in Quarks mit drittelzahliger Ladung und Leptonen mit ganzzahliger Ladung unterteilt und gliedern sich in drei Familien. Sie sind in Tabelle 1.1 mit ihrer jeweiligen Ladung aufgeführt. Als leichteste Quarks der ersten Familie bilden beispielsweise das Up– und das Down–Quark die Protonen und Neutronen, aus denen der Atomkern aufgebaut ist. Das Charm– und das Strange–Quark bilden die nächst schwerere Generation, während das Top– und das Bottom–Quark die größten Massen besitzen.

	Familie			Ladung
	1	2	3	
Quarks	u (Up)	c (Charm)	t (Top)	$+\frac{2}{3}$
	d (Down)	s (Strange)	b (Bottom)	$-\frac{1}{3}$
Leptonen	ν_e (e–Neutrino)	ν_μ (μ–Neutrino)	ν_τ (τ–Neutrino)	0
	e^- (Elektron)	μ^- (Myon)	τ^- (Tau)	-1

Tabelle 1.1: *Die zwölf fundamentalen Elementarteilchen mit ihrer jeweiligen Ladung in Einheiten der Elementarladung e. Nicht aufgelistet sind die entsprechenden Antiteilchen der Quarks und Leptonen, für die sich das Ladungsvorzeichen umkehrt.*

Im Gegensatz zu den Leptonen treten Quarks nicht einzeln, sondern nur im Verbund mit anderen Quarks auf: Entweder als Meson, bestehend aus einem Quark und einem Antiquark, deren Art (Flavour) unterschiedlich sein kann, oder als Baryon aus einer Gruppe von drei Quarks. Mesonen und Baryonen werden auch als Hadronen bezeichnet und tragen immer eine ganzzahlige elektrische Ladung.

Die Kräfte, die zwischen den Quarks und den Leptonen wirken, werden im Rahmen des Standardmodells durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben. Hierbei werden die schwachen Übergänge der Quarks oder Leptonen durch den Austausch sogenannter Eichbosonen mit Spin 1 hervorgerufen, die in Tabelle 1.2 aufgelistet sind.

Die schwachen Übergänge der Quarks werden im Rahmen des Standardmodells durch die Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix (CKM–Matrix) beschrie-

[1] Der Spin ist eine Quantenzahl und wird als innerer Freiheitsgrad eines Teilchens interpretiert, der zwei unterschiedliche Zustände $S_3 = +\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ annehmen kann.

Eichboson	Ladung	Masse
γ (Photon)	0	0 GeV
Z^0	0	91,187 $\pm$ 0,007 GeV
W^+	+1	80,41 $\pm$ 0,10 GeV
W^-	-1	80,41 $\pm$ 0,10 GeV

Tabelle 1.2: *Die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung mit ihrer Ladung und Masse [5].*

ben. Sie ist eine unitäre 3×3 Matrix für die drei Familien von Quarks und transformiert die physikalischen Masseneigenzustände in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Sie wird deshalb auch als Quarkmischungsmatrix bezeichnet [6, 7]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist dabei proportional zum Quadrat der Matrixelemente.

Bis heute konnten viele Übergangswahrscheinlichkeiten aus verschiedenen Prozessen experimentell bestimmt werden [5]:

$\lvert V_{ud}\rvert$	=	0,9740 $\pm$ 0,0010	aus dem nuklearen β–Zerfall
$\lvert V_{us}\rvert$	=	0,2196 $\pm$ 0,0023	aus $K \to \pi e \nu$ und semileptonischen Hyperon Zerfällen
$\lvert V_{cd}\rvert$	=	0,224 $\pm$ 0,016	aus der Produktion von Charm–Teilchen mit Neutrinos
$\lvert V_{cs}\rvert$	=	1,04 $\pm$ 0,16	aus Zerfällen von D–Mesonen
$\lvert V_{cb}\rvert$	=	0,0395 $\pm$ 0,0017	aus semileptonischen B–Meson Zerfällen
$\lvert V_{ub}/V_{cb}\rvert$	=	0,08 $\pm$ 0,02	aus B–Meson Zerfällen
$\lvert V_{tb}\rvert$	$\approx$	1	aus den Unitaritätsschranken

Die Größe der Matrixelemente zeigt, daß die Übergänge der Quarks innerhalb einer Familie, die durch die Diagonalelemente beschrieben werden, gegenüber den Übergängen zwischen verschiedenen Familien dominieren. Deshalb zerfallen beispielsweise Charm–Teilchen bevorzugt in Hadronen, die Strange–Quarks enthalten. Auffallend ist auch die äußerst schwache Kopplung der dritten Familie an die beiden anderen.

Die Matrixelemente der CKM–Matrix können durch drei reelle Parameter und eine komplexe Phase φ beschrieben werden. Besonders deutlich wird dies in der Wolfenstein Parametrisierung [8] der CKM–Matrix, in der die Matrixelemente nach dem Cabibbo Winkel Θ_c entwickelt werden:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

Dabei ist [9]

$$\lambda = sin\Theta_C = 0.2205 \pm 0.0018$$
$$A = 0.808 \pm 0.058$$
$$(\rho^2 + \eta^2) = 0.363 \pm 0.073$$

Die imaginäre Phase ist nach dem Standardmodell die Ursache für die CP–Verletzung in schwachen Zerfällen mit flavourändernden schwachen Strömen: Bei Anwendung der CP–Operation auf einen Prozeß der schwachen Wechselwirkung geht das Matrixelement V_{ij} der CKM–Matrix in sein komplex konjugiertes Gegenstück V_{ij}^* über. Bei einer reellen CKM–Matrix wäre die schwache Wechselwirkung CP–invariant. Erst die Existenz des Imaginärteils führt zur CP–Verletzung.

Die Eigenschaft der Unitarität der CKM–Matrix führt zu einer von sechs Orthogonalitätsbedingungen:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0\ . \tag{1.2}$$

Sie kann in der komplexen Ebene als Unitaritätsdreieck dargestellt werden. Für kleine Winkel Θ_C gilt $cos\Theta_C = 1$ und Gleichung 1.2 läßt sich in der oben genannten Wolfenstein Parametrisierung vereinfachen zu

$$V_{ub}^* + V_{td} = \lambda V_{cb}^* \tag{1.3}$$

Wird Gleichung 1.3 mit dem Faktor $1/|\lambda V_{cb}|$ normiert, so folgt

$$\frac{V_{ub}^*}{|\lambda V_{cb}|} + \frac{V_{td}}{|\lambda V_{cb}|} = 1 \tag{1.4}$$

Mit den entsprechenden Parametern aus Gleichung 1.1 ergibt sich folgende Beziehung, die als Dreieck in der komplexen $(\rho$–$\eta)$–Ebene interpretiert werden kann:

$$(\rho + i\eta) + (1 - \rho - i\eta) = 1 \tag{1.5}$$

In Abbildung 1.1 ist das Unitaritätsdreieck dargestellt. Die Grundseite des Dreiecks liegt dabei auf der reellen Achse und ist auf 1 normiert, während die Seitenlängen proportional zu den CKM–Matrixelementen V_{ub}^* und V_{td} sind. Die Winkel des Dreiecks sind nach Gleichung 1.2 durch

$$\begin{aligned} \alpha &= arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \\ \beta &= arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \\ \gamma &= arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \end{aligned}$$

gegeben. Im Falle eines komplexen Phasenfaktors in den Matrixelementen V_{ub} und V_{td}, der direkt mit den Winkeln des Unitaritätsdreiecks verknüpft ist, liegt der Punkt (ρ, η) nicht auf der reellen Achse. In diesem Fall umschließt das Unitaritätsdreieck eine endliche Fläche, deren Größe somit ein Maß für die Stärke der CP–Verletzung ist.

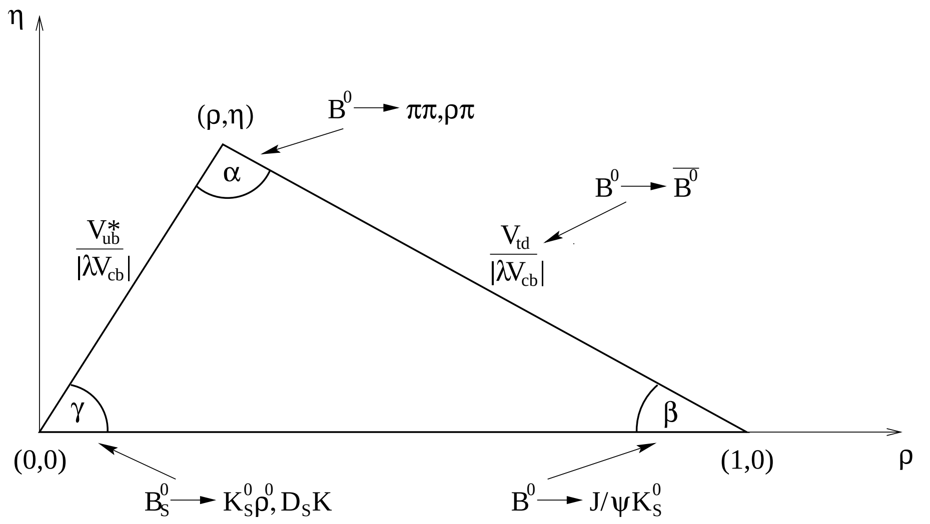

Abbildung 1.1: *Das Unitaritätsdreieck in der $(\rho$–$\eta)$–Ebene. Beim HERA–B Experiment wird der Winkel β ausgemessen.*

Die in Abbildung 1.1 angegebenen physikalischen Prozesse, aus deren Untersuchungen die Seitenlängen und Winkel bestimmt werden können, zeigen, daß dabei besonders das System der B–Mesonen interessant ist, dessen Untersuchung zu einem der wichtigsten Aufgaben der modernen Hochenergiephysik zählt. Ziel ist es dabei, mit möglichst vielen unabhängigen Messungen der Seiten und Winkel die Form des Unitaritätsdreiecks überzubestimmen und damit gleichzeitig die Unitarität der CKM–Matrix zu überprüfen.

Nachdem die B–Experimente der 1. Generation die Zerfälle von B–Mesonen untersucht und beispielsweise Verzweigungsverhältnisse bestimmt haben, werden die Experimente, die testen, ob die im Standardmodell vorhergesagte CP–Verletzung existiert, als B–Fabriken ausgelegt sein, da zur Messung der CP–Verletzung im B–System viel mehr Statistik erforderlich ist. In Tabelle 1.3 sind einige der Experimente, die B–Zerfälle untersuchen, aufgelistet. Angegeben ist außer dem Startzeitpunkt des jeweiligen Experimentes auch der Hauptzerfall bzw. der Produktionsprozeß, nach dem gesucht wird. Die HERA–B Kollaboration hat sich zum Ziel gesetzt, den Winkel β des Unitaritätsdreiecks zu vermessen [10].

Experiment	Zerfall/Produktion	Start	$\sigma(sin2\beta)$
HERA–B	$pN \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2000	0,13
BaBar	$\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$	1999	0,06
Belle	$\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$	1999	0,05
CDF (Run II)	$p\overline{p} \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2000	0,10
D0 (Run II)	$p\overline{p} \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2000	0,10
BTeV (Run II)	$p\overline{p} \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2002	0,04
LHC–B	$pp \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2005	0,02
ATLAS	$pp \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2005	0,02
CMS	$pp \to B^0, B_S, \Lambda_b$	2005	0,07

Tabelle 1.3: *Einige Experimente, die B–Zerfälle untersuchen. Angegeben sind der Start des jeweiligen Experimentes, die Hauptzerfälle oder Produktionsprozesse, sowie die erreichbare Genauigkeit des Winkels β.*

1.2 CP–Verletzung im Zerfall $B^0 \to J/\Psi\ K_S^0$

Das System der neutralen B–Mesonen eignet sich sehr gut zum Nachweis der CP–Verletzung: Zum einen werden vom Standardmodell für einige B–Zerfälle große CP–Asymmetrien vorhergesagt [10], zum anderen gibt es für schwere B–Mesonen viel mehr Zerfälle in CP–Eigenzustände, die unabhängig von relativ ungenau bekannten hadronischen Matrixelementen sind, als bei den K–Mesonen.

Im System der B–Mesonen kann CP–Verletzung auf drei unterschiedliche Arten erfolgen:

1. Durch direkte CP–Verletzung in B–Zerfällen, falls die Amplituden bzw. Zerfallsraten für den Zerfall und seinen CP–transformierten Prozeß nicht übereinstimmen.

2. Durch indirekte CP–Verletzung bei der $B^0/\overline{B}^0$–Mischung, falls die neutralen Masseneigenzustände nicht CP–Eigenzustände sind.

3. Durch indirekte CP–Verletzung bei Interferenz der Amplituden von B–Zerfällen und $B^0/\overline{B}^0$–Mischung.

Beim HERA–B Experiment basiert die Messung der CP–Verletzung auf dem dritten Mechanismus. Dabei wird der sogenannte „goldene Zerfall“

$$B^0/\overline{B}^0 \to J/\Psi\ K_S^0 \to l^+l^-\pi^+\pi^- \tag{1.6}$$

vermessen, der in Abbildung 1.2 im Quarkbild durch Feynmandiagramme dargestellt ist. Die neutralen B–Mesonen zerfallen dabei in den gleichen CP–Eigenzustand, der mit zwei Leptonen und zwei Pionen eine besonders klare Signatur gegenüber dem hohen kombinatorischen Untergrund besitzt. Zusätzlich kann die Masse der J/Ψ– und K_S^0–Mesonen aus dem Lepton– bzw. Pionpaar sehr genau bestimmt werden. Der goldene Zerfall gilt außerdem als besonders untergrundfrei, weil Korrekturen durch Prozesse höherer Ordnung, sogenannte „Pinguin"–Amplituden, vernachlässigt werden können.

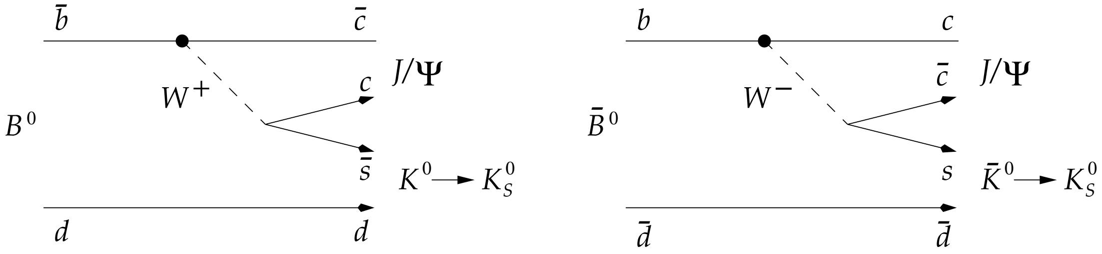

Abbildung 1.2: *Der Zerfall der neutralen B–Mesonen als Feynmandiagramm im Quarkbild.*

Das B^0 ($\overline{B}^0$) zerfällt entweder direkt in den Endzustand oder nachdem es sich durch Mischung in sein Antiteilchen umgewandelt hat. Diese Mischungsprozesse, verursacht durch den geladenen schwachen Strom, sind als Boxdiagramme in Abbildung 1.3 gezeigt. Die zeitabhängige Zerfallsrate $\Gamma(t)$ der B–Mesonen ist neben

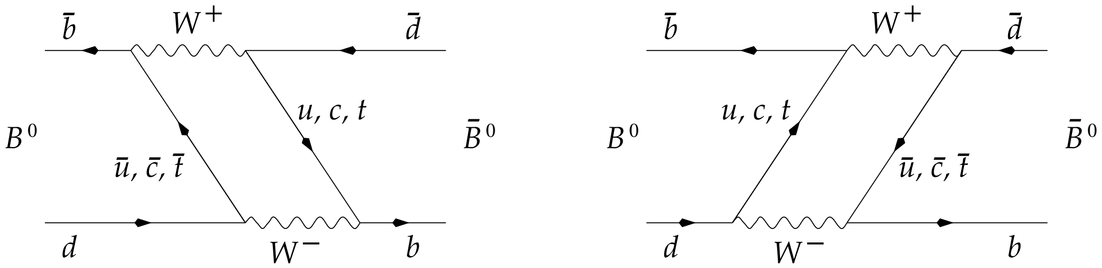

Abbildung 1.3: *Zwei mögliche Übergänge eines B^0–Mesons in sein Antiteilchen, dargestellt als Boxdiagramm.*

dem Mischungsparameter x_d, der die Stärke der $B^0/\overline{B}^0$–Oszillationen quantifiziert und mit einem Wert von 0,73 ± 0,05 bereits 1987 bei ARGUS gemessen wurde [12], vom Winkel $sin(2\beta)$ abhängig, der die CP–Verletzung theoretisch beschreibt:

$$B^0 \to J/\Psi\ K_S^0: \quad \Gamma(t) \sim e^{-t}[1 + sin(2\beta) sin(x_d t)] \tag{1.7}$$

$$\overline{B}^0 \to J/\Psi\ K_S^0: \quad \overline{\Gamma}(t) \sim e^{-t}[1 - sin(2\beta) sin(x_d t)] \tag{1.8}$$

Die CP–Verletzung wird daher quantitativ durch die flugzeitabhängige Asymmetrie $a_{CP}(t)$ in den Zerfallsraten $\Gamma(t)$ gemessen:

$$\boxed{a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(t) - \overline{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \overline{\Gamma}(t)} = \sin(2\beta)\sin(x_d t)} \tag{1.9}$$

Die Zeit t wird dabei in Einheiten der Lebensdauer der B^0–Mesonen angegeben. Es liegt CP–Verletzung vor, wenn die Zerfallsraten der B^0– und $\overline{B}^0$–Mesonen für den goldenen Zerfall unterschiedlich sind.

Da ein rekonstruiertes $J/\Psi\ K^0_S$ sowohl aus einem B^0 als auch aus einem $\overline{B}^0$ entstanden sein kann, muß die Quarkzusammensetzung des im goldenen Kanal zerfallenden B–Mesons bestimmt werden. Da B–Mesonen paarweise produziert werden, wird dazu die Quarkzusammensetzung des nicht an der Reaktion beteiligten zweiten B–Mesons rekonstruiert.

In Abbildung 1.4 ist dies beispielhaft anhand des B^0–Zerfalls dargestellt: Durch die Proton–Nukleon Wechselwirkung entsteht unter anderem ein $b\bar{b}$–Paar. Das $\bar{b}$–Quark hadronisiert nach einer mittleren Flugstrecke von 10 mm in ein B^0, während sich aus dem dazugehörigen b–Quark ein weiteres B–Meson bildet. In diesem Beispiel ist das ein B^-, welches in ein negativ geladenes Lepton (Leptontag) und in ein K^- (Kaontag) zerfällt. Werden diese Teilchen neben den Endzuständen des goldenen Zerfalls im Detektor registriert, läßt sich auf das B^0 im Anfangszustand zurückschließen.

1.3 Weitere HERA–B Physik

Außer dem Nachweis der CP–Verletzung im B–System sind mit dem HERA–B Detektor noch weitere Bereiche der B–Physik zugänglich. Dazu gehören

- die $B_s^0/\overline{B}_s^0$–Mischung, die sich gut über die hadronischen Zerfälle von $B_s \to D_s^-\pi^+$ und $B_s \to D_s^-\pi^+\pi^+\pi^-$ messen läßt, da beide ein großes Verzweigungsverhältnis und geringe Multiplizitäten besitzen. Die Asymmetrie aufgrund der $B_s^0/\overline{B}_s^0$–Mischung ist allerdings wegen des wesentlich größeren Mischungsparameters x_s, das heißt wegen der schnelleren Zustandsoszillation, erheblich schwerer zu messen als die $B^0/\overline{B}^0$–Mischung mit dem Mischungsparameter x_d und stellt spezielle Anforderungen an das Spektrometer.

  Aus dem Verhältnis der beiden Mischungsparameter x_s und x_d kann eine Seitenlänge des Unitaritätsdreiecks in Abbildung 1.1 bestimmt werden, da

$$\sqrt{\frac{x_d}{x_s}} \sim \frac{|V_{td}|}{|V_{cb}|} \ .$$

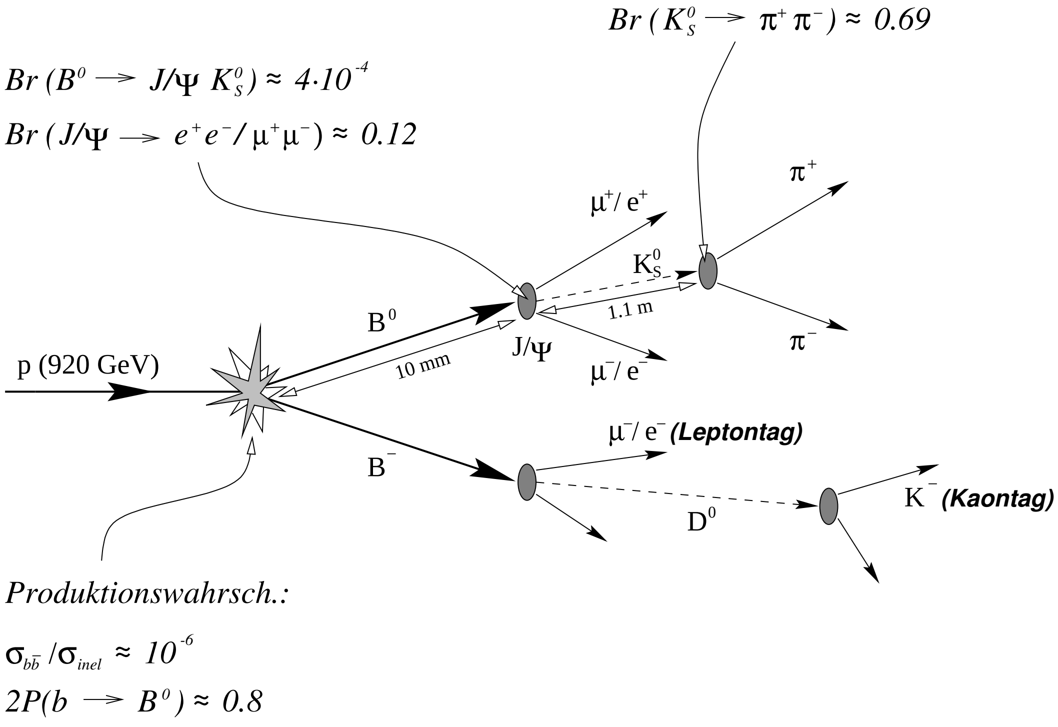

Abbildung 1.4: *Zerfall des neutralen B–Mesons und des entsprechenden geladenen B–Mesons, das zur Identifizierung der Art des neutralen B–Mesons dient. Die Produktionswahrscheinlichkeit für neutrale B–Mesonen und die Verzweigungsverhältnisse des goldenen Zerfalls sind ebenfalls angegeben.*

In [13] wird gezeigt, daß mit dem HERA–B Detektor die Messung der $B_s^0/\overline{B}_s^0$–Mischung bis zu Werten von $x_s \approx 40$ zugänglich ist.

- andere CP–verletzende Zerfälle, wie zum Beispiel in den Kanälen $B^0 \rightarrow J/\Psi\rho^0$ oder $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$, über die der Winkel β ebenfalls bestimmt werden kann.

  Der Winkel α des Unitaritätsdreiecks kann über den Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit zwei Pionen als CP–Eigenzustand im Endzustand am besten bestimmt werden. Dazu ist ein Trigger auf zwei Hadronen mit hohem Transversalimpuls unter Verwendung der High–p_t–Kammern und die Ermittlung eines separierten Sekundärvertex notwendig, um die Pionen vom Untergrund aus elastischen Reaktionen zu selektieren. Im Gegensatz zum goldenen Zerfall gibt es einige Nachteile, die die Messung der CP–Verletzung schwierig gestalten. Zunächst ist das Verzweigungsverhältnis mit $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ kleiner als beim goldenen Zerfall. Außerdem existiert Untergrund durch die Zerfälle $B^0 \rightarrow K\pi$ und $B^0 \rightarrow KK$, so daß eine sehr gute Pion–Kaon–Trennung und Massenauflösung benötigt wird. Schließlich existieren beim Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Beiträge von „Pinguin"–Amplituden, die theoretisch schwer abzuschätzen sind.

- die $D^0/\overline{D}^0$–Mischung, die nach der Vorhersage des Standardmodells und Messungen des Experimentes E691 in der Größenordnung von 10^{-4} liegt [14, 15] und aufgrund der hohen $c\overline{c}$–Produktionsrate mit dem HERA–B Experiment prinzipiell meßbar wäre.

- B–Spektroskopie und B–Zerfälle. Über hadronische B–Zerfälle läßt sich die Lebensdauer verschiedener B–Hadronen bis zu einigen Prozent Genauigkeit bestimmen. Desweiteren bieten semileptonische Zerfälle wie $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^- l\nu_l$ und $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu_l$ Zugang zur Bestimmung der CKM–Matrixelemente V_{ub} bzw. V_{cb}.

  Exotische Zustände, bei denen der wichtigste von ihnen das b– und c–Quark enthaltende B_c–Meson ist, ermöglichen die Messung der entsprechenden Massen, Lebensdauern und Zerfallskanäle.

- B–Baryon–Zerfälle ermöglichen beispielsweise die Messung der Λ_b^0– und Ξ_b^-–Lebensdauern sowie der Größe $|V_{ub}/V_{cb}|$. Außerdem kann die b–Baryon–Polarisation studiert werden.

1.4 Anforderungen an das HERA–B Target

Aus der in Abbildung 1.4 angegebenen Wahrscheinlichkeit von 10^{-6} für die Produktion eines $b\overline{b}$–Paares in inelastischen Proton–Kern Wechselwirkungen[16] und der Wahrscheinlichkeit von 80 %, mit der aus den b–Quarks ein neutrales B–Meson entsteht, berechnet sich die Produktionswahrscheinlichkeit für ein neutrales B–Meson zu etwa $8 \cdot 10^{-7}$. Das neutrale B–Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr $4 \cdot 10^{-4}$ in die gesuchten Zerfallsprodukte J/Ψ und K_S^0. Während etwa 12 % der J/Ψ–Mesonen in ein Leptonpaar übergehen, zerfällt das K_S^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von 69 % in zwei geladenen Pionen.

Mit den angegebenen Werten ergibt sich bei der HERA Energie von 920 GeV eine Gesamtwahrscheinlichkeit von etwa $2{,}7 \cdot 10^{-11}$ für den gesuchten goldenen Zerfall eines neutralen B–Mesons mit zwei geladenen Leptonen und Pionen im Endzustand. Da die Effizienz des entworfenen HERA–B Detektors zum Nachweis dieses Zerfalls bei ungefähr 10 % liegt, wird bei $3{,}8 \cdot 10^{11}$ Primärwechselwirkungen ein goldener Zerfall beobachtet.

Die Genauigkeit, mit der der Winkel β gemessen werden soll, legt fest, wieviele der goldenen $B^0/\overline{B}^0$–Zerfälle vom HERA–B Detektor registriert werden müssen. Abbildung 1.5 zeigt den nach

$$\Delta sin(2\beta) = \frac{1}{D_T D_M}\sqrt{\frac{K}{\varepsilon_{Tag} N}} \tag{1.10}$$

berechneten statistischen Fehler auf die Größe $sin(2\beta)$ in Abhängigkeit der Anzahl N der Signalzerfälle. Durch den Term $D_T D_M \sqrt{\varepsilon_{Tag}}$, der auch als „Tagging Power“ P bezeichnet wird, werden Effekte berücksichtigt, durch die Fehler beim Rückschluß auf die Art des neutralen B–Mesons im Anfangszustand auftreten [10]:

- Mixing des zweiten B–Mesons, dessen Quarkzusammensetzung auf die Art des neutralen B–Mesons im Anfangszustand zurückschließen läßt. Durch das Mixing verringert sich die beobachtete CP–Asymmetrie im HERA–B Experiment um den „Dilution“–Faktor $D_M \approx 0{,}7$ („Mixing–Dilution“). Aufgrund von Teilchenfehlidentifikationen, unklarer Signaturen, usw. wird die beobachtete CP–Asymmetrie um einen weiteren Faktor $D_T \approx 0{,}5 - 0{,}8$ reduziert („Tagging–Dilution“).

- Die „Tagging“–Effizienz ε_{Tag}, mit der eine Kennzeichnung des zweiten B–Mesons durchgeführt werden kann. Sie beträgt bei HERA–B etwa 0,5.

Der statistische Faktor K hat einen Wert von ungefähr 2,3 und berücksichtigt das oszillatorische Verhalten der CP–Verletzung.

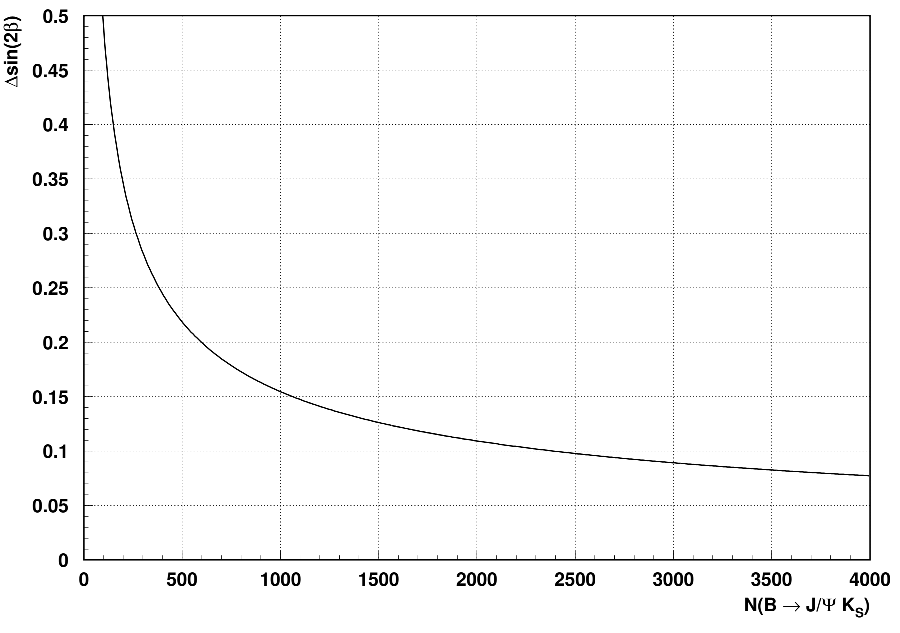

Abbildung 1.5: *Nach Gleichung 1.10 berechneter statistischer Fehler $\Delta sin(2\beta)$ auf die CP–Asymmetrie als Funktion der Zahl der goldenen Zerfälle N. Bei etwa 1000 Signalzerfällen wird die geforderte Genauigkeit erreicht.*

Um eine erste signifikante Messung der CP–Verletzung zu erreichen, sind etwa 1000 goldene Zerfälle notwendig. Unter Berücksichtigung der oben berechneten Gesamtwahrscheinlichkeit für einen goldenen Zerfall ergeben sich daraus insgesamt etwa $3{,}8 \cdot 10^{14}$ Primärwechselwirkungen, die mit dem HERA–B Target erzeugt werden müssen. Die Leistungsfähigkeit des HERA–B Detektors und die experimentellen Rahmenbedingungen legen einen Zeitraum von 1 Jahr fest, in dem die CP–Verletzung mit den 1000 Signalzerfällen gemessen werden kann: Mit einer erwarteten Meßzeit von ungefähr 2800 Stunden pro Jahr am HERA–Speicherring und der benötigten Anzahl von $3{,}8 \cdot 10^{14}$ Primärwechselwirkungen folgen aus

$$\frac{3.8 \cdot 10^{14}}{2800\,\mathrm{h}} = \frac{3.8 \cdot 10^{14}}{10^7\,\mathrm{s}} = 3.8 \cdot 10^7 \mathrm{s}^{-1}$$

fast 40 Millionen Drahtwechselwirkungen, die vom Detektor innerhalb einer Sekunde untersucht und daher vom HERA–B Target im gleichen Zeitraum erzeugt werden müssen[2]. Da die Bunchfrequenz des HERA Ringes für die gefüllten Protonenbündel bei 8,523 MHz liegt, werden deshalb pro Protonenbündel ungefähr 5 Protonen gleichzeitig zur Reaktion mit dem Target gebracht.

Aus diesen hohen Wechselwirkungsraten ergeben sich für eine erfolgreiche Durchführung weitere Anforderungen an ein solches Target, die im folgenden angegeben sind:

- Um die für die Messung der CP–Verletzung erforderliche Statistik zu erreichen, ist ein kontinuierlicher Targetbetrieb von etwa 10^7s pro Jahr notwendig. Deshalb muß das Target mechanisch zuverlässig sein und eine hohe Betriebssicherheit garantieren. Ein Verlust des Protonenstrahls durch die Einwirkung des Targets darf nicht erfolgen.

- Das Target soll Wechselwirkungsraten von 40 MHz produzieren können, was etwa 5 Wechselwirkungen pro Protonenbündel entspricht. Zusätzlich soll es in der Lage sein, diese Wechselwirkungsrate mit großer Genauigkeit konstant zu halten, d.h. auf eventuelle Fluktuationen schnell zu reagieren. Da der HERA–B Detektor nicht mehr als etwa sieben überlagerte Wechselwirkungen pro Bunchcrossing auflösen kann, ergibt sich bei zu großen Fluktuationen ein Effizienzverlust, der im folgenden abgeschätzt wird.

  In Abbildung 1.6 ist dazu für den idealen Fall eines gleichmäßigen Beitrags aller gefüllten Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate von 34 MHz oder 4 Wechselwirkungen pro Bunch (keine Variationen) die entsprechende Poissonverteilung der Wechselwirkungen auf den Drähten dargestellt. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für mehr als 7 Wechselwirkungen pro Bunch ergibt sich aus der Summation der Einzelwahrscheinlichkeiten im schraffierten Bereich und liegt im idealen Fall ohne zusätzliche Ratenfluktuationen

[2] Bei diesen Werten handelt es sich um Abschätzungen. Das HERA–B Experiment wurde für eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz ausgelegt.

bei etwa 5 %. Wenn Ratenfluktuationen des Mittelwertes durch das Target nicht ausgeglichen werden können, kann sich diese Situation erheblich verschlechtern.

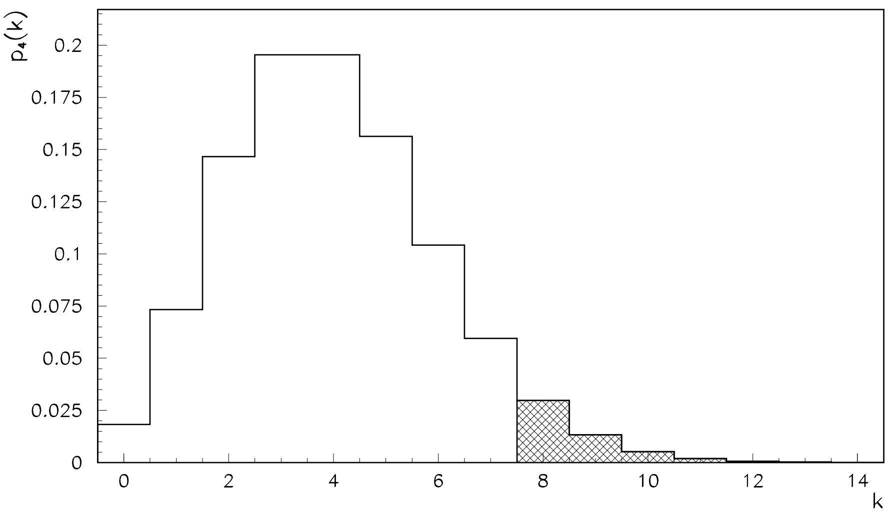

Abbildung 1.6: *Poissonverteilung für einen Mittelwert von 4 Wechselwirkungen pro Bunch. Der schraffierte Bereich kennzeichnet 8 oder mehr Wechselwirkungen.*

- Die Wechselwirkungen müssen mit den Protonenbündeln zeitlich korreliert sein. Wechselwirkungen mit dem Target, die zwischen den gefüllten Protonenbunchen stattfinden, verringern die Effizienz des HERA–B Detektors. In Kapitel 2 dieser Arbeit werden die Auswirkungen zeitlich unkorrelierter Wechselwirkungen auf einige der Detektorkomponenten abgeschätzt.

- Das Targetmaterial sollte so gewählt werden, daß der $b\bar{b}$–Produktionsquerschnitt möglichst hoch ist. Andererseits darf die Teilchenmultiplizität, die mit der Massenzahl A ansteigt, nicht zu groß sein, da sie die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für ein B–Meson verringert. Zusätzlich muß das Targetmaterial so gewählt werden, daß die Beeinträchtigung des HERA Betriebs durch targetinduzierten Untergrund möglichst gering ist.

- Das Target soll eine möglichst punktförmige Wechselwirkungszone bereitstellen, um die Rekonstruktion des Wechselwirkungsortes zu unterstützen. Andererseits sollte die Entfernung einzelner Primärvertizes größer als die zu erwartende Vertexauflösung 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 Experimente ZEUS, H1 und HERMES als auch für das HERA–B Experiment selbst und hier insbesondere für die unmittelbare Umgebung des Targets. Der allgemeine Betrieb des HERA Speicherringes darf durch das HERA–B Target ebenfalls nicht gestört werden.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird ein in Bezug auf die Protonrichtung feststehendes Target benutzt, das sich aus acht einzelnen Drahtbändern zusammensetzt. Sie befinden sich im Strahlrohr und werden mit den Protonen des Protonenstrahls zur Reaktion gebracht. Einen Überblick über das eingesetzte Target und seine Funktionsweise wird im Rahmen einer ausführlichen Beschreibung des HERA–B Experiments in Kapitel 2 gegeben.

1.5 Ziele dieser Arbeit

Um eine erste signifikante Messung der CP–Verletzung im System der B–Mesonen zu erreichen, muß das interne HERA–B Target eine Wechselwirkungsrate von bis zu 40 MHz produzieren. Neben den Anforderungen, die dabei an das Target selbst gestellt werden, ergeben sich daraus auch Anforderungen an die Qualität einer Protonenfüllung im HERA Protonen–Speicherring. Damit festgestellt werden kann, ob das interne HERA–B Target die benötigte Wechselwirkungsrate produziert, ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkungsrate von grundlegendem Interesse. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb zunächst die Methode beschrieben, mit der die Wechselwirkungsrate des Drahttargets aus den Zählraten eines Systems von Szintillationszählern seit der Datennahmeperiode des Jahres 1996 bestimmt wird.

Die Effizienz des HERA–B Experimentes wird durch Drahtwechselwirkungen von Protonen, die zeitlich zwischen den gefüllten Bunchen liegen, erheblich eingeschränkt. Ursache hierfür ist eine Gleichstromkomponente im HERA Protonen–Speicherring, die in jeder Protonenfüllung beobachtet wird. Gegenstand dieser Arbeit ist deshalb auch die Untersuchung der Zeitstruktur der durch das HERA–B Target erzeugten Wechselwirkungsrate auf dem zeitlichen Niveau des Abstands der einzelnen Protonenbunche. Anhand verschiedener Messungen werden damit Eigenschaften der den Gleichstromanteil bildenden Protonen untersucht und quantitativ erfaßt. Ziel ist es, dadurch das Verständnis für die grundlegenden, den Gleichstrom produzierenden physikalischen Prozesse der longitudinalen Strahldynamik zu vertiefen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird der Protonen–Speicherring mit seinem Kollimatorsystem, der Aufbau und die Funktionsweise des HERA–B Targets sowie der HERA–B Detektor mit seinen einzelnen Komponenten ausführlich beschrieben

Die Wechselwirkungsrate des Drahttargets wird mit einem System von Szintillationszählern bekannter geometrischer Akzeptanz als Teil eines Zählratenexperimentes gemessen, mit dem die Funktionstüchtigkeit und die Wirkungsweise des internen Drahttargets seit der Datennahmeperiode des Jahres 1993 studiert wird. Der experimentelle Aufbau sowie die Auslese– und Datennahmelektronik dieses Zählratenexperimentes ist Gegenstand des dritten Kapitels. Hierbei wird auch das Flash ADC–System, mit dem die zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate auf dem Niveau der einzelnen Bunchabstände gemessen wird, beschrieben.

Im vierten Kapitel wird zunächst die Methode dargestellt, mit der die geometrische Akzeptanz des betrachteten Zählersystems experimentell aus den gemessenen Zählraten bestimmt wird. Danach wird untersucht, welchen Einfluß Variationen der Wechselwirkungsbeiträge einzelner Protonenbunche und die Verwendung verschiedener Drahtmaterialien auf die Berechnung der geometrischen Akzeptanz bzw. ihre Größe selbst haben.

Am Anfang des fünften Kapitels wird am Beispiel einer Meßreihe gezeigt, welche Beobachtungen sich aus der Existenz eines Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring beim Targetbetrieb typischerweise ergeben. Durch die Auswertung verschiedener Meßreihen werden die Eigenschaften der Protonen des Gleichstromanteils, die immer Drahtwechselwirkungen zwischen den gefüllten Protonenbunchen verursachen, systematisch untersucht. Dabei wird auch ermittelt, ob das HERA–B Target zur Erzeugung des Gleichstromes beiträgt und welche Auswirkung seine Existenz auf die HERA Experimente hat. Anschließend werden die Ergebnisse einer Methode präsentiert, mit der in der Datennahmeperiode des Jahres 1999 versucht wurde, den Gleichstromanteil zu verringern. Zum Schluß werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 2

Das HERA–B Experiment am HERA Protonen–Speicherring

Das HERA–B Experiment, welches im Jahre 1994 vorgeschlagen [10] und im Februar des Jahres 1995 offiziell genehmigt wurde, wird zur Zeit am HERA Protonen Ring des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg durchgeführt. Im Gegensatz zu den Experimenten in Tabelle 1.3, die mit kollidierenden Teilchenstrahlen arbeiten, handelt es sich hier um ein sogenanntes „Fixed Target Experiment“: Die B–Mesonen werden durch inelastische hadronische Wechselwirkungen der Protonen des HERA–Speicherringes an einem bezüglich der Strahlrichtung feststehenden Target erzeugt.

An das Detektor– und Triggersystem des HERA–B Experimentes, das nach 5 Jahren der Aufbau– und Testphase fertiggestellt wurde, werden dabei hohe Anforderungen gestellt. Beispielsweise werden sehr fein segmentierte Detektorkomponenten, die eine hohe Ortsauflösung erreichen, nahe am Protonenstrahlrohr positioniert und sind deshalb sehr hohen Teilchenflüssen und Strahlenbelastungen ausgesetzt. Weiterhin muß das Datenauslese– und Triggersystem sehr hohe Datenflüsse verarbeiten, da der zeitliche Abstand der Wechselwirkungen dem Bunchabstand von 96 ns entspricht.

Im folgenden wird zunächst der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron mit seinen Vorbeschleunigern vorgestellt. Danach werden das Target, die verschiedenen Detektorkomponenten und das Triggersystem des HERA–B Detektors beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA und das System der Vorbeschleuniger

Der Protonen–Elektronen–Speicherring HERA[1] des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg ist mit seinen Vorbeschleunigern in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei dieser Anlage handelt es sich um einen Protonen–Elektronen–Speicherring, in dem auf einer Länge von 6335,8 Metern Protonen mit 920 GeV und Elektronen oder Positronen mit 27,5 GeV entgegengesetzt umlaufen.

HERA besitzt vier Wechselwirkungszonen. An zweien werden die Elektronen mit den Protonen zur Reaktion gebracht. Dabei handelt es sich um die Experimente ZEUS [17] in Experimentierhalle Süd und H1 [18] in Experimentierhalle Nord. Beide Experimente untersuchen die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung. Bei den beiden anderen Experimenten trifft einer der beiden Teilchenstrahlen auf ein festes Target: Im Rahmen des HERMES–Experiments [19] in Experimentierhalle Ost wird die Spin–Struktur der Protonen und Neutronen gemessen, indem Elektronen des spinpolarisierten Elektronenstrahls mit einem polarisierten ^{3}He–Target reagieren. In der Experimentierhalle West werden die Protonen des Protonenstrahls im Rahmen des HERA–B Experimentes an einem Drahttarget zur Wechselwirkung gebracht. Dabei entstehen die zur Messung der CP–Verletzung im B–System benötigten B–Mesonen.

Der Protonen–Speicherring ist mit supraleitenden Ablenkmagneten ausgerüstet, die bis einschließlich des Jahres 1997 eine Feldstärke von 4,7 Tesla erzeugten und so eine Strahlenergie von 820 GeV ermöglichten. In der Datennahmeperiode des Jahres 1998 wurde die Feldstärke dieser Magnete durch eine Vergrößerung der Kühlleistung soweit erhöht, daß seit dem eine Strahlenergie von 920 GeV erreicht wird. Der Elektronenring ist für eine Strahlenergie bis zu 30 GeV ausgelegt, wird bis heute aber bei 27,5 GeV betrieben.

2.1.1 Der 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 ihre Energie auf 40 GeV erhöht wird. Eine gesamte PETRA–

[1] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

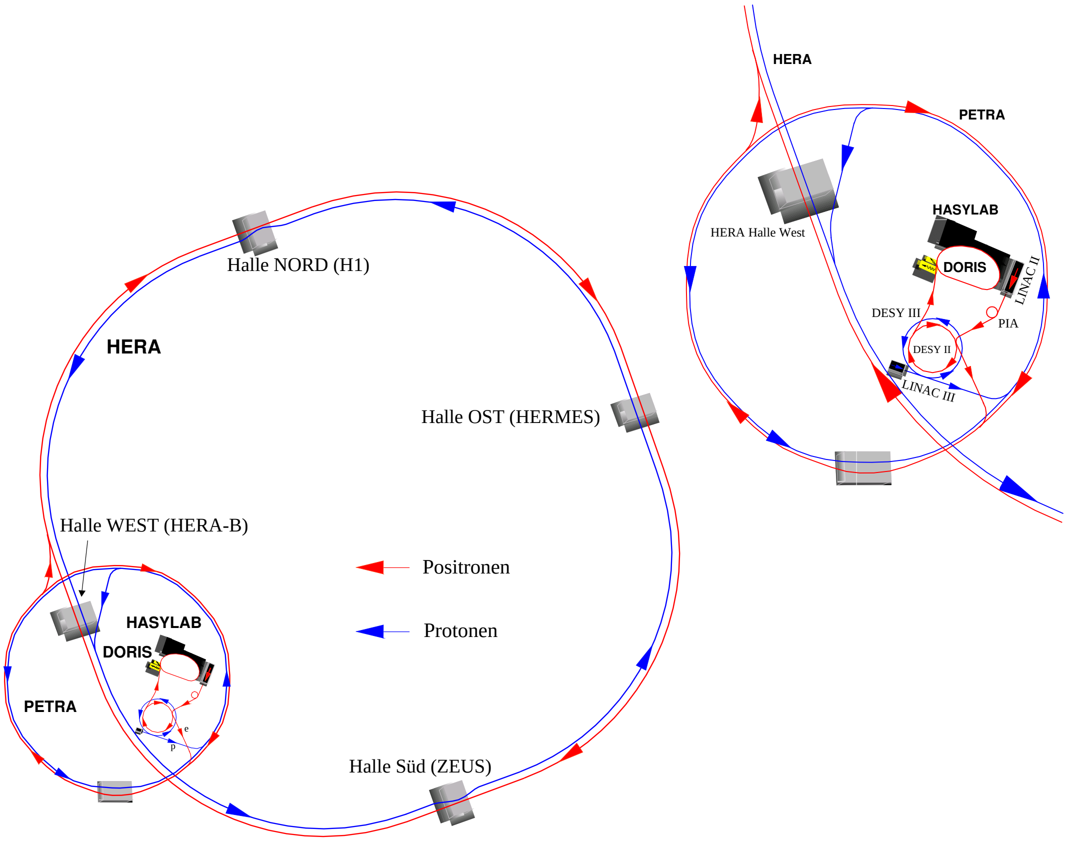

Abbildung 2.1: *Der Protonen–Elektronen–Speicherring HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY und seine Vorbeschleuniger in vergrößerter Darstellung. Das HERA–B Experiment befindet sich in der Experimentierhalle West zwischen den Injektionspunkten.*

Füllung mit 6 Bunchzügen wird anschließend nach HERA transferiert. Dieser Vorgang wird zweimal wiederholt, so daß sich in HERA dann insgesamt 18 DESY III–Füllungen mit jeweils 10 Bunchen befinden. Das idealisierte Füllschema für die Protonen des HERA–Ringes ist in Abbildung 2.2 graphisch dargestellt. Deutlich erkennbar sind die drei PETRA–Füllungen, die sich aus jeweils sechs DESY III–Füllungen zusammensetzen. Zwischen der ersten und zweiten sowie der zweiten und dritten PETRA–Füllung befindet sich eine Lücke 5 ungefüllter Protonenbunche. Am Ende der letzten PETRA–Füllung existiert die „Kickerlücke“ mit 15 leeren Bunchen, deren Länge durch den für den Protonendump benötigten Zeitraum vorgegeben ist. Die als Pilotbunche bezeichneten zwei Protonenbündel am Ende einer jeden PETRA–Füllung haben keinen Elektronpartner.

In HERA erreichen die Protonen ihre Endenergie von 820 bzw. 920 GeV. Mit ungefähr 5 bis $7 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Bunch betrug der Strahlstrom in den Da-

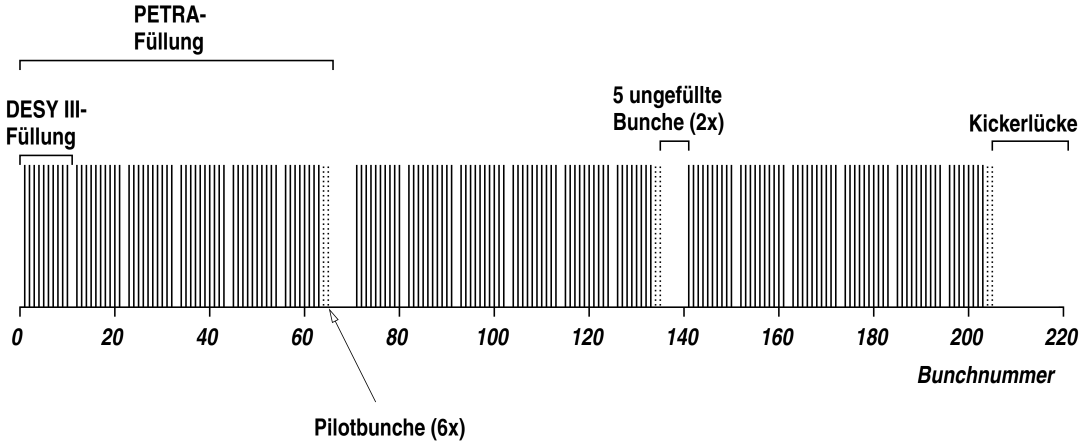

Abbildung 2.2: *Das idealisierte Füllschema des HERA Proton–Ringes. Die hell dargestellten Protonenbündel am Ende eines jeweiligen PETRA–Zuges haben keinen Elektronpartner.*

tennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999 bei einer natürlichen Lebensdauer von mehreren 100 Stunden 70 bis 100 mA. Die Beschleunigung der Protonen wird durch ein 52–MHz–Hochfrequenzsystem und ein zusätzliches 208–MHz–Hochfrequenzsystem zur Reduzierung der Bunchlänge erreicht, deren Halbwertsbreite 10 bis 20 cm beträgt [20]. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Betriebsparameter des Protonen–Speicherringes für die Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999 aufgelistet.

2.1.2 Transversale Teilchenbewegung im Speicherring

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 beschreibt. Diese Größe wird als lokaler Strahlquerschnitt $\sigma(s)$ bezeichnet und ist definiert als

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

Protonenstrahl	
Energie	820 GeV (1997), 920 GeV (1998/1999)
Strahlstrom	70–100 mA
Strahllebensdauer ohne Draht	mehrere 100 h
Strahllebensdauer mit Draht	> 30 h
Umlaufzeit eines Bunches	21,12 μs
Bunchzüge	18
Bunche pro Bunchzug	10
Gefüllte Bunche	180, davon 174 mit Elektronpartner
Protonen pro Bunch	$5{,}1 - 7{,}3 \cdot 10^{10}$
Bunchlänge (FWHM)	10 – 20 cm
Bunchabstand	96 ns
Arbeitspunkt	$Q_x = 31,292$, $Q_y = 31,297$

Tabelle 2.1: *Betriebsparameter des HERA–Ringes für die Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999.*

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

mit s als longitudinaler Ortsvariable. Die Betafunktionen β_x(s) und β_y(s) sind Amplitudenfunktionen, die von der mit dem Ort variierenden transversalen Strahlfokussierung abhängen. Bei der Größe ε handelt es sich um die Emittanz, welche im transversalen Phasenraum die Fläche beschreibt, in der sich die Teilchen bewegen. Die in Gleichung 2.1 auftretenden Größen sind in Tabelle 2.2 an der Stelle des Targets und der im nächsten Abschnitt beschriebenen Kollimatoren für die horizontale und vertikale Richtung aufgelistet.

Die Magnetstruktur eines Beschleunigers, die sich aus Strahlführungs– und Fokussierungsmagneten zusammensetzt, bestimmt die Teilchenbahn und damit die Betafunktionen. In der linearen Strahloptik lassen sich diese und daher die transversale Ausdehnung σ_x(s) und σ_y(s) an jeder Stelle berechnen. 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, so daß der umlaufende Strahl mit der Magnetstruktur in Resonanz geraten kann. 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 Betatronschwingungen ein Teilchen pro Umlauf in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene ausführt. Da in einem Beschleuniger im allgemeinen Multipolfelder vorhanden sind, ergeben sich immer Resonanzen, wenn die Resonanzbedingung

$$mQ = p \qquad \text{, (mit } m,\ p = \text{ganze Zahlen)} \tag{2.3}$$

erfüllt ist[2]. Die Zahl m wird dabei als „Ordnung der Resonanz“ bezeichnet. Die Stärke der Resonanzen nimmt schnell mit der Ordnung ab, so daß beim Betrieb eines Speicherringes im allgemeinen eine endliche Zahl von Resonanzen zu berücksichtigen ist. Beim Betrieb des HERA Protonen–Ringes muß der Arbeitspunkt im wesentlichen so eingestellt sein, daß die Anregung der Resonanzen bis zur 7. Ordnung minimiert wird [21]. Erreicht wird das durch irrationale Werte für Q, die hinreichend weit von diesen Resonanzen entfernt sind. Die beim Betrieb des HERA Protonen–Speicherrings eingestellten Werte für die zwei Arbeitspunkte sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Da der Krümmungswinkel innerhalb der Strahlführungsmagnete vom Impuls eines Teilchens abhängig ist, bewegen sich Teilchen mit einer Impulsabweichung $\Delta p/p \neq 0$ bezüglich eines Sollteilchens nicht mehr auf dem idealen Orbit. Vielmehr schwingen sie um eine durch die Impulsabweichung gegebene Dispersionsbahn. An einer Stelle s, an der die Dispersion $D(s)$ nicht verschwindet, hat ein Teilchen mit Impulsabweichung daher die Gesamtablage

$$x_g = x(s) + x_D(s) = x(s) + D(s)\frac{\Delta p}{p} \ , \tag{2.4}$$

wobei mit $x(s)$ die horizontale Ablage eines Teilchens mit Sollimpuls bezeichnet wird. Aus der Impulsabhängigkeit der Dispersionsbahnen folgt also, daß die Dispersionsbahnen im allgemeinen eine andere Länge haben als der Sollorbit. Damit ist die Umlaufzeit bei Kreisbeschleunigern eine Funktion des Teilchenimpulses und spielt bei der longitudinalen Phasenfokussierung der umlaufenden Teilchen, die in Kapitel 5.2.1 im Zusammenhang mit der Beobachtung des Coasting Beam beschrieben wird, eine wichtige Rolle.

2.1.3 Das Protonkollimatorsystem bei HERA

Das Protonkollimatorsystem [22] wurde installiert, um die HERA Experimente gegen den natürlichen protoninduzierten Untergrund abzuschirmen. Für den Betrieb des HERA–B Experimentes wurde es erweitert, so daß zusätzlich die Protonen abgefangen werden, welche unter großem Winkel im HERA–B Target streuen. Das Kollimatorsystem besteht aus beweglichen Wolframbacken, die horizontal und vertikal um den Protonenstrahl angeordnet sind. Die einzelnen Wolframbacken werden mit einer teilweise automatisierten Steuerung positioniert, nachdem der Speicherring mit Protonen gefüllt und bevor eine Luminositätmeßreihe beginnt. Kontrolliert wird die Bewegung und Positionierung der Kollimatorbacken durch die Messung der unmittelbar hinter den Kollimatoren entstehenden hadronischen Schauer mit kleinen PIN–Dioden.

Das dreistufige Kollimatorsystem gliedert sich in einen Hauptkollimator, zwei Nebenkollimatoren für den Hauptkollimator und zwei Nebenkollimatoren für das

[2] Im allgemeinen Fall der Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Betatronschwingung ergibt sich für die Resonanzbedingung: $mQ_x + nQ_y = p$ (m, n, p = ganze Zahlen)

HERA–B Target. Protonen, die unter kleinen Winkeln sowohl aus dem Material des Hauptkollimators als auch aus dem Target herausstreuen, werden durch die Nebenkollimatoren gezielt absorbiert, bevor sie die anderen Experimente am HERA Speicherring erreichen [23]. Da die Protonen sowohl in Richtung des Strahlkerns als auch nach außen gestreut werden, sind jeweils zwei Kollimatorbacken gegenüberliegend angeordnet.

Die gestreuten Protonen müssen möglichst effizient absorbiert werden. Für die Position der Nebenkollimatoren entlang des Protonenstrahls werden deshalb Stellen gesucht, an denen die gestreuten Protonen die maximale transversale Ablage haben. Daraus ergibt sich der optimale Phasenvorschub $\Delta\Psi_{opt}$ der Nebenkollimatoren bezüglich des Hauptkollimators oder des Targets entlang des Protonenstrahlrohres:

$$\Delta\Psi_{opt} = m\pi \pm arccos\left(\frac{n_{p,t}}{n_s}\right) \tag{2.5}$$

Hierin ist m eine ganze Zahl und $n_{p,t}$, n_s die transversale Position des Hauptkollimators/Targets bzw. der Nebenkollimatoren in Einheiten des Strahlsigmas an den entsprechenden Stellen. Während der Hauptkollimator WR094 sowie die Nebenkollimatoren WL105 und WL150 aus jeweils 4 Backen bestehen, die um 90^o gegeneinander verdreht transversal um den Protonenstrahl angeordnet sind, setzen sich die Nebenkollimatoren WR033 aus zwei vertikal und WL019 aus zwei horizontal gegenüberliegenden Wolframbacken zusammen.

In den Datennahmeperioden des Jahres 1996 und 1997 wurde nachgewiesen, daß dieses Kollimatorsystem die HERA Experimente sehr effektiv von dem Untergrund, der durch die im Target gestreuten Protonen entsteht, abschirmt [24, 25]. Dabei wird die in Abschnitt 2.2.3.3 eingeführte Targeteffizienz, deren Wert unter anderem von transversalen Aperturbegrenzungen abhängt, nicht signifikant reduziert. Das wichtige Ziel, eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz zu erzeugen ohne den Untergrund der anderen HERA Experimente signifikant zu erhöhen, wurde damit erreicht.

Die Position der verschiedenen Kollimatoren bezüglich des Mittelpunktes der in Abbildung 2.1 schematisch dargestellten Experimentierhalle West ist in Tabelle 2.2 für die Datennahmeperioden des Jahres 1997 bei 820 GeV und 1998/99 bei 920 GeV zu finden. Zusätzlich sind mit der β–Funktion, dem Phasenvorschub $\Delta\Psi$ bezüglich des Hauptkollimators, der Dispersion D und dem Strahlsigma σ in horizontaler und vertikaler Richtung einige Strahlparameter an der Stelle der Kollimatoren angegeben. Letzteres wird mit einem Wert von $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 4 \cdot 10^{-9}$ rad m [26, 27] nach Gleichung 2.1 berechnet.

Die Größe $D/\sqrt{\beta}$ ist ein Maß für die zusätzliche transversale Ablage $x_D(s)$ bzw. $y_D(s)$ eines Protons mit Impulsabweichung $\Delta p/p \neq 0$, die aus der Dispersion D an verschiedenen Stellen s des Protonen–Ringes resultiert, da

$$\frac{x_D(s)}{\sigma_x} = \frac{D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p}}{\sqrt{\varepsilon_x \cdot \beta_x(s)}} = \text{Konst.} \cdot \frac{D_x(s)}{\sqrt{\beta_x(s)}} \ . \tag{2.6}$$

Kollimator	KX0,KY0	KY1	Target	KX1	KX2,KY2	KX3,KY3
Position	WR094	WR033	WR009	WL019	WL105	WL150
Datennahmeperiode 1997						
Typ	H		T	N1, T1		N2, (T2)
β_x [m]	130,86		35,04	57,80	154,13	37,21
$\Delta\Psi_x$ [Grad]	0		118,4	157,7	191,2	212,0
D_x [mm]	– 369,0		– 470,2	– 86,5	651,3	516,3
σ_x [μm]	723		374	481	785	386
$\frac{D_x}{\sqrt{\beta_x}}$ [$\sqrt{\mu m}$]	– 32,26		– 79,43	– 11,38	52,46	84,64
Typ	H	N1	T		T1	N2, T2
β_y [m]	80,62	51,22	34,85		102,39	79,85
$\Delta\Psi_y$ [Grad]	0	26,6	61,2		181,8	311,0
D_y [mm]	– 0,2	– 0,7	– 0,9		0,2	1,1
σ_y [μm]	568	453	373		640	565
$\frac{D_y}{\sqrt{\beta_y}}$ [$\sqrt{\mu m}$]	– 0,02	– 0,1	– 0,15		0,02	0,12
Datennahmeperiode 1998/99						
Typ	H		T	N1, T1		N2, (T2)
β_x [m]	128,24		34,70	57,27	154,71	37,56
$\Delta\Psi_x$ [Grad]	0		120,6	159,8	193,7	214,6
D_x [mm]	– 416,0		– 477,0	– 38,0	783,5	586,5
σ_x [μm]	716		373	479	787	388
$\frac{D_x}{\sqrt{\beta_x}}$ [$\sqrt{\mu m}$]	– 36,74		– 80,98	– 5,02	62,99	95,70
Typ	H	N1	T		T1	N2, T2
β_y [m]	82,96	52,32	35,56		102,79	77,85
$\Delta\Psi_y$ [Grad]	0	25,9	59,8		181,4	310,0
D_y [mm]	– 1,0	0,1	0,9		1,1	– 2,2
σ_y [μm]	576	457	377		641	558
$\frac{D_y}{\sqrt{\beta_y}}$ [$\sqrt{\mu m}$]	– 0,11	0,01	0,15		0,11	– 0,25

Tabelle 2.2: *Phasenvorschub $\Delta\Psi$, Betafunktion β, Dispersion D und Strahlsigma σ in der transversalen Ebene an der Stelle der Kollimatoren und des Targets. Das Strahlsigma wird mit einem Wert von $\varepsilon = 4 \cdot 10^{-9}$ rad m berechnet. Für die Typenbezeichnung gilt folgende Konvention: H=Hauptkollimator, T=Target, N1/N2=Nebenkollimatoren für den Hauptkollimator, T1/T2=Nebenkollimatoren für das Target.*

2.2 Das interne HERA–B Target

Aus den in Abschnitt 1.4 genannten Anforderungen an das Target des HERA–B Experiments ergibt sich der Entwurf des Targets, das im folgenden mit seiner Funktionsweise beschrieben wird.

2.2.1 Mechanischer Aufbau des HERA–B Targets

Das Target des HERA–B Experiments besteht aus 8 Drahtbändern, die eine transversale Breite von typischerweise 50 μm haben und in longitudinaler Richtung, d.h. entlang des Strahls, jeweils 500 μm messen. Abweichungen von dieser Geometrie sind in Tabelle A.1 im Anhang explizit angegeben.

Die Targetdrähte sind auf Gabelhalterungen aus Keramik befestigt und werden durch eine Bewegungsmechanik transversal zum Protonenstrahl bewegt. In Abbildung 2.3 ist die Targetanordnung wie sie seit 1996 verwendet wird zu sehen: Die acht dünnen Drahtbänder sind in zwei um 40 mm voneinander separierten Stationen innerhalb des Strahlrohres so angeordnet, daß sie den Strahl vollständig umschließen. Jeder dieser acht Drähte kann unabhängig von den anderen bewegt werden. Diese Maßnahme ermöglicht, daß Vertizes einen großen Abstand voneinander haben, denn durch individuelle Drahtbewegungen werden die Wechselwirkungen auf den Drähten gleichmäßig verteilt. Eine detaillierte Beschreibung der Bewegungsmechanik, ihrer Vermessung und ihrer Funktionsweise findet sich in [28]. Eine Ausnahme der Targetanordnung, wie sie in Abbildung

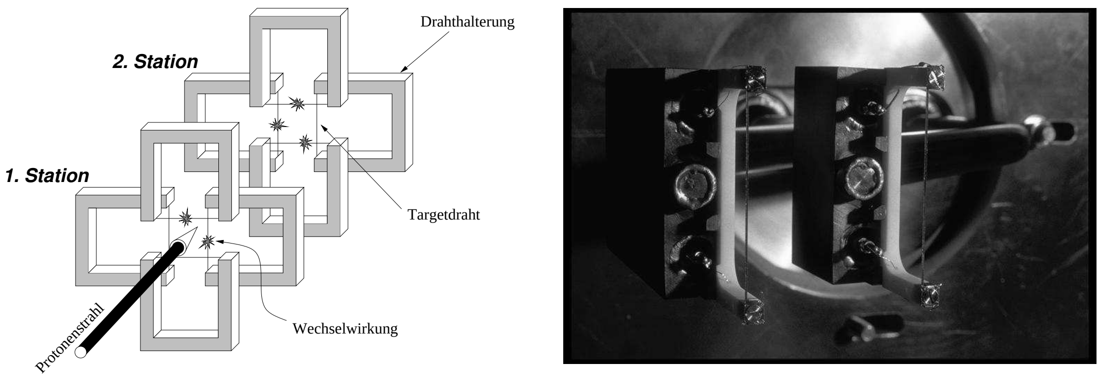

Abbildung 2.3: *Geometrische Anordnung der 8 Drahttargets für das HERA–B Experiment innerhalb des Protonenstrahlrohrs. Das Photo zeigt zwei der eingebauten Targetgabeln aus Keramik, auf denen die Drahtbänder befestigt sind.*

2.3 gezeigt ist, bilden die Meßperioden der Jahre 1998 und 1999 (I). Hier wurden die oberen und unteren Drahtbänder der zweiten Station in einem Winkel von

45^o angeordnet, um damit einerseits Betriebserfahrung zu sammeln und andererseits den Einfluß dieser speziellen Geometrie auf die Vertexrekonstruktion zu untersuchen.

2.2.2 b–Quark Produktion

Der Wirkungsquerschnitt für die b–Quark Produktion wurde unter anderem von zwei Fixed–Target Experimenten am Fermilab bei einer Protonenenergie von 800 GeV gemessen. Beim Experiment E789 wird der Zerfall von $b \to J/\Psi \to \mu^+\mu^-$ in Proton–Gold Wechselwirkungen untersucht. Für den totalen B–Wirkungsquerschnitt ergibt sich hierbei ein Wert von $\sigma(pN \to b\overline{b} + X) = (5{,}7 \pm 1{,}5 \pm 1{,}3)$ nb pro Nukleon [29]. Das Experiment E771 untersucht in Proton–Silizium Reaktionen sowohl den Zerfall von $b \to J/\Psi \to \mu^+\mu^-$ als auch semimyonische Zerfälle von $b/\overline{b}$–Quarks und mißt einen Wert von $\sigma = 42^{+16}_{-13}(stat)^{+7}_{-7}(syst)$ nb pro Nukleon [30] für den totalen $b\overline{b}$–Wirkungsquerschnitt. Aufgrund des durch die verwendeten Detektoren begrenzten kinematischen Bereiches und limitierter Statistik sind beide Messungen mit großen Fehlern behaftet. Vor allem aber weichen sie signifikant voneinander ab. Von großem Interesse sind deshalb theoretische Berechnungen der B–Meson Produktionsrate auf dem Gebiet der perturbativen QCD, mit denen die experimentellen Resultate verglichen werden können.

QCD–Modell der Produktion von b–Quarks

Schwere Quarks können entweder durch Quarkannihilation $q\overline{q} \to b\overline{b}$ oder den Prozeß der Gluonfusion $gg \to b\overline{b}$, der bei der HERA Energie dominieren sollte und mit etwa 85 % zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, erzeugt werden. Berechnet wird die Produktionsrate der schweren Quarks aus dem Produkt der Parton Strukturfunktionen mit einem haronischen Wirkungsquerschnitt, der sich aus dem Leading–Order (LO) Born–Wirkungsquerschnitt der Ordnung α_s^2 und einem Next–To–Leading–Order (NLO) Wirkungsquerschnitt der Ordnung α_s^3 zusammensetzt. Dabei wird über die verschiedenen Partonen summiert und über die invariante Masse des Partonsystems integriert.

Die theoretischen Berechnungen auf der Basis unterschiedlicher QCD–Rechnungen bis zur Ordnung α_s^3, die höhere Ordnungen zum Born–Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung weicher Gluon–Bremsstrahlung und Gluon–Aufspaltung beinhalten, wurden von verschiedenen Gruppen durchgeführt [31, 32, 33, 34, 35]. In Abbildung 2.4 ist der vorhergesagte totale $b\overline{b}$–Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pN \to b\overline{b}+X$ als Funktion der Strahlenergie logarithmisch dargestellt. Für die b–Quark Masse wurde dabei ein Wert von 4,75 GeV angenommen. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit steigender Strahlenergie deutlich zu und ergibt beispielsweise bei der HERA Strahlenergie von 920 GeV einen theoretischen Wert von ungefähr 15 nb. Die absoluten Werte für den $b\overline{b}$–Wirkungsquerschnitt hängen dabei vor allem von den Variationen in der verwendeten effektiven b–Quarkmasse und der Skala der α_s–Berechnungen ab.

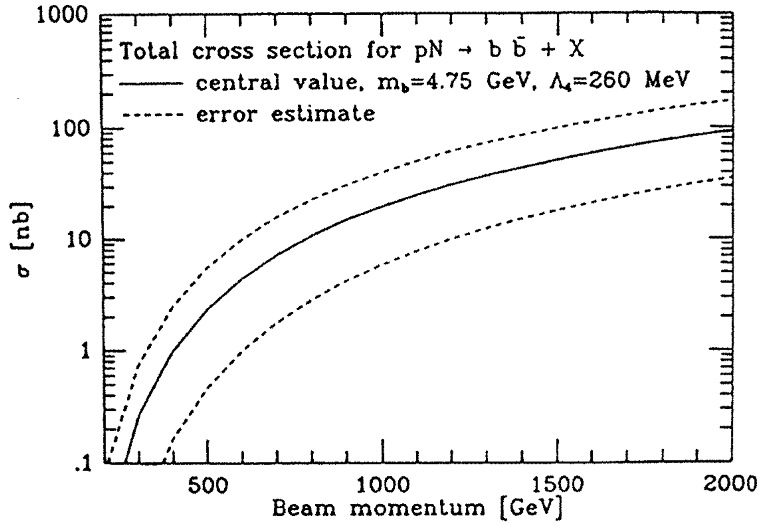

Abbildung 2.4: *Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion* $pN \to b\bar{b} + X$ *mit einer b–Quark Masse von 4,75 GeV. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die theoretischen Unsicherheiten [34].*

Die gestrichelten Linien in dieser Abbildung kennzeichnen die theoretischen Unsicherheiten, die folgende Ursachen haben:

- Die Masse der schweren Quarks. Vorsichtige Abschätzungen ergeben einen Massenbereich von $4{,}5 < m_b < 5{,}0$ GeV für die Masse des b–Quarks.

- Die Größe unbekannter Korrekturen höherer Ordnung. Abschätzungen dieser Unsicherheiten ergeben sich aus Variationen der Renormierungsskala μ_R, von der die Größe der starken Kopplungskonstante α_s und damit der Wirkungsquerschnitt direkt abhängt.

- Die Form der Partonverteilungfunktionen, die stark mit der QCD–Skala Λ korreliert ist.

- Nicht–perturbative Effekte bei der b–Produktion in der Nähe der invarianten Masse $2m_b$ eines $b\bar{b}$–Paares. Dort entstehen nicht–perturbative Kräfte zwischen den schweren Quarks, die sowohl die Verteilung der B–Mesonen als auch die Energieabhängigkeit des totalen b–Wirkungsquerschnitts beeinflussen.

Für den Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen gibt es nur eine begrenzte Anzahl von Experimenten, die Proton–Proton oder Proton–Nukleon Wechselwirkungen zwischen $\sqrt{s} \approx 40$ und 1800 GeV sowie Pion–Nukleon Wechselwirkungen zwischen $\sqrt{s} \approx 24$ und 33 GeV untersucht haben. Da die experimentellen Methoden teilweise erheblich voneinander abweichen, ist in Abbildung 2.5 das Verhältnis des gemessenen zum von Nason, Dawson und Ellis in [34] theoretisch berechneten Produktionsquerschnitt dargestellt. Anzumerken ist in diesem Zusammenhang, daß die Experimente mit einem Pion– und einem Protonenstrahl verschiedene Bereiche des QCD–Modells testen; bei Pion–Nukleon Wechselwirkungen dominiert die Quark–Antiquark Annihilation, während in Proton–Nukleon Wechselwirkungen hauptsächlich der Prozeß der Gluonfusion mit unterschiedlichen Strukturfunktionen und Wirkungsquerschnitten beiträgt.

Innerhalb des durch die gestrichelten Linien gekennzeichneten theoretischen Fehlers und der relativ großen statistischen und systematischen Unsicherheiten der Meßwerte, stimmen die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Daten überein. Nur die Messung von CDF weicht signifikant von der Theorie ab, was auf erhebliche Unsicherheiten bei der Gluonstrukturfunktion bei kleinen Impulsüberträgen zurückgeführt werden kann [36].

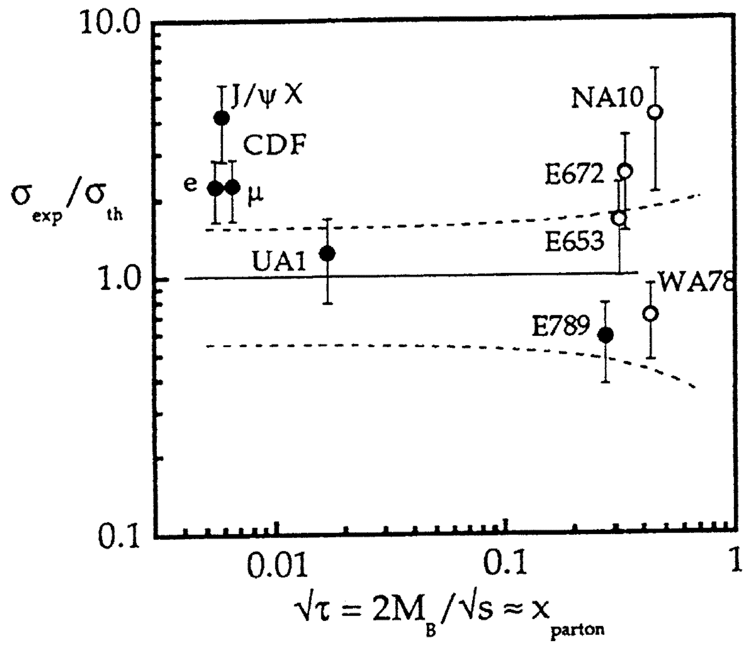

Abbildung 2.5: *Das Verhältnis des gemessenen B–Produktionsquerschnitts zum theoretisch berechneten nach Nason, Dawson und Ellis. Die gestrichelten Linien zeigen die theoretischen Unsicherheiten [34].*

Die A–Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts

Für die Wahl des optimalen Targetmaterials für das HERA–B Experiment ist die Materialabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts und damit der Produktionsrate von großem experimentellen Interesse.

Abbildung 2.6 zeigt die Zusammenstellung der inelastischen Wirkungsquerschnitte, die bei Energien zwischen 60 und 400 GeV in Proton–Kern Wechselwirkungen verschiedener Experimente gemessen wurden. Neben einer geringen Energieabhängigkeit zeigt sich ein nahezu lineares Verhalten der gemessenen Wirkungsquerschnitte über den betrachteten Bereich der Massenzahl A. Zum Vergleich ist eine Extrapolation des totalen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion eines Protons mit einem Wasserstoffatom dargestellt. Mit der dabei angenommenen $A^{0.7}$–Abhängigkeit lassen sich die experimentellen Daten zwar nicht beschreiben, sie zeigen aber, daß Targets mit hoher Massenzahl A für die Erhöhung der Produktionsrate der B–Mesonen von Vorteil sind.

Andererseits wirkt sich ein schweres Targetmaterial nachteilig auf die mittlere Anzahl an geladenen Spuren im Ereignis aus. So wächst die mittlere Teilchenmultiplizität pro Wechselwirkung mit $\overline{n}_{ch} \sim A^{0.2}$ an [38]. Das führt zur Abnahme der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für ein B–Meson. Ein Qualitätskriterium ist daher das Verhältnis zwischen der Anzahl produzierter b–Quarks und der Anzahl der Spuren innerhalb der Detektorakzeptanz pro Wechselwirkung. Für die Erreichbarkeit einer hohen Targeteffizienz werden, wie in Abschnitt 2.2.3.3 gezeigt wird, ebenfalls Targets mit kleiner Massenzahl favorisiert.

2.2.3 Funktionsweise des internen Drahttargets

2.2.3.1 Das Grundprinzip

Während des Betriebs des Protonen–Rings diffundieren aufgrund nichtlinearer Effekte wie Strahl–Strahl und Strahl–Gas Wechselwirkungen ständig Protonen aus dem Strahlkern in die äußeren Bereiche des Strahls[3] und gehen auf den Aperturgrenzen verloren [10, 22, 39]. Nach dem Grundprinzip eines Halotargets werden diese Protonen mit dem Target zur Wechselwirkung gebracht, bevor sie die Aperturgrenzen erreichen. Damit wird die Forderung nach einem geringen Einfluß auf die e/p–Luminosität eingehalten, da Reaktionen mit dem Target nur durch Protonen aus dem Halo erzeugt werden, die im Gegensatz zu Protonen aus dem Strahlkern nicht zur Luminosität beitragen. Auf der anderen Seite müssen die Targetdrähte innerhalb der durch die Kollimatoren definierten Aperturgrenze betrieben werden.

Abbildung 2.7 zeigt in einer vereinfachten Darstellung die Protonendichte ρ in Abhängigkeit vom Abstand r zum Strahlmittelpunkt und macht die Funktionsweise eines solchen Targets verständlich: Die Dichteverteilung der Protonen

[3] Strahlhalo

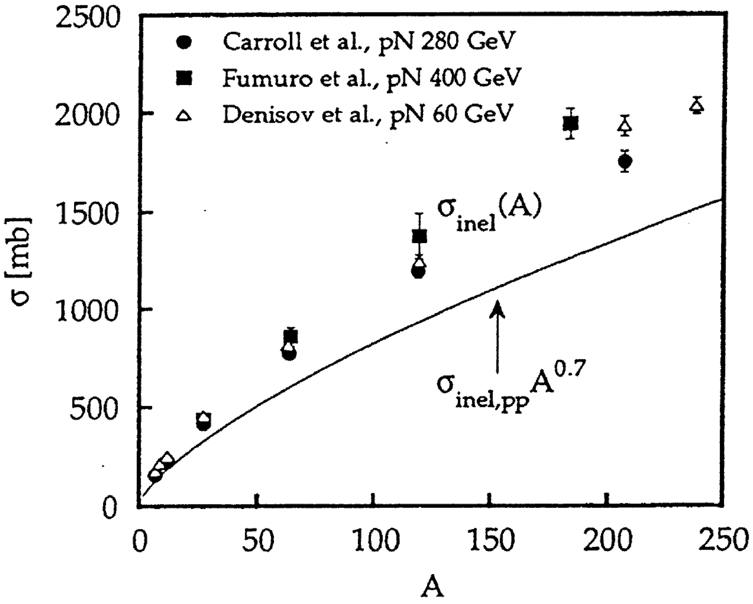

Abbildung 2.6: *Totaler und inelastischer Proton–Nukleon Wirkungsquerschnitt als Funktion der Massenzahl A. Die durchgezogene Linie zeigt zum Vergleich die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion eines Protons mit einem Wasserstoffatom und der dabei angenommenen $A^{0.7}$–Abhängigkeit [37].*

nimmt an der Stelle des Drahtes stark ab, da die nach außen driftenden Protonen mit ihm wechselwirken. Im Gegensatz zu Aperturbegrenzungen wie z.B. den Kollimatoren sind Protonen noch jenseits des Drahtes vorhanden; im Prinzip arbeitet das Halotarget wie ein teilweise durchlässiger Kollimator [11].

Die Wechselwirkungslängen der eingesetzten Targetmaterialien sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Da die Targetdrähte in Strahlrichtung eine typische Breite von $500\,\mu$m haben, müssen die Protonen den Draht mehrere hundert Mal durchqueren, bevor eine Wechselwirkung stattfindet. Die dabei auftretende Vielfachstreuung innerhalb des Targets ist ein wichtiger Prozeß, der sich unter anderem auf die Effizienz des Targets auswirkt und deshalb im nächsten Abschnitt näher erläutert wird.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Drahtdurchquerung wird mit folgenden Annahmen am Beispiel eines vertikal orientierten Targets, das sich an einer Position mit der Betatronamplitude T befindet, abgeschätzt. Ein Haloproton mit der Betatronamplitude W > T führt horizontale Betatronschwingungen mit der Betatronphase $\phi(t)$ zwischen +W und –W aus und besitzt nach t Umläufen an der

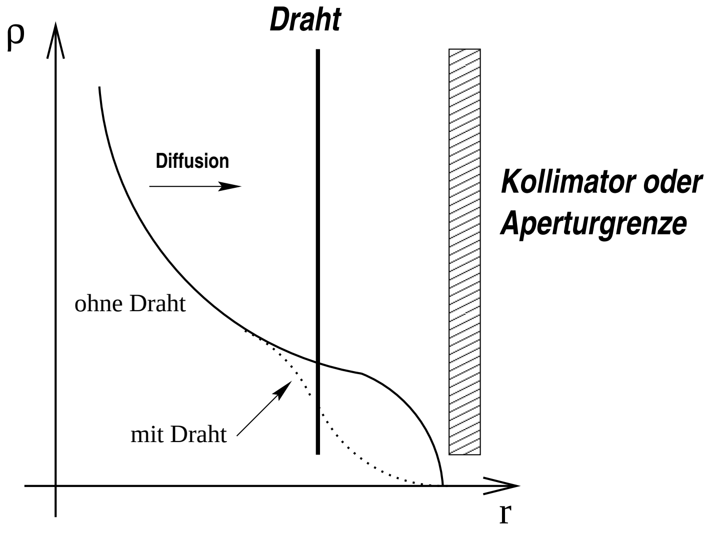

Abbildung 2.7: *Die Protonendichte als Funktion des Abstandes vom Strahlmittelpunkt mit (durchgezogene Linie) und ohne Draht (gepunktete Linie). Der Prozeß der Diffusion wird im Text erklärt.*

Stelle des Targets eine Ablage von

$$x(t) = W \cdot sin(\phi(t)) \qquad , -\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2} \tag{2.7}$$

Die Phase $\phi(t)$ ist dabei abhängig vom Arbeitspunkt Q_x des Proton–Ringes:

$$\phi(t) = \phi_0 + n \cdot 2\pi Q_x \tag{2.8}$$

Da Q_x eine irrationale Zahl ist, ändert sich die Betatronphase von Umlauf zu Umlauf und nimmt nach einer Zeit, die klein gegenüber der Lebensdauer des Haloprotons ist, gleichwahrscheinlich beliebige Werte an.

Aus Gleichung 2.7 ergibt sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Protons zwischen +W und –W zu

$$P(x) = \frac{1}{\pi}\frac{d\phi(t)}{dx} = \frac{1}{\pi\sigma_x}(W^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} \ , \tag{2.9}$$

die auf 1 normiert ist. Die Betatronamplitude W bzw. x wird dabei in Einheiten des horizontalen Strahlsigmas σ_x angegeben. Unter der Annahme, daß ein horizontal orientierter Targetdraht in einer Entfernung $T \leq W$ vom Strahlkern entfernt positioniert ist, ergibt sich mit einer transversalen Breite des Targetdrahtes $\delta_x \ll 2W$ die Wahrscheinlichkeit für eine Drahtdurchquerung pro HERA–Umlauf näherungsweise zu

$$\frac{dN}{dt} \approx \delta_x P(x = T) = \frac{\delta_x}{\pi\sigma_x}(W^2 - T^2)^{-\frac{1}{2}} \ . \tag{2.10}$$

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.8a zusammen mit der Aperturgrenze und der Position eines Targetdrahtes die Trajektorien von Teilchen mit unterschiedlichen Betatronamplituden im horizontalen Phasenraum dargestellt. Während sich Protonen noch außerhalb des Targetdrahtes aufhalten können, bestimmt die Apertur die maximal mögliche transversale Ablage der Protonen (vgl. Abbildung 2.7). Für die in Abbildung 2.8a dargestellten festen Betatronamplituden zeigt Teil b dieser Abbildung die nach Gleichung 2.10 berechnete Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit gegebener Betatronamplitude $x = W$ horizontale Positionen zwischen $+W$ und $-W$ einnimmt. Danach ist die Wahrscheinlichkeit für einen Drahttreffer an der Stelle $x = T$ des Targetdrahtes am größten und nimmt für Protonen mit größerer Betatronamplitude ab. Für Teilchen mit einer transversalen Ablage, die kleiner ist als die Position des Targetdrahtes ist die Trefferwahrscheinlichkeit 0. Deshalb kann das Target nur von Protonen getroffen werden, die eine der Drahtposition entsprechende Betatronamplitude erreicht haben.

In Abbildung 2.9 ist die Wahrscheinlichkeit für eine Drahtdurchquerung als Funktion der Betatronamplitude W des Haloprotons für drei verschiedene Drahtpositionen T dargestellt. Für δ_x wurde die Drahtbreite von 50 μm und für das horizontale Strahlsigma σ_x ein Wert von 400 μm gewählt. Es zeigt sich, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Drahtdurchquerung pro HERA Umlauf im Prozentbereich liegt und der Draht damit im Mittel nach etwa 100 Umläufen einmal getroffen wird. Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung der Wechselwirkungslängen der verwendeten Targetmaterialien für die Beobachtung einer Drahtwechselwirkung eine Zahl von mehreren 10.000 HERA Umläufen und somit typische Zeiträume von im Mittel 1–2 Sekunden [40]. Aufgrund der Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Betatronschwingung des Haloprotons, die in diesem einfachen Modell nicht berücksichtigt ist, verringert sich der Zeitraum für eine Wechselwirkung [41]. Die Kopplung beschreibt für alle Protonen den Einfluß der Bewegung im horizontalen Phasenraum auf diejenige im vertikalen Phasenraum und umgekehrt. Die Teilchenbewegung in beiden Phasenräumen ist im Falle einer von Null verschiedenen Kopplung daher nicht mehr unabhängig berechenbar.

Diffusionseffekte treten auf, wenn die Haloprotonen innerhalb eines vergleichbaren Zeitraums eine Driftstrecke zwischen Target und Aperturgrenze zurücklegen, die dem Abstand zwischen Target und Aperturgrenze entspricht. Die Protonen könnten dann vor der Reaktion mit dem Target verlorengehen. In [22] wurden in einem charakteristischen Targetabstand von $4\,\sigma$ zum Strahlmittelpunkt Werte von 0,01–1 σ/s für die Driftgeschwindigkeit der Protonen gemessen. Bei einer Kollimatorstellung von beispielsweise $8\,\sigma$ relativ zum Strahlmittelpunkt würden in diesem Fall diffusionsbedingte Effekte nicht erwartet. Die Situation ändert sich aber bei größeren Abständen der Targetdrähte zum Strahlmittelpunkt, wo die Diffusionsgeschwindigkeiten stark zunehmen [42] und die Effizienz des HERA–B Targets somit maßgeblich einschränken.

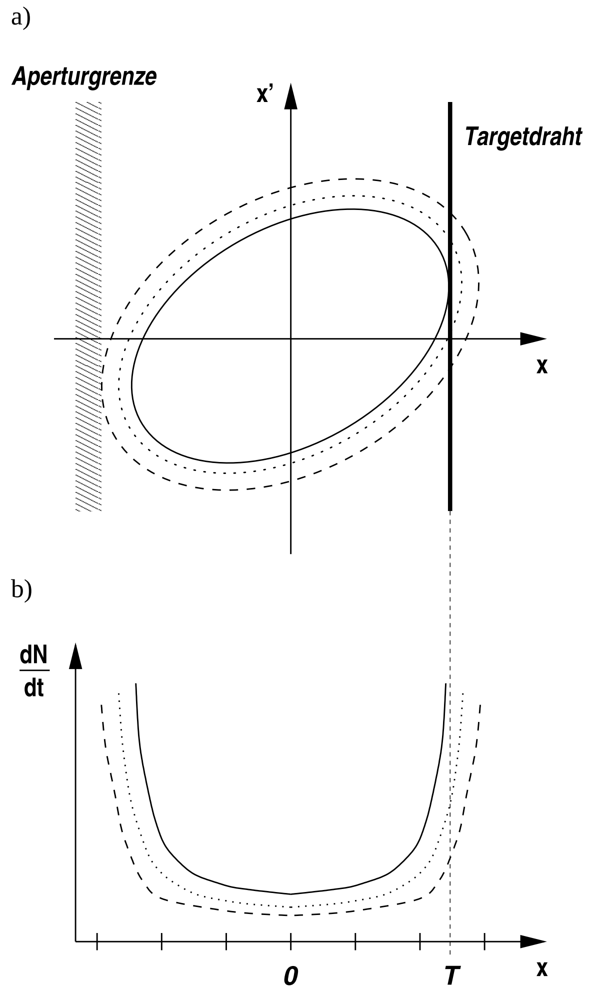

Abbildung 2.8: *a) Trajektorien für Teilchen mit unterschiedlichen Betatronamplituden im horizontalen Phasenraum. b) Wahrscheinlichkeit, Teilchen mit den Betatronamplituden aus a) an verschiedenen transversalen Orten x zu finden. Als Beispiel ist ein Target an der Position $x = T$ eingezeichnet.*

2.2.3.2 Vielfachstreuung im Targetdraht

Jedesmal, wenn ein Proton den Targetdraht durchquert, wird es durch Vielfachstreuung von seiner Sollbahn abgelenkt. Bevor es zu einer Wechselwirkung kommt, wird die Betatronamplitude W des Haloprotons deshalb aufgeweitet. Für den mittleren Streuwinkel Θ_{SC} des Protons pro Wechselwirkungslänge ergibt sich

$$\langle \Theta_{SC}^2 \rangle \approx \left(\frac{14 \text{ MeV}}{E} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_I}{X_0} \ , \tag{2.11}$$

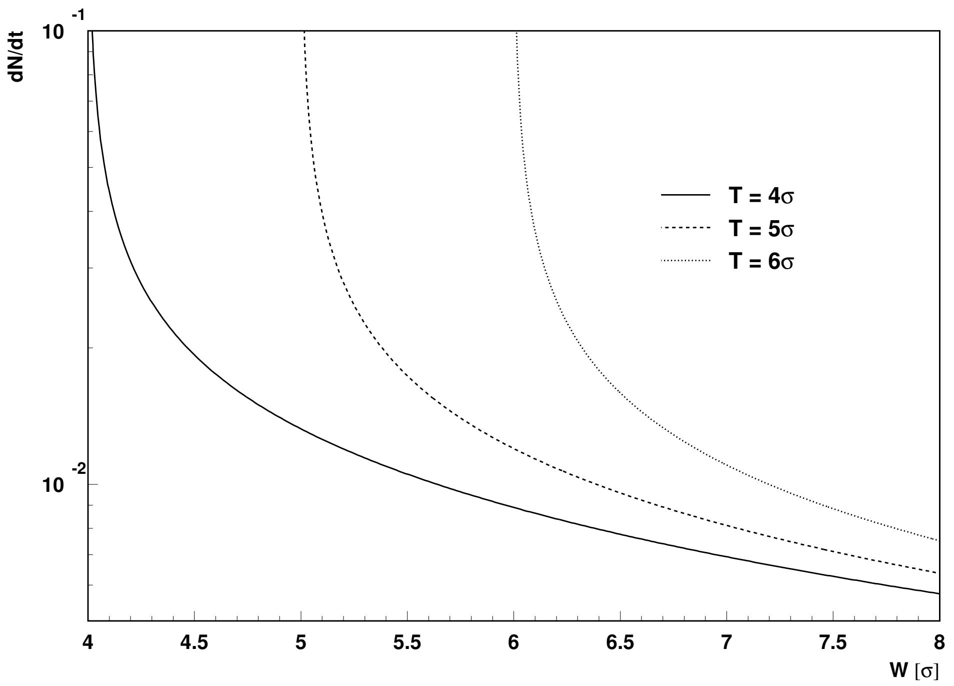

Abbildung 2.9: *Die nach Gleichung 2.10 berechnete Wahrscheinlichkeit eines Drahttreffers innerhalb eines HERA Umlaufs als Funktion der Betatronamplitude W in Strahlsigma für verschiedene Drahtpositionen H bezüglich des Strahlmittelpunktes.*

mit dem Quotienten aus Wechselwirkungs– und Strahlungslänge, der in Tabelle 2.3 für die verschiedenen Targetmaterialien bei einer Strahlenergie von 920 GeV angegeben ist. Mit der β–Funktion an der Stelle des Targets von ungefähr 35 m läßt sich daraus gemäß

$$(\Delta W)^2 = \beta^2 \cdot \langle \Theta_{SC}^2 \rangle \tag{2.12}$$

die mittlere effektive Strahlaufweitung berechnen, die zum Quadrat der Betatronamplitude W der Haloprotonen addiert werden muß. Bei Vergleich dieses Wertes mit der Strahlbreite von $\sigma = 400\,\mu$m an der Stelle des Targets ergibt sich daraus beispielsweise eine mittlere effektive Strahlaufweitung von 1,9 σ für ein Kohlenstoff– und 4,3 σ für ein Kupfertarget.

2.2.3.3 Die Targeteffizienz

Mit dem HERA–B Target sollen möglichst viele Protonen, die dem Speicherring verlorengehen, zur Reaktion gebracht werden. Um die geforderte Wechselwirkungsrate zu erreichen, sollte das Verhältnis von Wechselwirkungsrate R_{WW} zu

Targetmaterial	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
Z	6	13	22	26	29	74
A	12,01	26,98	47,88	55,85	63,55	183,85
λ_I [cm]	38,1	39,4	27,5	16,8	15,1	9,6
X_0 [cm]	18,8	8,9	3,56	1,76	1,43	0,35
λ_I/X_0	2,03	4,43	7,72	9,55	10,56	27,43
$\langle\Theta_{SC}\rangle$ [μrad]	21,68	32,03	42,28	47,03	49,45	79,70
$< dE/dx > \cdot \lambda_I$ [MeV]	151	172	184	192	190	212
$< dE/dx > \cdot 500\,\mu$m [keV]	198	218	335	571	629	1104

Tabelle 2.3: *Kernladungszahl Z, Massenzahl A, Wechselwirkungslänge λ_I und Strahlungslänge X_0 der verwendeten Targetmaterialien. Aus dem Verhältnis von Wechselwirkungs– zur Strahlunglänge ergibt sich nach Gleichung 2.11 der mittlere Streuwinkel $\langle\Theta_{SC}\rangle$ durch Vielfachstreuung im Target. Der mittlere Energieverlust im Target für eine Wechselwirkungslänge und eine einzelne Drahtdurchquerung ist ebenfalls angegeben [5].*

Verlustrate $R_{Verlust}$ des Protonen–Ringes nicht unter 50 % liegen. $R_{Verlust}$ berechnet sich aus der Änderung der Teilchenzahl bzw. des Stromes pro Zeiteinheit

$$R_{Verlust} = \frac{dN_P}{dt} = \frac{dI_P}{dt} \cdot \frac{t_{Uml}}{e} = 1.32 \cdot 10^{11} \frac{dI_P[\mathrm{mA}]}{dt} , \qquad (2.13)$$

mit $t_{Uml} = 21{,}12\ \mu$s als Zeit für den Umlauf eines Protons und der Elementarladung e.

Eine Größe, die das Verhältnis von Wechselwirkungsrate zur Verlustrate angibt, ist die Targeteffizienz ε_T. Sie beschreibt die Qualität des Targets und gibt an, wieviel Prozent der Protonen, die der Maschine verlorengehen, mit dem Target reagieren:

$$\varepsilon_T = \frac{R_{WW}}{R_{Verlust}} . \qquad (2.14)$$

Mit der Lebensdauer der Protonen im Strahl

$$\tau_P = \frac{I_P}{dI_P/dt} \qquad (2.15)$$

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

$$\boxed{\varepsilon_T = 2.727 \cdot 10^{-8} \frac{\tau_P[\mathrm{h}]}{I_P[\mathrm{mA}]} \cdot R_{WW}} \qquad (2.16)$$

berechnen.

Limitiert wird die Targeteffizienz zum einen durch die Diffusion der Protonen. Zusätzliches Targetmaterial und die Vergrößerung der Targetabmessungen kann diesen Effekt ausgleichen, da die Protonen dann schneller absorbiert werden. Der dominierende Effekt ist allerdings die in Abschnitt 2.2.3.2 beschriebene Vielfachstreuung, die zur Aufweitung des Strahls führt: Falls die effektive Strahlaufweitung im Bereich des Abstandes von Drahttarget und Aperturgrenzen liegt, nimmt die Effizienz des Targets für Drahtwechselwirkungen signifikant ab, da ein großer Anteil der Protonen vor einer Wechselwirkung auf den Aperturgrenzen verloren geht. Nach Gleichung 2.11 und 2.12 sind leichte Targetmaterialien und eine kleine β–Funktion in Hinblick auf eine Minimierung der Vielfachstreuung daher von Vorteil.

Um diese und weitere Abhängigkeiten der Targeteffizienz wie zum Beispiel von Maschinenparametern zu untersuchen, wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, mit dem die Auswirkungen auf die Effizienz des HERA–B Targets ermittelt wurden [40, 43]. Als Beispiel zeigt Abbildung 2.10a die simulierte Targeteffizienz als Funktion des Drahtabstandes vom Strahlmittelpunkt in σ für drei verschiedene Drahtmaterialien und zwei unterschiedliche Kollimatorpositionen als Aperturgrenze. Die Abmessung der Targets entspricht dabei der typischen Abmessung der im Zählratenexperiment eingesetzten Drähte. Die Driftgeschwindigkeit wurde mit $1\,\sigma/s$ als konstant angenommen. Die Kopplung beträgt in diesem Beispiel 0,01. Es ist deutlich zu sehen, daß die Targeteffizienz mit zunehmendem Abstand zur Apertur zunimmt. Gleichzeitig bewirkt eine vergleichsweise enge Apertur von $7\,\sigma$, die durch die gefüllten Symbole gekennzeichnet ist, eine Verringerung der Targeteffizienz. In diesem Beispiel ist außerdem zu erkennen, daß die Targeteffizienz mit dem Targetmaterial variiert. Aufgrund des Einflusses der Vielfachstreuung haben Targets wie Kohlenstoff mit kleiner Massenzahl A eine größere Targeteffizienz.

Die theoretischen Ergebnisse werden durch Meßergebnisse vielfach bestätigt [44]. Abbildung 2.10b zeigt als Beispiel die Targeteffizienz für eine Meßreihe aus der Datennahmeperiode des Jahres 1996. In dieser Messung wurde die Targeteffizienz für drei unterschiedliche Targetmaterialien, die denen der Simulation in Teil a dieser Abbildung entsprechen, gemessen. Die Materialabhängigkeit der Targeteffizienz ist deutlich zu sehen. Da in diesem Betriebsjahr noch keine Daten des Vertexdetektors vorlagen, konnte die Drahtposition nicht direkt gemessen werden. Deshalb ist die Targeteffizienz in dieser Abbildung als Funktion der Wechselwirkungsrate dargestellt, die mit abnehmendem Abstand des Targets zum Strahlmittelpunkt zunimmt und deshalb indirekt die Targetposition wiedergibt.

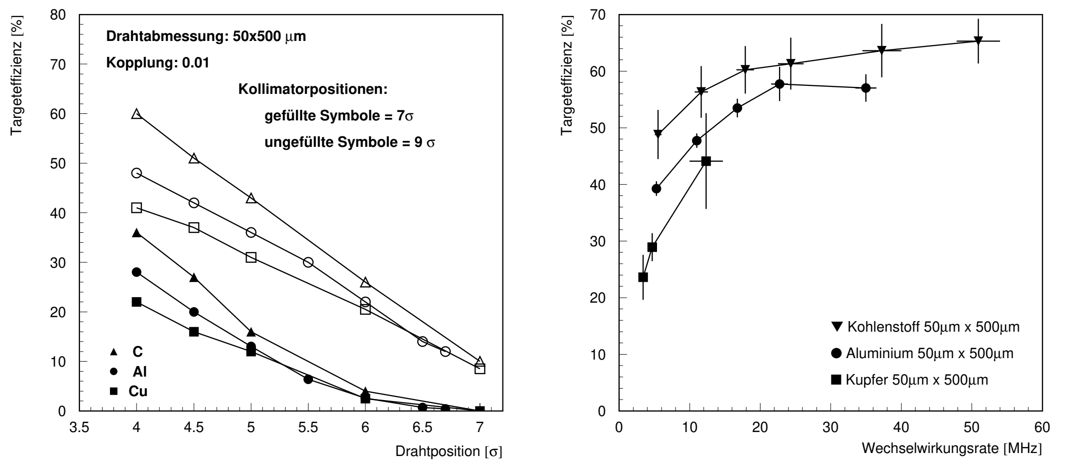

Abbildung 2.10: *a) Simulierte Targeteffizienz als Funktion des Drahtabstandes zum Strahlmittelpunkt für drei verschiedene Targetmaterialien und zwei unterschiedliche Kollimatorpositionen [40]. b) Gemessene Targeteffizienz als Funktion der Wechselwirkungsrate für dieselben Targetmaterialien wie in a).*

2.3 Der HERA–B Detektor

Der HERA–B Detektor wird als Vorwärtsspektrometer zum Nachweis des in Kapitel 1 beschriebenen goldenen Zerfalls betrieben. Dabei läßt sich der gesamte Detektor, der in Abbildung 2.11 in der Seitenansicht schematisch dargestellt ist, in drei Systeme unterteilen:

- Das Spurkammersystem mit dem Vertexdetektor direkt hinter dem Target, den inneren Spurkammern dicht am Strahlrohr und den äußeren Spurkammern, die sich an den Vertexdetektor anschließen, vermisst die Flugbahn der erzeugten Teilchen. Als letzte Komponente dieses Systems befindet sich eine äußeren Spurkammer direkt vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Aus der Krümmung der gefundenen Spuren innerhalb des Magnetfeldes wird außerdem der Impuls der Teilchen bestimmt.

- Im Teilchenidentifikationssystem, das sich aus dem Ringbild–Čerenkovzähler, dem Übergangsstrahlungsdetektor, dem Myon–Detektorsystem und dem elektromagnetischen Kalorimeter zusammensetzt, werden die Teilchen identifiziert.

- Innerhalb des vierstufigen Triggersystems wird die Entscheidung für ein interessantes Ereignis in Echtzeit getroffen und die Ereignisrate von 10 MHz auf 20 Hz reduziert. Die Daten interessanter Ereignisse werden danach zur späteren Analyse auf Magnetband geschrieben.

Der Nullpunkt des HERA–B Koordinatensystems wird durch die Position des HERA–B Targets festgelegt. Im HERA–Koordinatensystem, mit dem Mittelpunkt der Experimentierhalle West als Nullpunkt, ist es bei WR009 installiert. Die beiden Koordinatensysteme unterscheiden sich außerdem durch eine entgegengesetzte Orientierung der z–Achse. In Abbildung 2.11 ist das HERA–B Koordinatensystem eingezeichnet.

Die einzelnen Komponenten des HERA–B Detektors werden mit ihren Eigenschaften in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.

2.3.1 Das Spursystem und die Impulsbestimmung

Aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate müssen die Komponenten des Spursystems vor allem strahlenhart sein. Außerdem wird wegen der hohen Teilchendichten eine hohe Granularität gefordert. Dabei muß die Segmentierung hauptsächlich in Strahlnähe sehr fein sein.

Der Vertexdetektor

Der erste Detektor hinter dem Target ist das Vertexdetektor–System, das sich aus $5\times7\,\mathrm{cm}^2$ großen doppelseitigen Siliziumstreifenzählern zusammensetzt. Dabei bilden 2 dicht hintereinanderliegende Halblagen aus jeweils 4 Quadranten von Siliziumdetektoren eine sogenannte Superlage. Abbildung 2.12a zeigt die geometrische Anordnung dieser Superlagen um den Protonenstrahl. Sie sind zusammen mit den acht Targetdrähten in einem 2,20 m langen Vakuumtank untergebracht und vermessen die Spur geladener Teilchen mit hoher Präzision. Um eine dreidimensionale Spurrekonstruktion zu ermöglichen, sind die zwei Halblagen einer Superlage um jeweils 5^o gegeneinander verdreht.

In Abbildung 2.12b ist der Vakuumtank in der Seitenansicht schematisch dargestellt. Er besteht aus einem runden Stahlkörper, der sich auf halber Länge trichterförmig aufweitet, und ist damit der Detektorakzeptanz von 10–250 mrad angepaßt. Mit seiner geometrischen Form stellt der Vertextank einen Hohlraumresonator dar, der den Beschleunigungsprozeß für die Protonen stört. Deshalb ist eine Hochfrequenzabschirmung eingebaut, die einen Großteil der influenzierten Spiegelströme aufnimmt [45].

Die radial beweglichen Detektormodule sind innerhalb des Vertextanks installiert und können bis zu 10 mm an den Protonenstrahl heranbewegt werden. Dadurch wird eine große geometrische Akzeptanz für Drahtwechselwirkungen erreicht. Da die verwendeten Siliziumstreifendetektoren aber nicht unter den Vakuumbedingungen des Protonen–Ringes betrieben werden können, befinden sie sich im Sekundärvakuum abgeschlossener Aluminiumkappen, die aufgrund des

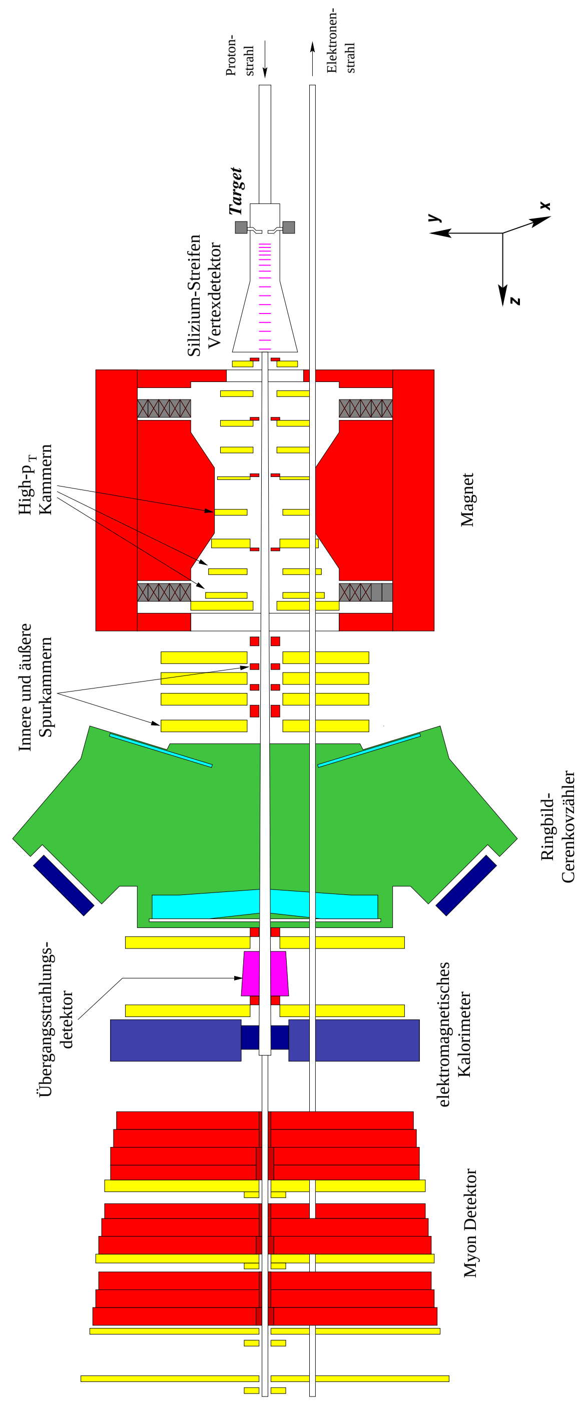

Abbildung 2.11: *Seitenansicht des HERA–B Detektors. Die verschiedenen Detektorkomponenten werden im Text beschrieben.*

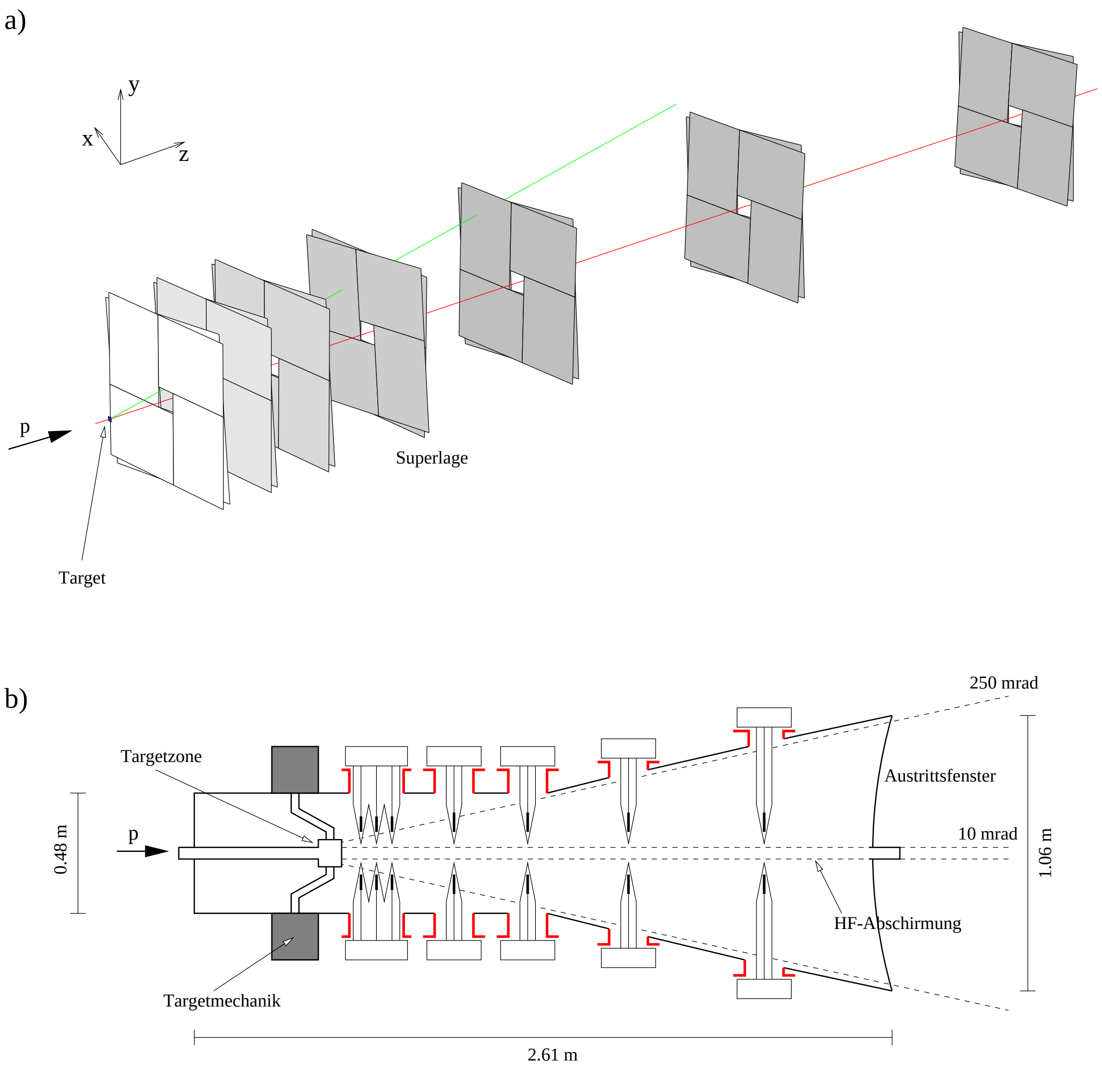

Abbildung 2.12: *a) Schematische Darstellung des Vertexdetektors in der Seitenansicht. b) Geometrische Anordnung der Superlagen entlang des Protonenstrahlrohres.*

Sekundärvakuums eine Wandstärke von nur 120 bis 150 μm besitzen. Durch diese Maßnahmen wird der Einfluß der Vielfachstreuung auf die Detektorauflösung, die 20 bis 30 μm in horizontaler und 500 μm in longitudinaler Richtung beträgt [46], minimiert.

Die Detektoren einer Superlage sind außerdem lateral beweglich. Damit ist es möglich, die geometrische Anordnung der Detektormodule zu ändern und die lokale Strahlenbelastung durch den hohen Teilchenfluß während der Datennahme zu verteilen.

Die auf den Siliziumstreifen gesammelte Ladung wird von ladungsempfindlichen Vorverstärkern und nachgeschalteten Pulsformern in ein Spannungssignal umgewandelt. Dabei ist die Höhe des analogen Signals ein Maß für die gesamte Ladung, die auf den Vorverstärker eingekoppelt wurde und damit der entscheidende Indikator für die Existenz eines Treffers. Für den anschließenden Speichervorgang des Spannungssignals in den Zwischenspeicher (Pipeline) steht der Elektronik ein Zeitraum von 60 ns zur Verfügung, der von einem Digitalsignal entsprechender Länge gesteuert wird. Der Speichervorgang ist dem zeitlichen Abstand der Protonenbunche von 96 ns angepaßt und beginnt zu dem Zeitpunkt, an dem ein Protonenbunch das HERA–B Target passiert. Für Drahtwechselwirkungen, die mit den Protonenbunchen zeitlich nicht korreliert sind, ergeben sich daraus folgende Konsequenzen:

- Für Drahtwechselwirkungen, die Teilchendurchgänge durch den Silizium–Vertexdetektor nach dem Start des Speichervorgangs hervorrufen, wird die Signalhöhe reduziert, da für den Speichervorgang dieser Signale weniger als 60 ns zur Verfügung stehen.

- Für Drahtwechselwirkungen, die Teilchendurchgänge durch den Silizium Vertexdetektor vor dem Start des Speichervorgangs hervorrufen, werden die Spannungssignale dem falschen Protonenbunch zugeordnet, da das bereits anliegende Signal erst dann gespeichert wird, wenn der nächste Speichervorgang erfolgt.

Der HERA–B Magnet und das High–p_T–System

Zur Impulsbestimmung werden geladene Teilchen im Magnetfeld des im HERA–B Experiment verwendeten 580 Tonnen schweren Dipolmagnet abgelenkt. Mit einem Abstand von 4,5 m des Magnetmittelpunkts vom Target schließt er sich direkt an das Vertexdetektor–System an. Innerhalb dieser Strecke zerfallen 85 % der K_S^0–Mesonen aus dem goldenen Zerfall. Die integrierte Feldstärke des HERA–B Magneten von 2,2 Tm erlaubt für den goldenen Zerfall eine B–Massenauflösung von $\Delta M = 8\,\mathrm{MeV}/c^2$ [16]. Außerdem bestimmt die Feldstärke die geometrische Akzeptanz von 50 % für die Zerfallsprodukte des $\mathrm{J}/\Psi K_S^0$–Systems.

Innerhalb des Magneten sind die sogenannten „High–p_T“–Kammern eingebaut. Hierbei handelt es sich um Gasdetektoren, die entweder als Gaspixel–Kammern oder als Straw–Tube–Kammern ausgelegt sind [16]. In diesen Gasdetektoren werden geladene Teilchen mit großem Streuwinkel nachgewiesen, die einen großen Krümmungsradius besitzen. Geladene Teilchen mit diesen Eigenschaften besitzen einen hohen Transversalimpuls p_T und sind das Zerfallsprodukt schwerer Teilchen wie beispielsweise der B–Mesonen. Neben einer Erweiterung des Triggers vergrößern diese Kammern den zugänglichen Bereich der B–Physik. So kann zum Beispiel der Zerfall $B^0 \to \pi^+\pi^-$ identifiziert werden, aus dem unter anderem der Winkel α des Unitaritätsdreiecks bestimmt wird.

Eine besondere Anforderung an die Konzeption des HERA–B Magneten stellt das Elektronenstrahlrohr, das, wie Abbildung 2.11 zeigt, durch den Detektor hindurchgeführt wird. Um eine Impulsablenkung oder eine Polarisationsänderung der Elektronen im Magnetfeld des HERA–B Magneten zu vermeiden, wurde eine Kompensationsspule integriert, die das Dipolfeld innerhalb des Elektronenstrahlrohrs abschirmt [47, 48].

Das innere und äußere Spurkammersystem

Die Spuren geladener Teilchen im und hinter dem Magneten werden mit Hilfe von Gasdetektoren vermessen, wobei abhängig vom transversalen Abstand R zum Strahlrohr zwei unterschiedliche Technologien Anwendung finden. Da die Zahl der Teilchen pro Flächeneinheit mit $1/R^n$ (n=1,5...2) abnimmt, werden im Bereich von 6 bis 25 cm um das Strahlrohr Gas Mikrostreifenzähler[4] eingesetzt, die zum einen strahlenhart sind und zum anderen mit einem Streifenabstand von 300 μm eine hohe Granularität besitzen. Damit wird eine nominelle Auflösung von weniger als 100 μm in horizontaler und etwa 1 mm in vertikaler Richtung [16] erreicht.

Abbildung 2.13 zeigt den Aufbau der im HERA–B Experiment verwendeten GEM[5]–MSGCs, die das **innere Spurkammersystem** bilden. Sie bestehen aus einem 400 μm dicken Glassubstrat, auf dem Goldstreifen als Kathoden und Anoden aufgebracht sind. In einem Abstand von 5,8 mm über dem Substrat befindet sich die Driftelektrode, die aus einer kupferbeschichteten Kaptonfolie besteht und auf ein Deckglas aufgeklebt ist. Eine Besonderheit dieser Gas Mikrostreifenzähler bildet die sogenannte GEM–Folie, die zwischen Driftelektrode und Anoden– bzw. Kathodenstreifen in das Gasvolumen gespannt wird. Dabei handelt es sich um eine gelochte, 50 μm dicke Kaptonfolie, die beidseitig mit 7 μm dickem Kupfer beschichtet ist. Zwischen den beiden Metallschichten wird eine Spannung U_{GEM} angelegt, so daß in den Löchern ein Bereich hoher Feldstärke entsteht. Der Verlauf der Feldlinien innerhalb der MSGC ist in Abbildung 2.13 ebenfalls angedeutet. Damit wird die benötigte Gasverstärkung mit einer gegenüber konventionellen MSGCs wesentlich niedrigeren Spannung U_{AK} erreicht. Die Wahrscheinlichkeit für hadronisch induzierte Gasentladungen, die bei herkömmlichen MSGCs ohne GEM–Folie zu Funkenüberschlägen führten und die Anoden zerstörten [49], konnte somit erheblich reduziert werden.

Die einzelnen Gaszähler sind $25 \times 25\,\text{cm}^2$ groß und ähnlich wie beim Vertexdetektor in Superlagen angeordnet. Beim inneren Spurkammersystem variiert die Anzahl der Lagen in einer Superlage zwischen drei und acht. In jeder Superlage befindet sich mindestens ein Gasdetektor mit senkrechten Streifen sowie zwei weitere, die um $+5^o$ bzw. -5^o gegeneinander verdreht sind. Wie in Abbildung 2.11

[4] Micro Strip Gas Chamber, MSGC

[5] **G**as **E**lectron **M**ultiplier

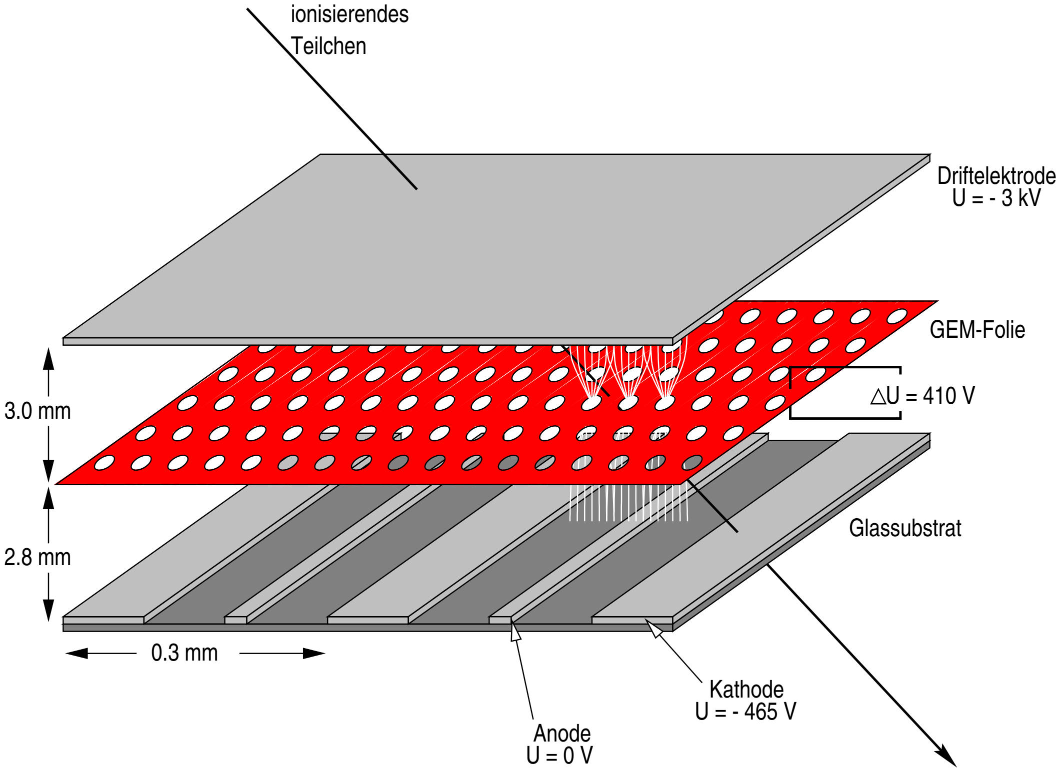

Abbildung 2.13: *Schematische Darstellung der im HERA–B Experiment verwendeten GEM–MSGC.*

zu sehen ist, befinden sich vier der insgesamt 10 Superlagen des inneren Spurkammersystems innerhalb des Magneten, sowie vier zwischen Magnet und Ringbild–Čerenkovzähler und zwei weitere zwischen Ringbild–Čerenkovzähler und dem elektromagnetischen Kalorimeter.

Da in der Ausleseelektronik des inneren Spurkammersystems derselbe Chipsatz verwendet wird wie für die der Siliziumstreifenzähler des Vertexdetektors, ergeben sich für Drahtwechselwirkungen, die mit den Protonenbunchen zeitlich nicht korreliert sind, die gleichen Effekte bei der Spurrekonstruktion wie für die der Siliziumstreifenzähler.

In einem größeren Abstand vom Strahlrohr werden die Driftkammern des **äußeren Spurkammersystems** eingesetzt, das 95% aller Spuren registriert und sich über einen Bereich von 11,10 m entlang der Strahlachse erstreckt. Die einzelnen Komponenten sind in Abbildung 2.14 dargestellt. Aus den wabenförmigen Driftzellen, deren Aufbau und Funktionsweise in Abbildung 2.14c im Querschnitt gezeigt ist, setzen sich die einzelnen Kammerlagen zusammen. Sie sind als Doppellagen oder als Einzellagen ausgelegt. Aus mindestens drei dieser Kammerlagen, die ähnlich dem inneren Spursystem gegeneinander verdreht sind, setzen sich die

Superlagen des äußeren Spurdetektors zusammen. Der Stereowinkel von ungefähr 4,5^o ist dabei etwas geringer als beim inneren Spurdetektor. Die Struktur einer Superlage zeigt der vergrößerte Ausschnitt in Abbildung 2.14b. In diesem Beispiel wird die Superlage aus zwei Einzellagen und einer Doppellage gebildet, die zwischen den Einzellagen angeordnet ist.

Abbildung 2.14a zeigt die Position der Superlagen innerhalb des HERA–B Detektors. Im Bereich des Magneten befinden sich insgesamt sechs Superlagen, die sowohl der Spurverfolgung hin zum Vertexdetektor als auch zur Impulsbestimmung und zur Rekonstruktion der Zerfallsprodukte des neutralen K–Mesons dienen. Desweiteren gibt es eine Superlage vor dem Magneten sowie vier Superlagen zwischen dem Magneten und dem Ringbild–Čerenkovzähler. In diesem Bereich beginnt die Mustererkennung der Spurrekonstruktion. Außerdem sind die Signale dieser Kammern in die erste Triggerstufe eingegliedert. Dies gilt auch für die letzten beiden Module zwischen dem Ringbild–Čerenkovzähler und dem elektromagnetischen Kalorimeter, die zusätzlich Spuren zum elektromagnetischen Kalorimeter und zum Myon Detektor extrapolieren.

Der Effizienzverlust bei der Spurrekonstruktion, der durch Spuren hervorgerufen wird, die von Wechselwirkungen zeitlich unkorrelierter Protonen stammen, läßt sich qualitativ folgendermaßen beschreiben: Grundlage für die Driftzeitmessung aus der der Ort eines Teilchendurchganges in der Spurkammer bestimmt wird, ist der Zeitpunkt T_0, zu der das Teilchen die Driftkammer durchquert. Da es sich bei der Protonenenergie von 920 GeV um hochrelativistische Teilchen handelt, entspricht T_0 dem Zeitpunkt, an dem die Protonenbunche das HERA–B Target passieren. T_0 wird vom Hochfrequenzsystem abgeleitet und ist damit fest vorgegeben. Für Reaktionen von zeitlich unkorrelierten Protonen mit dem Targetdraht, deren Wechselwirkungszeitpunkt mit T_0 nicht übereinstimmt, ergeben sich falsche Driftzeiten und Ortsinformationen für die entsprechenden Spuren. Eine erste Abschätzung des dadurch hervorgerufenen Effizienzverlustes bei der Spurrekonstruktion in den äußeren Spurkammern findet sich in [50].

2.3.2 Die Teilchenidentifikation und die Energiemessung

Eine zentrale Aufgabe des HERA–B Detektors ist die Identifikation der beim goldenen Zerfall entstehenden J/Ψ– und K–Mesonen. Dafür gibt es im HERA–B Experiment unterschiedliche Detektorkomponenten, die in diesem Abschnitt beschrieben werden.

Der Ringbild–Čerenkovzähler

Die Aufgabe des Ringbild–Čerenkovzählers besteht darin, die im Kaontag auftretenden Kaonen in Abbildung 1.4 zu identifizieren und sie von den zahlreichen Pionen, die in hochenergetischen hadronischen Reaktionen entstehen, zu trennen. Dazu wird die Čerenkov–Strahlung ausgenutzt, die entsteht, wenn die Geschwin-

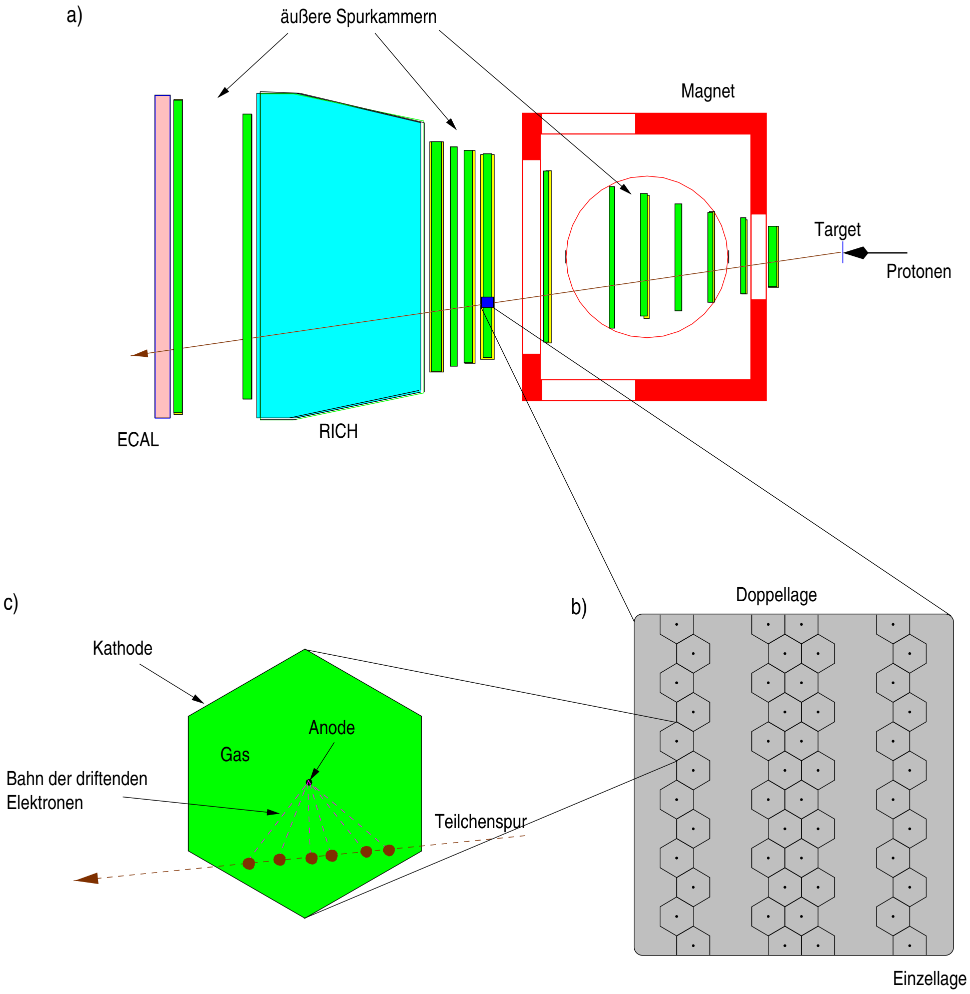

Abbildung 2.14: *a) Anordnung der Superlagen des äußeren Spurkammersystems in einer Aufsicht auf den HERA–B Detektor. b) Ausschnitt einer einzelnen Superlage. c) Wabenförmige Driftzelle, aus denen sich die Kammerlagen in b) zusammensetzen.*

digkeit v eines geladenen Teilchens beim Eintritt in ein Medium größer ist als die Phasengeschwindigkeit c/n in diesem Medium. Das entstehende Licht wird in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel

$$\Theta_C = cos^{-1}\left(\frac{c}{v \cdot n}\right) \tag{2.17}$$

emittiert. Da dieser Winkel von der Geschwindigkeit des geladenen Teilchens abhängig ist, kann bei gleichzeitiger Kenntnis des Impulses die Masse dieses Teilchens bestimmt werden.

Der Detektor, in dem dieses Čerenkov–Licht nachgewiesen wird, ist der Ringbild–Čerenkovzähler, der vor dem Übergangsstrahlungsdetektor aufgebaut ist und in Abbildung 2.15a in der Seitenansicht schematisch dargestellt ist. Er besteht aus einem mit Radiatorgas (C_4F_{10}) gefüllten Tank, in dem ein aus sphärischen und planaren Spiegeln aufgebautes Fokussierungssystem für die emittierten Photonen angebracht ist, und Photondetektoren, die außerhalb der Akzeptanz des HERA–B Detektors angebracht sind und die Photonen registrieren. Der Photondetektor besteht aus Photoelektronenvervielfacher–Röhren mit jeweils 16 Kanälen. Abbildung 2.15b zeigt als Beispiel die Photonentreffer eines Ereignisses als Punkte wie sie auf dem Photondetektor zu sehen sind.

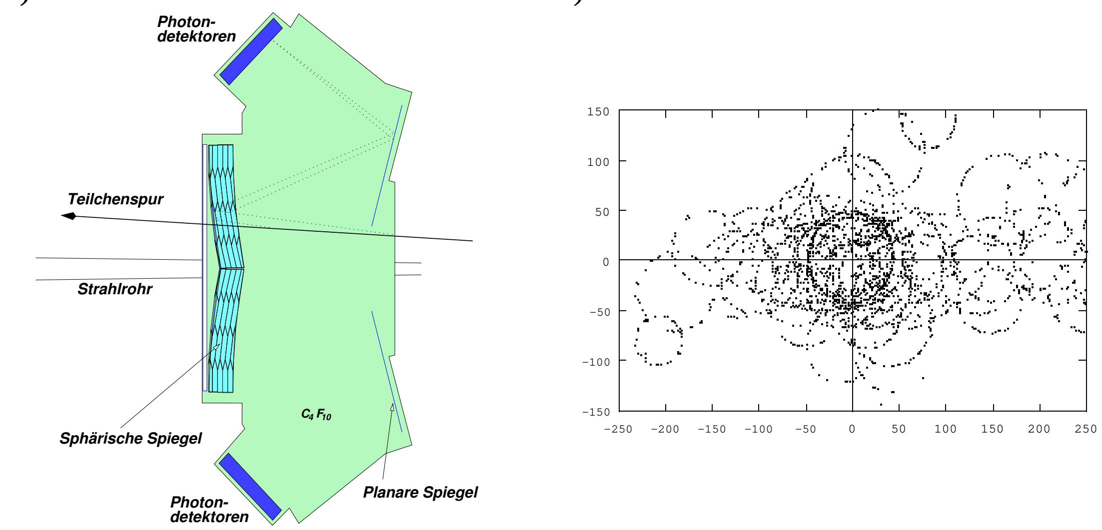

Abbildung 2.15: *a) Der Ringbild–Čerenkovzähler von der Seite. In einem mit Radiatorgas gefüllten Tank emittieren geladene Teilchen Photonen unter einem Winkel, der von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängig ist. Die Photonen werden mit den Photondetektoren registriert und ergeben die in b) gezeigten Ringe auf der Detektorebene.*

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) befindet sich zwischen der letzten Superlage des äußeren Spurkammersystems und dem Myonsystem. Es ist 0,8 m tief und besitzt eine transversale Ausdehnung von etwa 6,5 m in horizontaler und 5 m in vertikaler Richtung.

Zusammengesetzt ist das Kalorimeter aus einzelnen Blöcken, deren Aufbau in Abbildung 2.16a graphisch dargestellt ist. Sie bestehen aus alternierenden Schichten von Absorber– und Szintillatormaterial, durch die senkrecht die Plastik–Wellenlängenschieber durchgeführt sind. Die durch die Ionisationsprozesse beim Durchgang eines Teilchens durch die Absorberschichten entstehenden Teilchenschauer erzeugen im Szintillatormaterial das Szintillationslicht, das die Wellenlängenschieber zu den Photomultipliern leiten. Aufgrund der größeren Spurdichte in der Nähe des Strahlrohres ist das Kalorimeter dort mit kleineren Zellen von $2{,}2\times2{,}2\,\mathrm{cm}^2$ viel feiner segmentiert als im mittleren und äußeren Bereich, wo die einzelnen Zellen $5{,}5\times5{,}5\,\mathrm{cm}^2$ bzw. $11{,}15\times11{,}15\,\mathrm{cm}^2$ groß sind. Die Vorderseite des Kalorimeters ist in Abbildung 2.16b zu sehen und zeigt die Unterteilung in die drei Bereiche unterschiedlicher Granularität transversal zur Strahlrichtung.

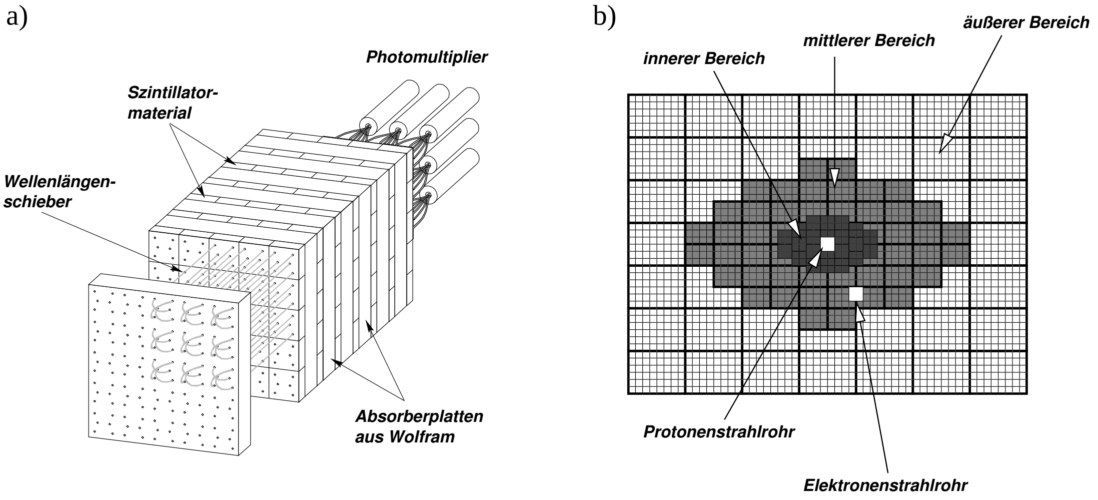

Abbildung 2.16: *a) Aufbau einer Einzelzelle des elektromagnetischen Kalorimeters aus Absorber– und Szintillatorplatten durch die Wellenlängenschieber durchgeführt sind, die das Szintillationslicht zu den Photomultipliern leiten. b) Vorderseite des elektromagnetischen Kalorimeters mit der Segmentierung transversal zur Strahlrichtung. Die Aussparungen für die zwei Strahlrohre sind ebenfalls dargestellt.*

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter werden hauptsächlich die Elektronen und Positronen aus dem J/Ψ–Zerfall identifiziert. Zusätzlich werden Photonen in einem Bereich zwischen 5 und 200 GeV, die aus π^0–Zerfällen stammen, und Elektronen aus semileptonischen B–Zerfällen des Leptontags in Abbildung 1.4 nachgewiesen. Der ECAL–Pretrigger verwendet die Positionen der Elektron–Kandidaten im Kalorimeter außerdem als Startpunkte für die Spurensuche in der ersten Triggerstufe. Die Energieauflösung und die räumliche Auflösung wurde in Monte Carlo Simulationen bestimmt und ist für die drei Bereiche des elektromagnetischen Kalorimeters in Tabelle 2.4 zusammengefaßt [16, 51].

	Energieauflösung σ_E/E	Ortsauflösung σ
innerer Bereich	$17\%/\sqrt{E}$	$1{,}1\,\mathrm{mm} + 3{,}4\,\mathrm{mm}/\sqrt{E}$
mittlerer Bereich	$9{,}5\%/\sqrt{E}$	$1{,}6\,\mathrm{mm} + 7{,}3\,\mathrm{mm}/\sqrt{E}$
äußerer Bereich	$9{,}5\%/\sqrt{E}$	$4{,}6\,\mathrm{mm} + 16{,}0\,\mathrm{mm}/\sqrt{E}$

Tabelle 2.4: *Die Energie– und Ortsauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters für die drei Bereiche in Abbildung 2.16.*

Die Photomultiplier der einzelnen Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters liefern ein analoges Spannungssignal, dessen Höhe der Energiedeposition in der entsprechenden Zelle proportional ist. Für die Speicherung dieser Signale und der Summation steht der Elektronik des elektromagnetischen Kalorimeters innerhalb des Abstandes zweier Protonenbunche ein Zeitraum von etwa 30 ns zur Verfügung [52], der von einem Digitalsignal entsprechender Länge vorgegeben wird. Dieses Digitalsignal ist dem zeitlichen Abstand der Protonenbunche angepaßt und beginnt zu dem Zeitpunkt, an dem ein Protonenbunch am Target vorbeifliegt. Die Energiedeposition der Teilchen, die aus der zeitlich verschobenen Reaktion eines Protons mit dem Target innerhalb der 30 ns stammen, kann nicht vollständig gemessen werden, da das Analogsignal in diesem Fall „abgeschnitten“ wird.

Innerhalb der restlichen 66 ns werden die Signale digitalisiert und weiterverarbeitet. Signale der Teilchen, die in diesem Zeitraum das elektromagnetische Kalorimeter durchqueren, bleiben unberücksichtigt.

Der Übergangsstrahlungsdetektor

Aufgrund der relativ niedrigen Energieauflösung und der damit verbundenen schlechten Teilchenseparation im inneren Teil des elektromagnetischen Kalorimeters befindet sich im Abstand von etwa 12 m vom Target zwischen den beiden letzten Spurkammern des äußeren Spurkammersystems vor dem elektromagnetischen Kalorimeter der Übergangsstrahlungsdetektor. Er liefert Zusatzinformationen, durch die die Separation von Elektronen und Hadronen durch das elektromagnetische Kalorimeter in einem Impulsbereich von 1 bis 70 GeV optimiert wird.

Der Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus Proportionalzählrohren mit Zwischenlagen aus Polypropylen–Fibern zur Erzeugung der Übergangsstrahlung. Sie entsteht beim Übergang eines geladenen Teilchens zwischen Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften durch die Emission von Photonen, die in den Proportionalzählrohren registriert und gezählt werden. Die Emissionswahrscheinlichkeit ist dabei proportional zum γ–Faktor $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$. Bei gleicher Teilchenenergie ist die Anzahl der emittierten Photonen nur noch von der Ruhemasse m_0 abhängig. Deshalb lassen sich schwerere Teilchen wie zum Beispiel Pionen von leichteren wie Elektronen sehr gut unterscheiden.

Um die Ausbeute an emittierten Photonen zu erhöhen, besteht der Übergangsstrahlungsdetektor des HERA–B Experiments aus insgesamt 18 Schichten des Radiatormaterials, zwischen denen sich jeweils eine Lage von Proportionalzählrohren befindet. Um die Wahrscheinlichkeit für zwei sich überlagernde Spuren geladener Teilchen zu reduzieren, sind die hinteren 18 alternierenden Lagen von Zählrohren und Radiatormaterial außerdem gegenüber den vorderen um 90^o verdreht. Damit hat der Detektor eine longitudinale Ausdehnung von 76 cm und deckt mit einer Fläche von $134{\times}89\,\mathrm{cm}^2$ in etwa die des inneren Kalorimeters ab. Bei einer Nachweiseffizienz von 98 % für Elektronen wird mit dem Übergangsstrahlungsdetektor eine Reduktion des Hadron–Untergrundes um einen Faktor 15 angestrebt [16, 53].

Der Myondetektor

Den Abschluß des HERA–B Detektors bildet das Myon–System, in dem zum einen die Myonen aus dem goldenen Zerfall in einem Energiebereich von 5 bis 20 GeV nachgewiesen und zum anderen einzelne Myonen aus semileptonischen Zerfällen der B–Mesonen detektiert werden. Zusätzlich wird nach Spurkandidaten gesucht, die ein Pretriggersignal auslösen und deren Ortsinformation im Myondetektor innerhalb der ersten Triggerstufe für die Spurfindung verwendet wird.

Das Myon–System besteht aus insgesamt drei Absorberlagen zur Absorption der Hadronen und vier Detektor–Superlagen unterschiedlicher Bauweise, in denen die Myonen nachgewiesen werden. Das gesamte Myon–System erstreckt sich über einen Bereich von longitudinal etwa 5 m und besitzt mit einer Fläche von $340\,\mathrm{m}^2$ für den Nachweis eines Myonpaares aus dem goldenen Zerfall eine geometrische Akzeptanz von 74 % [54].

Der Absorber besteht aus insgesamt 500 Tonnen Eisen im inneren Bereich und 340 Tonnen Stahlbeton im äußeren Bereich und ist in drei Lagen von etwa einem Meter Länge unterteilt. Damit wird eine Unterdrückung von Hadronen um einen Faktor 100 erreicht.

Bei den Drahtkammern der Detektorlagen finden drei verschiedene Technologien Anwendung. Die zwei Detektor–Superlagen zwischen den Absorberblöcken in Abbildung 2.11 bestehen aus drei einzelnen Doppellagen von Drahtkammern, bei denen die Einzellagen um eine halbe Zellengröße gegeneinander verschoben sind. Um die Bestimmung der Ortskoordinate in y–Richtung zu ermöglichen, verlaufen die Anodendrähte der Kammerzellen einer Doppellage parallel zur y–Richtung, während die zwei anderen Doppellagen um $+20^o$ bzw. -20^o gegen die erste verdreht sind, wie es in Abbildung 2.17a verdeutlicht ist. Die einzelnen Kammerzellen haben eine Länge von 3 m und sind $1{,}2{\times}1{,}5\,\mathrm{cm}^2$ groß, da die aus der Größe einer Zelle resultierende Signallänge durch den zeitlichen Abstand der einzelnen Bunche von 96 ns vorgegeben ist. Abbildung 2.17b zeigt den Querschnitt einer Doppellage von Kammerzellen der ersten zwei Superlagen. Die zwei Superlagen hinter dem letzten Absorber sind aus jeweils einer Doppellage von Kathoden–Pad–Kammern mit Anodendrähten parallel zur y–Richtung aufgebaut, deren Querschnitt in Abbildung 2.17c schematisch dargestellt ist. Während die Vorverstärkerelektronik bei den herkömmlichen Driftzellen ausschließlich am Ende der Kammern angebracht ist, befinden sich die Vorverstärker der Pad–Kammern direkt auf den Pads.

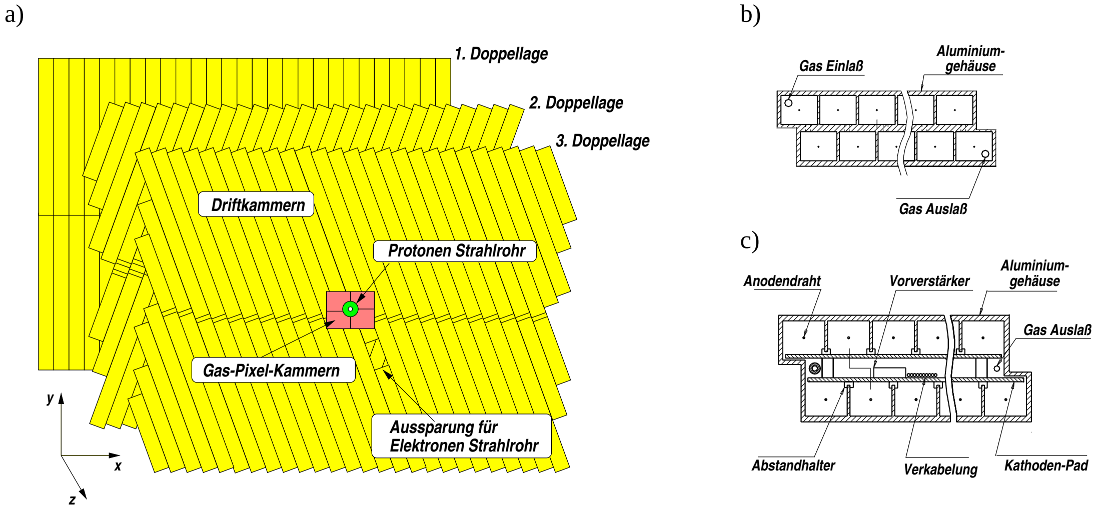

Abbildung 2.17: *a) Anordnung der drei Doppellagen der ersten Superlage des Myondetektors. b) Querschnitt durch eine Doppellage von Driftkammern der ersten beiden Superlagen und c) den Kathoden–Pad–Kammern der letzten beiden Superlagen.*

Jeder Superlage sind im Bereich hoher Teilchendichten um das Protonenstrahlrohrs außerdem Gas–Pixel–Kammern zugeordnet. Eine Ebene dieses Kammertyps besteht aus jeweils vier Quadranten, die sich etwas überlappen. Vier Potentialdrähte und ein 50 μm dicker Signaldraht aus goldbeschichtetem Wolfram, der parallel zur Protonstrahlrichtung verläuft, bilden eine Zelle mit einer Grundfläche von 81 mm^2.

Die Spurkammern des Myondetektors arbeiten nahezu totzeitfrei und ermöglichen die Rekonstruktion der Spur eines geladenen Teilchens aus den entsprechenden Drahttreffern entlang dieser Spur. Sie wird den entsprechenden Protonenbunchen zeitlich zugeordnet. Spuren geladener Teilchen, die bei der Wechselwirkung eines zeitlich unkorrelierten Protons entstehen, werden nicht rekonstruiert, weil die Drahttreffer den Protonenbunchen in diesem Fall nicht mehr eindeutig zugeordnet werden können. Es entstehen dadurch sogenannte „Ghost“–Treffer, die keine Spur mehr ergeben.

Alle Detektorkomponenten des HERA–B Experiments sind auf einer verfahrbaren Plattform installiert. Somit lassen sich die verschiedenen Komponenten transversal zum Protonenstrahlrohr bewegen. Das ermöglicht reperaturbedingte Arbeiten und den Einbau technischer Erneuerungen sowohl im HERA–B Detektor als auch im HERA Speicherring.

2.3.3 Das Datenauslese– und Triggersystem

Die Hauptaufgabe des HERA–B Triggers besteht darin, physikalisch interessante Ereignisse aus einer Vielzahl von Untergrundereignissen herauszufiltern. Dabei wird die Ereignisrate von 10 MHz durch die Untergrundreduktion auf eine Datenaufzeichnungsrate von 20 Hz reduziert. Daraus ergibt sich innerhalb eines HERA–B Jahres von etwa 10^7 Sekunden eine Datenmenge von 20 TByte [55]. Da die erwartete $B \rightarrow J/\Psi X$–Produktionsrate 0,5 Hz beträgt [10], werden alle derartigen Ereignisse aufgezeichnet, sofern sie schnell genug und mit hoher Effizienz analysiert werden können.

Da eine vollständige Analyse eines Ereignisses einen hohen Aufwand an Rechenleistung und –zeit erfordert, die viel größer ist als die oben genannte Ereignisrate, wird ein vierstufiges Triggersystem, in dem Ereignisse parallel verarbeitet werden, mit vorgeschalteter Pretriggerstufe verwendet. In letzterer wird mit wenigen und schnell verfügbaren Signalen aus einzelnen Detektorkomponenten zunächst eine Vorauswahl an interessanten Ereignissen getroffen, deren Information in den nachgeschalteten Triggerstufen durch Informationen aus weiteren Detektorkomponenten sukzessive angereichert wird. Damit stehen auf jeder weiteren Triggerstufe mehr Informationen und bei entsprechend verringerter Datenrate mehr Rechenzeit pro Ereignis zur Verfügung. Abbildung 2.18 zeigt den Datenreduktionsfaktor und die sich daraus ergebende Ereignisrate bzw. zur Verfügung stehende Rechenzeit für die einzelnen Triggerstufen. Diese Triggerstufen werden im folgenden beschrieben.

Die Pretrigger

Beim HERA–B Experiment kommen drei verschiedene Pretrigger zum Einsatz. Während der Myon Pretrigger nach gleichzeitigen Signalen in hintereinanderliegenden Myonkammern sucht, um Spurkandidaten für Myonen zu finden, verwendet der ECAL–Pretrigger die in den Modulen des elektromagnetischen Kalorimeters deponierte Energie zur Ermittlung der Elektronkandidaten. Dabei muß die deponierte Energie eine bestimmte Schwelle überschreiten, damit der Elektron Pretrigger ausgelöst wird. Im Gegensatz dazu nutzt der High–p_T–Pretrigger die Signale der Pad–Kammern innerhalb des HERA–B Magneten, um Spuren von Teilchen mit hohem Transversalimpuls zu finden. Das sind hauptsächlich die Pionen, die beim Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ entstehen, durch den der Winkels α im

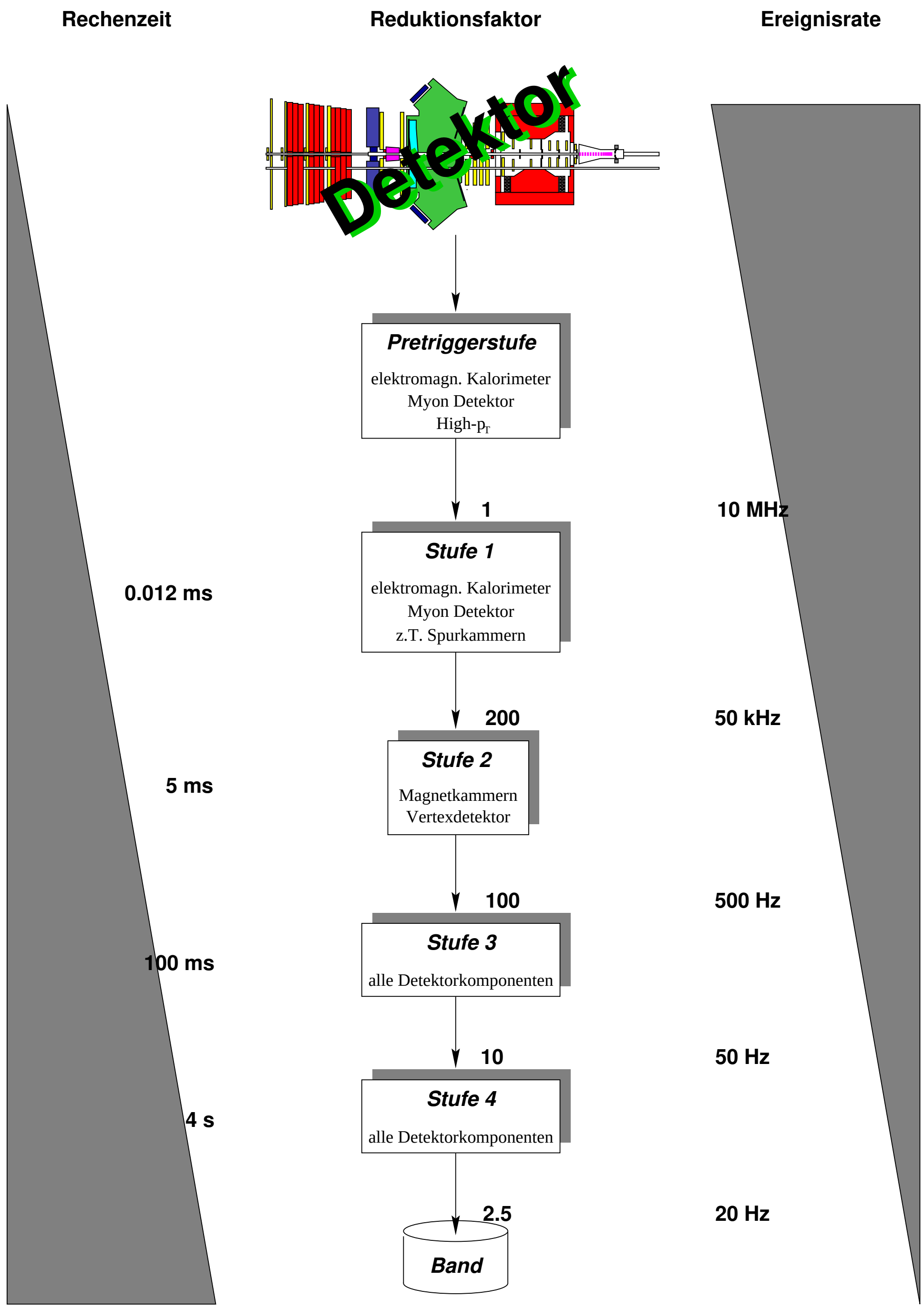

Abbildung 2.18: *Reduktion der Ereignisrate (rechts) und gleichzeitige Erhöhung der Rechenzeit (links) in den einzelnen Triggerstufen. Die an der Triggerentscheidung der einzelnen Stufen beteiligten Detektoren sind ebenfalls angegeben.*

Unitaritätsdreieck berechnet werden kann. Die Signale, die in den Pretriggern verarbeitet werden, sind verglichen mit anderen Detektorinformationen, wie etwa den Driftzeiten der Spurkammern, sehr schnell verfügbar und werden somit in der ersten Triggerstufe als Startpunkte benutzt, mit denen nach Spuren von Leptonen oder Teilchen mit hohem Transversalimpuls gesucht wird.

Die erste Triggerstufe

In der ersten Triggerstufe werden hauptsächlich J/Ψ–Mesonen im Zerfall $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ selektiert. Initiiert wird die Suche durch die oben beschriebenen Pretriggersignale, die mit ihren ermittelten Startpunkten eine Spurrekonstruktion in den Spurkammern hinter dem HERA–B Magneten auslöst. Die Spurrekonstruktion erfolgt dabei nach dem Prinzip des Kalman–Filters [56], bei dem der Spurkandidat ein lokal begrenztes Suchfeld in der am nächsten gelegenen Spurkammer definiert, das durch die Projektion der in den Pretriggern gefundenen Spurkandidaten in Richtung des Targets vorgegeben wird. Im Falle eines dort gefundenen Treffers wird die Suche nach dem gleichen Muster solange fortgesetzt, bis der Kandidat erfolgreich bis zur letzten feldfreien Spurkammer zurückverfolgt ist oder eine Spurkammer nicht mehr anspricht. Die Startpunkte haben eine große Entfernung zum Target, da hier die Spurdichte geringer ist als in der Nähe des Wechselwirkungsortes.

Aus den resultierenden Spurparametern kann unter der Annahme, daß die Spuren vom Target kommen, ein Ablenkwinkel bestimmt und eine Impulsabschätzung vorgenommen werden. Damit werden die Ladungen und Impulse der Leptonkandidaten berechnet und Schnitte auf den Impuls und den Raumwinkel der Spuren angewendet. Anschließend erfolgt die Berechnung der invarianten Masse der akzeptierten Leptonpaare, um den Massenbereich des J/Ψ zu isolieren. Die Parameter aller Kombinationen zweier Leptonen werden mit einer Tabelle verglichen, um eine positive Triggerentscheidung zu generieren. Spezielle Triggerbedingungen können durch Veränderungen in dieser Tabelle ausgewählt werden.

Die erste Triggerstufe ist ein Hardware–basierender Filter. Diese Technologie erlaubt eine hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit von 12 μs pro Ereignis.

Die Ereignisrate wird um einen Faktor 200 verringert und beträgt anschließend etwa 50 kHz.

Die zweite und dritte Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe verfeinert die von der ersten Triggerstufe durchgeführte Spurrekonstruktion unter Hinzunahme der Detektorinformationen aller Spurdetektoren.

Im ersten Schritt werden die von der ersten Triggerstufe gelieferten Informationen, welche Driftzellen angesprochen haben, durch die entsprechenden Driftzeitmessungen erweitert. Dadurch erhöht sich die Auflösung der Spurparameter gegenüber der ersten Triggerstufe um eine Größenordnung und sogenannte „Geister“, die sich aus zufällig auf einer Spur liegenden Treffern zusammensetzen, werden erkannt und verworfen. Außerdem werden die neuen Spurdaten mit den Kalorimeterdaten der ersten Triggerstufe im Rahmen einer Konsistenzprüfung verglichen.

Im zweiten Schritt werden die von der ersten Triggerstufe gelieferten Spurkandidaten von Leptonpaaren unter Verwendung der Spurdaten der Magnet–Spurkammern und des Vertexdetektor–Systems in Richtung des Targets bis zum gemeinsamen Vertex zurückverfolgt. Dabei wird die volle Spurkammerauflösung verwendet. Spuren, die zufällig nebeneinander liegen oder die durch γ–Konversion entstanden sind und nicht vom Target stammen, können dadurch ausgeschlossen werden. Untergrund durch direkt erzeugte J/Ψ–Mesonen (pN $\rightarrow J/\Psi X$) wird durch die Forderung nach der Existenz eines Sekundärvertex ebenfalls unterdrückt.

Im Gegensatz zur ersten Triggerstufe findet die Spurrekonstruktion auf PC's statt, die der Art der Rekonstruktion leicht angepaßt werden können.

Die Ereignisrate wird durch die zweite Triggerstufe um einen Faktor 100 auf etwa 500 Hz herabgesetzt.

Nachdem ein Ereignis durch die dritte Triggerstufe akzeptiert worden ist, werden diesem Ereignis die entsprechenden Daten aller Detektorkomponenten zugeordnet und daraus das Ereignis selbst gebildet[6]. Damit steht der dritten Triggerstufe als erster Stufe die gesamte Detektorinformation zur Verfügung.

Unter Verwendung der Daten des Vertexdetektors wird die Spurrekonstruktion vervollständigt und mit den auf diese Weise gefundenen Spuren nach primären und sekundären Vertizes von hadronischen oder leptonischen B–Zerfällen gesucht [57], die in der zweiten Triggerstufe noch nicht zugänglich sind. Dabei soll die volle Silizium–Vertex Rekonstruktion auch außerhalb der durch die Spurkandidaten vorgegebenen Suchfelder in den vorgelagerten Detektorebenen stattfinden.

Die vierte Triggerstufe

In der vierten Triggerstufe erfolgt mit einer Eingangsrate von 50 Hz die vollständige Ereignisrekonstruktion. Danach ist eine Klassifizierung und eine weitere Selektion der Ereignisse möglich. Außerdem werden Daten gewonnen und gesammelt, die zur Kalibration, Überwachung und Alignierung des Detektors dienen. Mit einer mittleren Ereignisrate von letztlich 20 Hz werden die Ereignisse auf einem zentralen Großrechner archiviert und zur Analyse bereitgestellt.

[6] Event Building

Kapitel 3

Das Zählratenexperiment am Protonen–Speicherring

Mit der Planung des HERA–B Experiments im Jahre 1992 begann gleichzeitig der Aufbau eines ersten Zählratenexperimentes mit dem Ziel, die Funktionsweise eines Drahttargets innerhalb des HERA Protonen–Speicherringes zu testen und den Einfluß auf den Speicherring und die anderen Großexperimente zu erfassen.

Grundlegend setzt sich der Aufbau des Zählratenexperiments aus einem oder mehreren Drähten innerhalb des Protonenstrahlrohrs, einer Bewegungsmechanik und mehreren Systemen von Szintillationszählern zusammen. Dabei bilden Ebenen von Szintillationszählern, die hintereinanderliegend den gleichen Azimutalwinkel abdecken und aus denen zur Untergrundreduzierung eine Koinzidenz gebildet wird, ein abgeschlossenes Zählersystem. Mit diesen Zählersystemen werden Informationen über Draht– und Untergrundereignisse gesammelt und die durch den Draht produzierten Wechselwirkungsraten gemessen. Die Methode, mit der die Wechselwirkungsrate während der Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999 experimentell bestimmt wurde, wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird zunächst ein Überblick über die Entwicklung des Zählratenexperiments gegeben und der Aufbau skizziert. Eine detaillierte Beschreibung des Zählratenexperiments der Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999, dessen Ergebnisse für die Bestimmung der Wechselwirkungsrate und die Untersuchung des Coasting Beam am Protonen–Speicherring verwendet werden, folgt im zweiten Abschnitt dieses Kapitels.

3.1 Die Entwicklung des Zählratenexperiments im HERA Tunnel

Das erste Zählratenexperiment im Jahre **1992** wurde vor dem Hauptkollimator des HERA Ringes in einem Abstand von 118 Metern zur Experimentierhalle West, in der heute das HERA–B Experiment steht, aufgebaut. Der Versuchsaufbau setzte sich aus einem 100 μm dicken Kupferdraht als festem Target auf einer fahrbaren Gabel innerhalb des Protonenstrahlrohrs und Szintillationszählern in Vorwärtsrichtung zum Nachweis der Drahtwechselwirkungen, den sogenannten Teleskopzählern, zusammen. Um genügend Platz für die Bewegungsmechanik und die Drahthalterung zu haben, wurde das Strahlrohr an dieser Stelle auf einer Länge von 1,25 m auf einen Durchmesser von 25 cm vergrößert [58].

Im Gegensatz zu der in den folgenden Jahren verwendeten Zusammensetzung des Zählratenexperiments, die in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist, wurden in diesem Jahr nur die Teleskopzähler (dunkel) verwendet. Die in einer Weiterentwicklung des Zählratenexperiments von 1992 eingebauten und in Abbildung 3.1 ebenfalls dargestellten Trigger– und Vetozähler (hell) wurden erstmals im Jahr 1993 eingebaut und ab diesem Zeitpunkt betrieben.

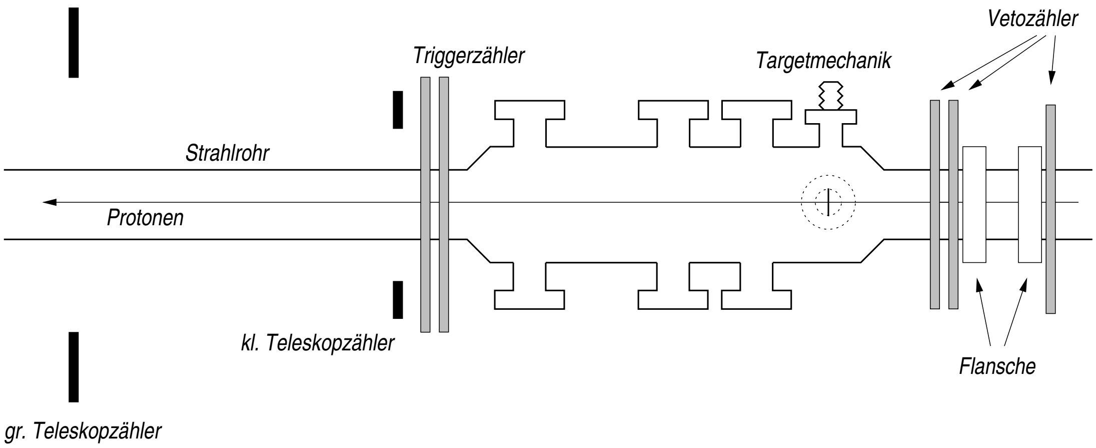

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung des Zählratenexperiments der Jahre 1993 bis 1995. Die Protonen laufen in dieser Darstellung von rechts nach links.*

Während der ersten Meßperiode wurde der HERA Protonen–Speicherring mit 10 Protonenbunchen bei einem Protonenstrom von 1,5 mA betrieben. Die Lebensdauer der Protonen betrug etwa 100 Stunden. Mit dem oben beschriebenen ersten Versuchsaufbau wurden Wechselwirkungsraten von 40 kHz erreicht.

Die Position und der grundsätzliche Aufbau des Zählratenexperiments vor dem Hauptkollimator wurde bis zum Jahre 1995 beibehalten. Seit dem Jahr 1996 wird das Target an seinem innerhalb des HERA–B Experiments vorgesehenen Platz in der Experimentierhalle West betrieben. Dort wurde auch das Zählratenexperiment neu aufgebaut. Änderungen am Versuchsaufbau und den durch den Speicherring vorgegebenen Randbedingungen, die seit der Datennahmeperiode des Jahres 1992 stattgefunden haben, werden im folgenden anhand einer Beschreibung der chronologischen Entwicklung des Zählratenexperiments wiedergegeben.

Im Jahre **1993** konnten 90 gefüllte Protonenbunche in den Speicherring injiziert werden. Bei einer durchschnittlichen Lebensdauer der Protonen von 100 Stunden betrug der resultierende Protonenstrom 15 mA. Durch den oben bereits erwähnten Einbau zusätzlicher Szintillationszähler, den baugleichen Trigger– und Vetozählern, wurde die Leistungsfähigkeit des Zählratenexperiments erheblich verbessert. Zum einen wurde durch den Einsatz der Triggerzähler in Vorwärtsrichtung die Unsicherheit bei der Bestimmung der Drahteffizienz signifikant gesenkt. Mit einer geometrischen Akzeptanz von 95 % konnte mit den Triggerzählern im Gegensatz zu den Teleskopzählern nahezu jedes Drahtereignis registriert werden. Zum anderen war durch das Vetozählersystem, das in Rückwärtsrichtung vor dem Target aufgebaut wurden und dessen Zusammensetzung und Position im Laufe der Jahre leicht variierte, die Möglichkeit gegeben, den Untergrund und Effekte möglicher Kernfragmentrückstreuung besser zu verstehen [58].

Mit einer Weiterentwicklung der Targetmechanik war der Einbau von 4 Drähten, deren Anordnung um den Protonenstrahl zusammen mit der Targetmechanik in Abbildung 3.2a dargestellt ist, möglich. Allerdings erlaubte dieser Aufbau nur die unabhängige Bewegung zweier zueinander senkrechter Drähte, da sich die jeweils parallel angeordneten Drähte gleichzeitig bewegten. Erstmals wurde der Beitrag einzelner Drähte zur Wechselwirkungsrate gemessen. Aufgrund des im Vergleich zum Jahre 1992 höheren Protonenstroms konnten Wechselwirkungsraten bis zu 8 MHz erzielt werden [59].

Ein Jahr später, im Jahre **1994**, wurde der Versuchsaufbau durch den Einsatz neuer Triggerzähler leicht modifiziert. Mit kleineren Szintillationszählern, deren geometrische Form und Anordnung innerhalb des Experiments in Abschnitt 3.2.1 detailliert beschrieben wird, wurde die Triggerzählerebene feiner segmentiert. Dadurch konnte der Beitrag einzelner Drähte zur Wechselwirkungsrate noch genauer gemessen werden [41]. Die Wechselwirkungsrate erreichte erstmals den Designwert von 40 MHz, da der Protonen–Speicherring nun bereits mit 170 gefüllten Bunchen bei einem Strom von 50 bis 60 mA und einer natürlichen Strahllebensdauer von 1000 Stunden betrieben wurde.

Bei gleichen Randbedingungen des Protonen–Speicherringes ermöglichte eine Neukonstruktion der Targetmechanik wie sie in Abbildung 3.2b schematisch dargestellt ist, die unabhängige Bewegung aller 4 verwendeten Drähte in der Datennahmeperiode des Jahres **1995** [44]. Realisiert wurde dies durch bewegliche Gabelarme der oberen und äußeren Gabel, die durch die Gabelarme der unteren und inneren Gabel hindurchgeführt wurden.

In den Voruntersuchungen des Targetbetriebs bis zum Jahre 1995 konnte die für das HERA–B Experiment geforderte Wechselwirkungsrate von 40 MHz erreicht werden. Neben den dabei teilweise auftretenden kritischen Untergrundbe-

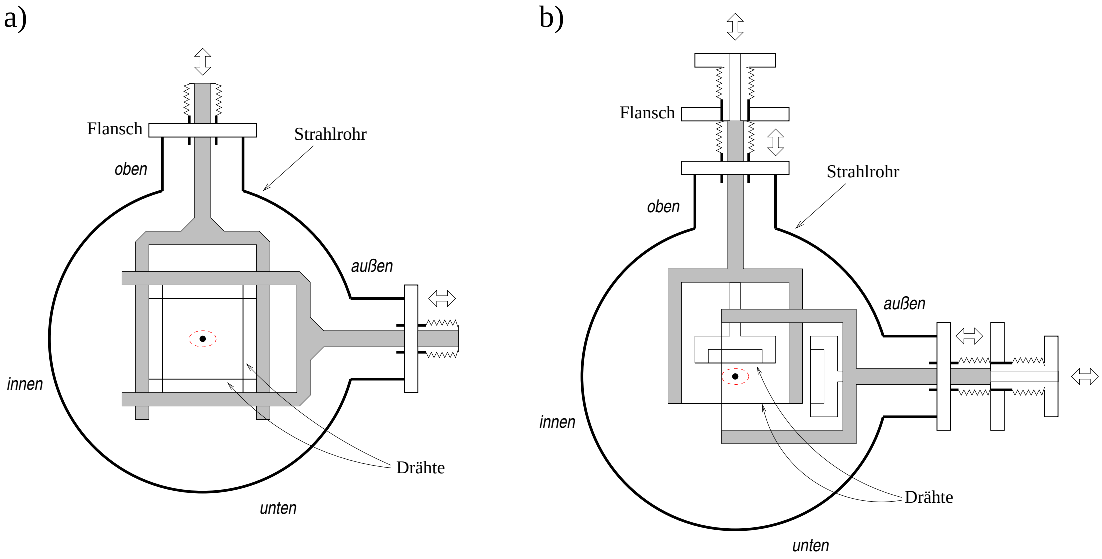

Abbildung 3.2: *Schematische Darstellung der Bewegungsmechanik für die Datennahmeperioden der Jahre a) 1993, 1994 und b) 1995. Während der Aufbau in a) nur die unabhängige Bewegung zweier zueinander senkrechter Drähte erlaubt, können mit der Bewegungsmechanik in b) alle vier Drähte unabhängig voneinander verfahren werden.*

dingungen für die Experimente ZEUS, HERMES und H1 zeigte sich außerdem, daß die Targeteffizienz ε_T die Höhe der Wechselwirkungsrate maßgeblich limitierte und vielfach zu geringe Werte annahm. Eine Verbesserung der Situation wurde mit der Positionsänderung des Targets, das anschließend in der Experimentierhalle West betrieben wurde, erreicht. Zum einen reduzierte sich dadurch die β–Funktion an der Stelle des Targets, die nach Gleichung 2.12 die Strahlaufweitung durch Vielfachstreuung bestimmt, durch die die Targeteffizienz dominiert wird. Andererseits wurde das Kollimatorsystem umgebaut und für den Betrieb des Protonen–Speicherrings mit dem HERA–B Target optimiert.

3.2 Das Zählratenexperiment am HERA–B Experiment

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten wurden mit dem Zählratenexperiment der Jahre 1997 bis 1999 aufgezeichnet. Deshalb wird neben einer ausführlichen Darstellung der Zähleranordnung auch der Aufbau der verwendeten Elektronik und der Datennnahmelogik und –elektronik innerhalb dieses Zeitraums beschrieben. Angaben zu den verwendeten Targetmaterialien finden sich in Tabelle

A.1 im Anhang dieser Arbeit. Abgeschlossen wird dieser Abschnitt mit einem kurzen Überblick über die Betriebsstatistik zu den betrachteten Datennahmeperioden.

Im Jahre **1996** wurde das Zählratenexperiment in der Experimentierhalle West neu aufgebaut, da das Target nun an seinem ursprünglich geplanten Platz im Vertextank des HERA–B Experimentes eingebaut und betrieben wurde. Zusätzlich zur Positionsänderung des gesamten Zählratenexperiments wurde die Targetmechanik neu konzipiert, womit erstmals der Einsatz 8 voneinander unabhängig bewegbarer Drähte möglich war. Diese Bewegungsmechanik wird bis zum heutigen Zeitpunkt verwendet und ist in [28] ausführlich beschrieben.

Abbildung 3.5a zeigt in der Seitenansicht das Zählratenexperiment, wie es seit der Datennahmeperiode des Jahres 1996 in der Experimentierhalle West betrieben wird. Modifikationen am Versuchsaufbau und den Zählerpositionen der Teleskop– und Vetozähler der Jahre 1997 bis 1999, die dieser Abbildung ebenfalls zu entnehmen sind, werden im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben. Zur Verdeutlichung der Positionierung der Zählersysteme entlang der Strahlachse sind die Umrisse der Detektorkomponenten des im Jahre 1999 fertiggestellten HERA–B Detektors ebenfalls eingezeichnet.

Aus der Positionsänderung des HERA–B Targets resultierte zum einen eine im Vergleich zu den Datennahmeperioden der Jahre 1992 bis 1995 veränderte Strahloptik an der Stelle des Targets. Zum anderen mußte das Kollimatorsystem zur Erfüllung der in Kapitel 2.1.3 geschilderten Bedingung für den Phasenvorschub der Nebenkollimatoren der Position des Targets angepaßt und somit um– und ausgebaut werden. Auch die Leistungsfähigkeit des HERA Protonen–Speicherringes wurde verbessert. So konnten 180 gefüllte Bunche injiziert und Ströme von bis zu 80 mA erreicht werden. Der stabile Betrieb des Protonen–Ringes ermöglichte auch erstmals für längere Zeit den Betrieb des HERA–B Targets bei hohen Wechselwirkungsraten von 40 MHz [61].

3.2.1 Anordnung der Szintillationszähler

Aufgrund der Installation des Ringbild–Čerenkovzählers in der Experimentierhalle West wurden die Teleskopzähler während der Datennahmeperiode der Jahre 1998 und 1999 vor dem elektromagnetischen Kalorimeter neu aufgebaut. Diese Position mußte in der zweiten Hälfte der Datennahmeperiode des Jahres 1999 ein weiteres Mal variiert werden, da die Installation einer Spurkammer des äußeren Spurkammersystems den weiteren Betrieb der Zählerpaare an dieser Stelle ausschloß. Sie wurden deshalb so, wie in Abbildung 3.5a dargestellt, direkt hinter dem Tank des Ringbild–Čerenkovzählers installiert.

Die Zusammensetzung und Anordnung des Triggerzähler– und Vetozählersystems des Zählratenexperiments entlang des Protonenstrahlrohrs änderte sich seit der Datennahmeperiode des Jahres 1996 nicht wesentlich. So wurden die

Triggerzähler bis zum Ende der Datennahmeperiode des Jahres 1998 zwischen dem Vertextank und dem Magneten des HERA–B Experiments betrieben. Danach erforderte der Einbau einer weiteren Spurkammer an dieser Stelle die Entfernung dieser Zähler, die danach nicht wieder in Betrieb genommen wurden. Das zunächst zweiteilige Vetozählersystem des Jahres 1997 wird seit der Datennahmeperiode des Jahres 1998 aus den acht ehemaligen Vorwärts–Vetozählern gebildet, die 5,50 m vor dem HERA–B Target aufgebaut sind.

Zusammen mit den entsprechenden Abmessungen ist die geometrische Anordnung der verschiedenen Szintillationszähler in der transversalen Ebene in Abbildung 3.5b und in Abbildung 3.3 für das modifizierte Teleskopzählersystem dargestellt. Die räumliche Position der verschiedenen Zählersysteme ist in den Tabellen 3.1 und 3.2 für den Zeitraum von 1997 bis einschließlich 1999 aufgelistet. Die Positionsangaben beziehen sich dabei auf das in Kapitel 3.2 definierte HERA–B Koordinatensystem. Die zusätzlich angegebene Pseudorapidität[1] η steht in direkter Beziehung zum Polarwinkel Θ:

$$\eta = \frac{1}{2} ln \left(tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) \quad . \tag{3.1}$$

Da sich diese Größe bei Lorentztransformationen in z–Richtung entlang des Protonenstrahls nur um eine additive Konstante ändert, bleibt der vom Szintillationsmaterial der Zähler überdeckte Pseudorapiditätsbereich $\Delta\eta$ invariant gegenüber Lorentztransformationen, sofern sich die Zählergeometrie nicht ändert. Der Pseudorapiditätsbereich ist aus diesem Grund ebenfalls angegeben.

Das Teleskopzählersystem, das in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 in einer Entfernung von 9,80 m zum Drahttarget aufgebaut wurde, setzt sich aus vier Zählerpaaren zusammen. Sie wurden in diesem Jahr, wie in Abbildung 3.5b dargestellt, um jeweils 90^o bezüglich der Strahlachse gegeneinander verdreht angeordnet. Ein Zählerpaar bestand aus einem kleinen ($26 \times 26\,\mathrm{mm}^2$) und einem großen ($52 \times 52\,\mathrm{mm}^2$) Teleskopzähler, die hintereinander den vom Target aus gesehen gleichen Winkelbereich abdeckten und in Koinzidenz geschaltet wurden. Durch die oben bereits erwähnte Positionsänderung der Teleskopzähler im Jahre 1998 verringerte sich die geometrische Akzeptanz dieser Zähler soweit, daß eine zuverlässige Bestimmung der Wechselwirkungsrate nicht mehr gewährleistet war. Deshalb wurden sie durch Szintillationszähler mit großflächigerem Szintillationsmaterial ersetzt. Die geometrische Form der ab diesem Zeitpunkt eingesetzten acht baugleichen und somit gleichgroßen Teleskopzähler ist in Abbildung 3.3a zusätzlich zu ihrer Anordnung in der transversalen Ebene vor dem elektromagnetischen Kalorimeter dargestellt. Die Bildung von Zählerpaaren wurde dabei

[1]Für masselose Teilchen sind Pseudorapidität und Rapidität identisch. Für Teilchen, deren Masse sehr viel kleiner als ihr Transversalimpuls ist, stellt die Pseudorapidität eine gute Näherung dar.

beibehalten. Abbildung 3.3b zeigt als Fotografie eines dieser vier Teleskopzählerpaare, die in dieser Form auch in der zweiten Hälfte der Datennahmeperiode des Jahres 1999 hinter dem Ringbild–Čerenkovzähler betrieben wurden.

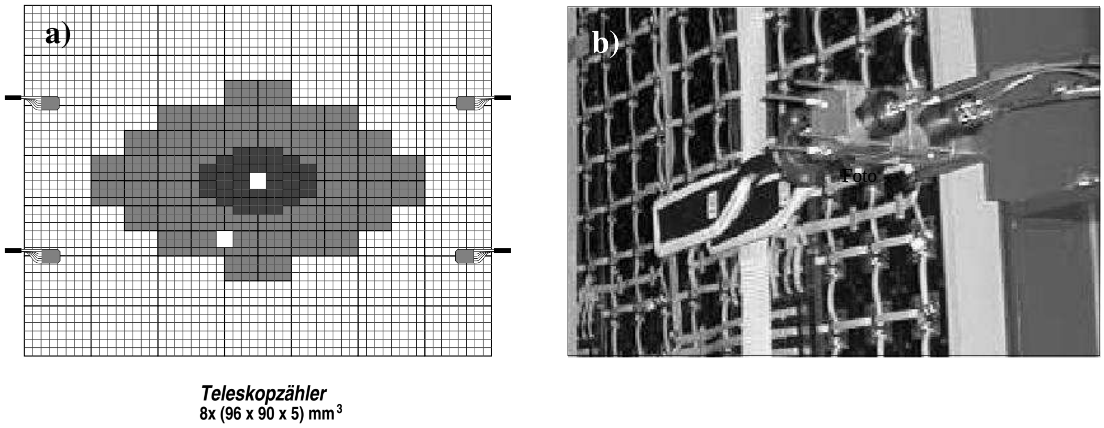

Abbildung 3.3: *a) Anordnung der Teleskopzählerpaare in der xy–Ebene vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. b) Fotografie eines in dieser Form betriebenen einzelnen Teleskopzählerpaares während der Datennahmeperiode des Jahres 1999.*

Die geometrische Form der seit der Datennahmeperiode des Jahres 1994 eingesetzten Triggerzähler wurde so gewählt, daß zwölf Triggerzähler einen Ring bilden, der das Strahlrohr vollständig umschließt. Zwei sich auf diese Weise ergebende Ringe von Zählern liegen kurz hintereinander, so daß wie bei den Teleskopzählern Koinzidenzen zwischen den hintereinanderliegenden einzelnen Szintillatoren, die den gleichen Azimutalwinkelbereich abdecken, gebildet werden können. Eine schematische Darstellung des auf diese Weise gebildeten Triggerringes zeigt Abbildung 3.5c. Er wurde zwischen dem Vertextank und dem Magneten des HERA–B Experiments aufgebaut und zeigt ihn durch das Eintrittsfenster des HERA–B Magneten in Abbildung 3.4 auf einer Fotografie. Im Gegensatz zur Datennahmeperiode des Jahres 1996 wurden 1997 und 1998 nur vier der insgesamt zwölf Triggerzählerpaare betrieben, die in Abbildung 3.5c dunkel hervorgehoben sind[2]. Der aus Monte Carlo Simulationen bestimmte Wert für die absolute geometrische Akzeptanz dieser vier Zählerpaare lag bei etwa 54 % [60] und bildet die Grundlage bei der in Kapitel 4 beschriebenen Methode zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate.

Das zur Untergrundbestimmung eingesetzte Vetozählersystem vor dem Target setzte sich in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 aus zwei Untersystemen zusammen, die durch Szintillationszähler unterschiedlicher Bauart gebildet wur-

[2]Grund: Vereinfachung des Aufbaus durch Reduzierung der Elektronikkanäle ohne wesentliche Verlust der Leistungsfähigkeit des Zählratenexperimentes

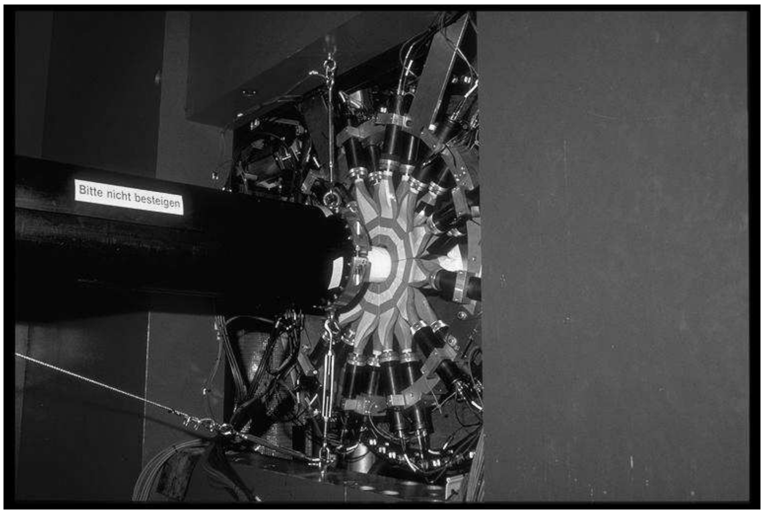

Abbildung 3.4: *Fotografie des Triggerringes zwischen dem Vertextank und dem HERA–B Magneten durch das Eintrittsfenster des Magneten. Das nur etwa 0,5 mm dünne Strahlrohr innerhalb des Magneten wird während der Installations– und Wartungsarbeiten durch die schwarzen Schutzummantelung links im Bild geschützt.*

den: Den insgesamt acht Vorwärts–Vetozählern in Protonrichtung direkt vor dem Vertextank und den vier Rückwärts–Vetozählern in einem Abstand von 2,60 m zum Target. In Abbildung 3.5 sind die Vetozähler und ihr Aufbau um das Protonenstrahlrohr in der transversalen Ebene für die Datennahmeperiode des Jahres 1997 dargestellt. Auch hier wurden, wie bei den oben beschriebenen Zählersystemen, Koinzidenzen hintereinanderliegender Vetozähler gebildet. Das nur leicht modifizierte und deshalb nicht dargestellte Vetozählersystem der Datennahmeperioden der Jahre 1998 und 1999 setzte sich aus den jeweils 5 mm dicken Vorwärts–Vetozählern des Jahres 1997 mit einer Abmessung von $90 \times 96\,\mathrm{cm}^2$ zusammen.

Alle verwendeten Zähler bestehen aus 0,5 bzw. 1 cm dickem SCSN38 Szintillator und sind über einen Plexiglas Lichtleiter mit einem VALVO XP2011/03 Photomultiplier verbunden, der das Szintillationslicht in elektrische Impulse umwandelt. Die Photomultiplier sind an einer mechanischen Halterung angebracht, die die gesamte Vorrichtung trägt und in Abbildung 3.5b für die Triggerzähler angedeutet ist. Die Hochspannungsversorgungs– und Signalkabel aller Zähler sind 50 m lang und führen vom Experiment in die dreistöckige Elektronikhütte in der Experimentierhalle West. Mit der Signalverarbeitung der von den Photomultipliern erzeugten Analogsignale befaßt sich der nächste Abschnitt.

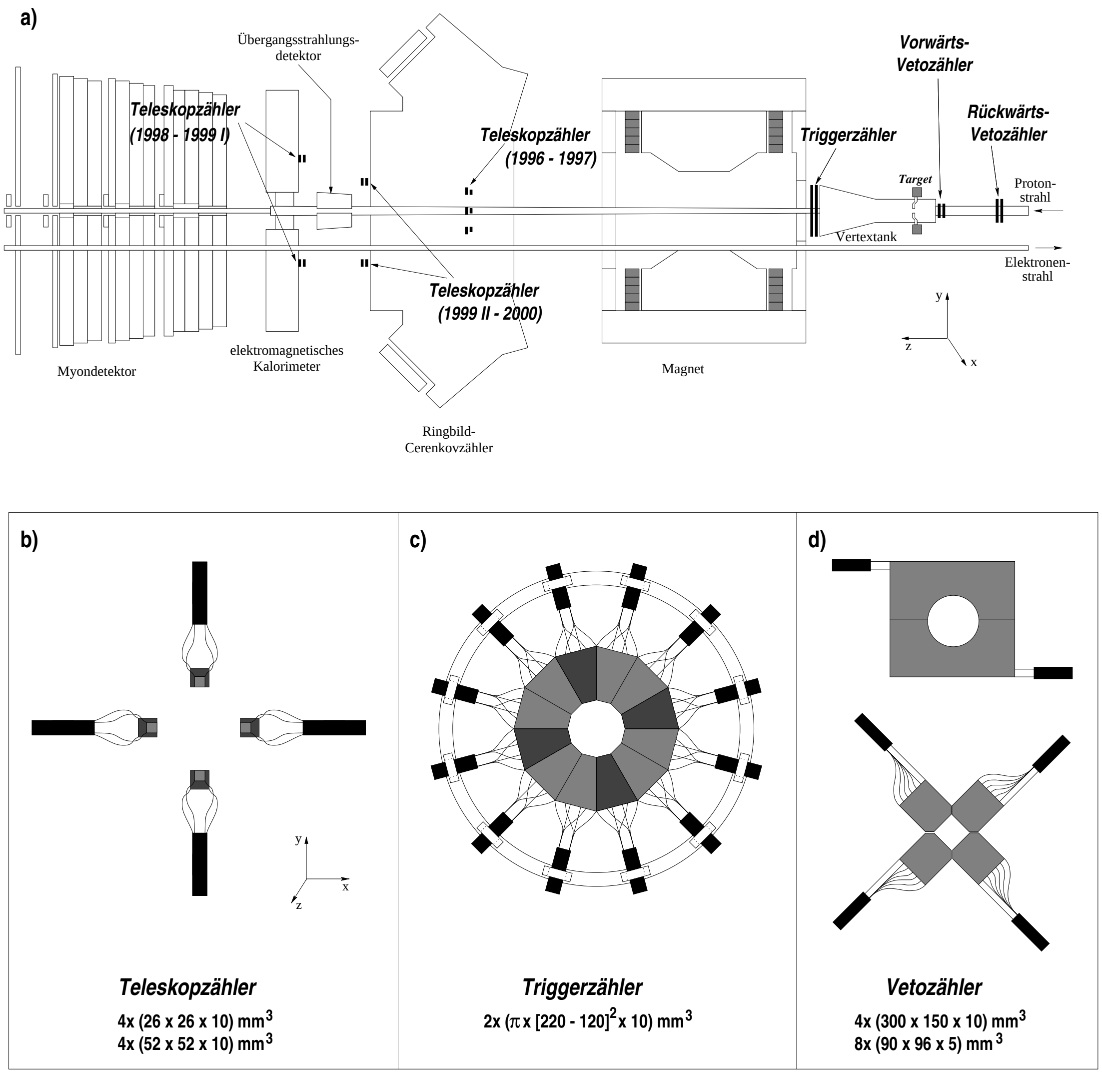

Abbildung 3.5: *a) Anordnung der verschiedenen Zählersysteme entlang des Protonenstrahlrohrs und b)–d) in der transversalen Ebene um das Strahlrohr während der Datennahmeperioden der Jahre 1996 bis 1999. Ein einzelner Szintillationszähler besteht aus dem Szintillatormaterial, einem Lichtleiter und dem abschließenden Photomultiplier.*

3.2.2 Elektronik und Datennahme

Die von den Photomultipliern der Szintillationszähler gelieferten Analogsignale werden in vier Untersystemen elektronisch verarbeitet. In Abbildung 3.6 ist der Informationsfluß zwischen diesen Systemen vereinfacht dargestellt. Die Signa-

	1997	1998	1999 (I)	1999 (II)
Teleskopzähler				
z–Position [m]: z_1	9,50	13,00	13,00	11,70
z_2	10,00	13,21	13,21	11,80
x–Position [m]: x_1, x_2	± 0,90	± 2,94	± 2,94	± 2,28
x_3, x_4	0	± 2,94	± 2,94	± 2,28
y–Position [m]: y_1, y_2	0	+ 0,96	+ 0,96	– 0,76
y_3, y_4	± 1,20	– 0,94	– 0,94	– 1,47
Azimutalwinkel [rad]: $\Theta_{1,2}$	0,0945	0,2336	0,2336	0,2026
$\Theta_{3,4}$	0,1257	0,2331	0,2331	0,2278
Pseudorapidität $\eta_{1,2}$	3,0520	2,1429	2,1429	2,2863
$\eta_{3,4}$	2,7661	2,1448	2,1448	2,1679
$\Delta\eta_{1,2}$	0,0277	0,0094	0,0094	0,0124
$\Delta\eta_{3,4}$	0,0207	0,0092	0,0092	0,0187
Triggerzähler				
z–Position [m]: z_1	2,13	2,13	–	–
z_2	2,16	2,16	–	–
radiale Position [m]: r	0,17	0,17	–	–
Azimutalwinkel Θ [rad]	0,0796	0,0796	–	–
Pseudorapidität η	3,2228	3,2228	–	–
$\Delta\eta$	0,6043	0,6043	–	–

Tabelle 3.1: *Räumliche Position, daraus resultierender Azimutalwinkel und Pseudorapidität für den Mittelpunkt der Teleskop– und Triggerzähler. Der durch die geometrische Form der Zähler definierte und überdeckte Rapiditätsbereich $\Delta\eta$ ist ebenfalls angegeben. Die Positionsangaben gelten für das in Kapitel 2.3 definierte HERA–B Koordinatensystem.*

le werden zunächst durch Elektronikmodule im NIM[3]–Standard verstärkt und logisch verknüpft. Das CAMAC[4]–Untersystem enthält Analog–Digital–Umsetzer (ADC) und Zeit–Digital–Umsetzer (TDC), durch die die Amplituden– und Zeitinformationen der Multipliersignale bestimmt werden. Nach der durch den Trigger[5] initiierten Auslese dieser Module gelangen die Daten über eine CAMAC–Schnittstelle zum ersten VME–System, wobei die Kommunikation mit dem CAMAC–Untersystem über den VME–Bus stattfindet.

Die Zähler im zweiten VME–System bilden die für die Targetsteuerung rele-

[3]**N**uclear **I**nstrumentation **M**easurement

[4]**C**omputer **A**pplication to **M**easurement **A**nd **C**ontrol

[5]engl.: Auslöseimpuls. Der Trigger wird durch ein als interessant definiertes Ereignis generiert und löst den Datennahmezyklus aus.

	1997	1998	1999 (I)	1999 (II)
Vetozähler				
z–Position: z_1 [m]	– 0,79	– 7,55	– 7,55	– 7,55
z_2 [m]	– 0,81	– 7,59	– 7,59	– 7,59
x–Position [m]: x_1, x_2	± 0,05	± 0,16	± 0,16	± 0,16
x_3, x_4	± 0,05	0	0	0
y–Position [m]: y_1, y_2	+ 0,05	+ 0,04	+ 0,04	+ 0,04
y_3, y_4	– 0,05	± 0,11	± 0,11	± 0,11
Azimutalwinkel [rad]: $\Theta_{1,2}$	3,0532	3,1198	3,1198	3,1198
$\Theta_{3,4}$	3,0532	3,1271	3,1271	3,1271
Pseudorapidität $\eta_{1,2}$	– 3,1186	– 4,5171	– 4,5171	– 4,5171
$\eta_{3,4}$	– 3,1186	– 4,9273	– 4,9273	– 4,9273
$\Delta\eta_{1,2}$	1,4333	0,6189	0,6189	0,6189
$\Delta\eta_{3,4}$	1,4333	0,9354	0,9354	0,9354

Tabelle 3.2: *Räumliche Position, daraus resultierender Azimutalwinkel und Pseudorapidität für den Mittelpunkt der Vetozähler. Der durch die geometrische Form der Zähler definierte und überdeckte Rapiditätsbereich $\Delta\eta$ ist ebenfalls angegeben. Die Positionsangaben gelten für das HERA–B Koordinatensystem.*

vanten Zählraten, deren Entstehung im Rahmen der Darstellung der Pulsverarbeitung im folgenden Abschnitt erklärt wird. Informationen über die Zeitstruktur dieser Zählraten liefert das VME–FADC–System, das die von der Logik im NIM–System gebildeten Digitalsignale in einem 24 ns–Raster abtastet. Das FADC–System wird später genauer beschrieben.

Die durch das VME–System erfaßten Daten werden zusammen mit ausgewählten Parametern des HERA Speicherringes und der anderen HERA Experimente in Datenbanken abgelegt. Die gesamten Daten aller Untersysteme werden von den entsprechenden VME–Einschubrechnern über Ethernet auf Linux–PC's gespeichert und von dort für die spätere Datenanalyse auf Massenspeicher geschrieben.

Die Pulsverarbeitung

Wie in Abbildung 3.8 zu erkennen ist, werden die Analogsignale der Triggerzähler (T1...T8), der Teleskopzähler (S1...S8) und der Vetozähler (V1...V8) zunächst verstärkt. Die Analogpulse des Verstärkerausganges werden zum einen direkt auf die ADC's gegeben, zum anderen durch Diskriminatoren in digitale Logikpulse umgewandelt. Ein vorangestelltes D bezeichnet die digitalen Logikpulse. Die Diskriminatorschwellen werden den Hochspannungseinstellungen der verwendeten Photomultiplier angepaßt und wurden in den Datennahmeperioden der Jah-

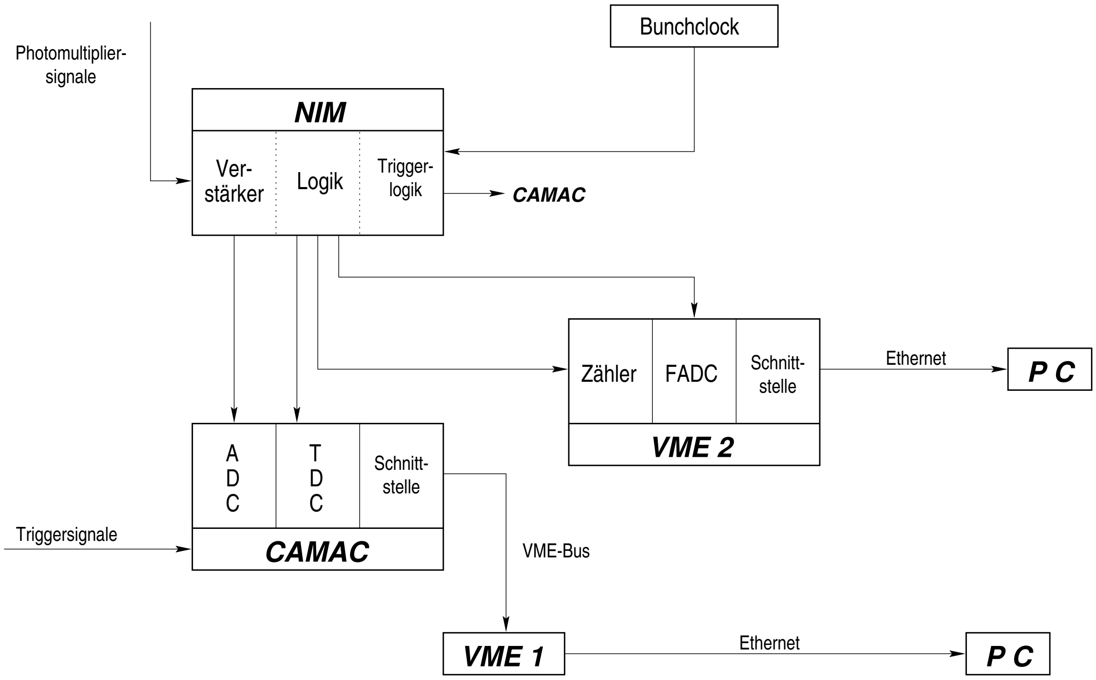

Abbildung 3.6: *Informationsfluß in der Elektronik des Zählratenexperiments.*

re 1997 bis 1999 auf Werte von 100 mV eingestellt. Um diesbezüglich die optimalen Einstellungen zu ermitteln, wird eine Kalibrationsmessung durchgeführt, in der bei verschiedenen Diskriminatorschwellen das durch die ADCs gelieferte Pulshöhenspektrum aufgezeichnet und ausgewertet wird. In Abbildung 3.7a ist am Beispiel eines Teleskopzählers das entsprechende Pulshöhenspektrum einer solchen Meßreihe, die am 23.9.1999 durchgeführt wurde und während der die Wechselwirkungsrate bei 10 MHz lag, für die verschiedenen Diskriminatorschwellen dargestellt. Für die niedrigste Diskriminatorschwelle bei 50 mV ist der durch elektronisches Rauschen und niederenergetische Photonen hervorgerufene Untergrund bei kleinen Signalen bzw. ADC–Kanälen und ein Maximum bei etwa 150 ADC–Kanälen zu erkennen. Dieses Maximum wird durch Teilchen produziert, deren Energieverlust beim Durchqueren des Szintillatormaterials minimal ist[6] und im allgemeinen als MIP–Peak bezeichnet wird. Deutlich erkennbar ist eine Unterdrückung des Untergrundes mit zunehmender Höhe der Diskriminatorschwelle. Eine weitere Untergrundreduzierung ergibt sich durch die unten beschriebene Koinzidenzbildung bei der Pulsverarbeitung der Signale zweier hintereinanderliegender Szintillatoren, deren Auswirkung auf das Pulshöhenspektrum Abbildung 3.7b zeigt: Der Untergrund verschwindet nach Anwendung der Koinzidenzbedin-

[6]Diese Teilchen werden als MIPs (**M**inimal **I**onizing **P**article) bezeichnet

gung und Einsatz der Diskriminatorschwelle, während der MIP–Peak davon nicht signifikant beeinflußt wird. Um eine Überlagerung zweier Pulse im Abstand von 96 ns auszuschließen, beträgt die Pulslänge der an den Diskriminatorausgängen anliegenden Logiksignale 50 ns.

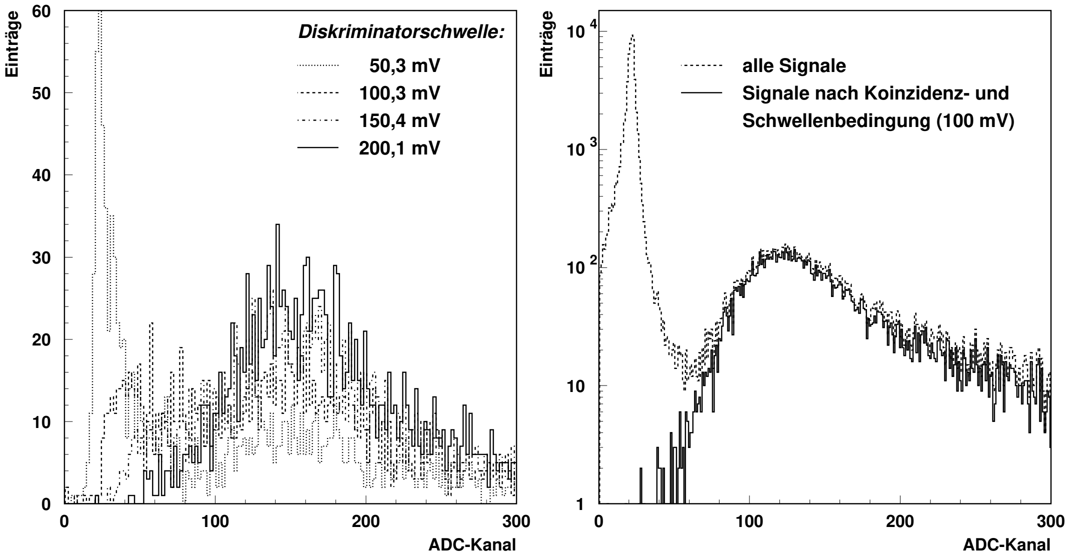

Abbildung 3.7: *a) ADC–Spektrum eines Teleskopzählers für verschiedene Diskriminatorschwellen. b) ADC–Spektrum des gleichen Zählers ohne elektronische Beschränkung (gestrichelt) bzw. nach Anwendung der Koinzidenzbedingung und Einsatz der Diskriminatorschwelle von 100 mV (durchgezogen).*

Eine UND–Verknüpfung der entsprechenden Logiksignale stellt die Koinzidenz für zwei hintereinanderliegende Szintillationszähler aller eingesetzten Zählersysteme her (A1...A4, H1...H4 und B1...B4). Die auf diese Weise generierten Koinzidenzpulse werden von den Zählern im VME–System in einem Zeitintervall von $\frac{1}{10}$ Sekunde gezählt und in Zählraten umgewandelt. Durch die gleichzeitige Verteilung dieser Signale auf Koinzidenzeinheiten, die genau dann einen Puls abgeben, wenn mindestens ein Zählerpaar des entsprechenden Zählersystems angesprochen hat, ergibt sich das Teleskopsignal F1, das Triggersignal ALL und das Vetosignal VETO. Während das Triggersignal und das Vetosignal ausschließlich in die Zähler geführt wird, startet das Teleskopsignal außerdem die Auslese der CAMAC–Module. Die damit verbundene Triggerelektronik und –logik wird im nächsten Abschnitt näher erläutert. Die Vetosignale liefern Informationen über die Häufigkeit von Untergrundereignissen und das Auftreten von Rückstreuprozessen. Mit der aus den Triggersignalen gewonnenen Triggerrate R_{ALL} und der aus den Teleskopsignalen gewonnenen Teleskoprate R_{F1} wird die geometrische

Akzeptanz des Teleskopzählersystems und damit die Wechselwirkungsrate experimentell bestimmt (siehe Kapitel 4).

Tabelle 3.3 zeigt den Meßbereich und die Auflösung der im CAMAC– und VME–Untersystem seit dem Zählratenexperiment des Jahres 1997 verwendeten Elektronikmodule.

Modul	Typ	Meßbereich	Auflösung	System
ADC	LeCroy 2249A	256 pC	10 bit	CAMAC
TDC	LeCroy 2228A	200 ns	11 bit	CAMAC
Zähler	CAEN	2^{24}	32 bit	VME
FADC	Struck MPFA40	1,8 V 24 μs	8–bit	VME

Tabelle 3.3: *Typ, Meßbereich, Auflösung und System der verwendeten Elektronikmodule*

Die Triggerelektronik

Die Auslese der ADC– und TDC–Daten aus dem CAMAC–Untersystem soll nur dann stattfinden, wenn die vorhergehende Auslese abgeschlossen ist und ein Ereignis stattgefunden hat, das in mindestens einem der vier Teleskopzählerpaare ein Signal erzeugt hat. Dabei muß dieses Signal zeitlich mit einem bestimmten der insgesamt 220 Protonenbunche korreliert sein, um unter anderem eine zu große Datenmenge zu vermeiden. Die Auslese wird durch einen Triggerpuls gestartet, der durch die in Abbildung 3.9 dargestellte Schaltung erzeugt wird. Anhand dieses Triggerschemas und des zugehörigen Zeitschemas der innerhalb des Triggers erzeugten Steuerpulse in Abbildung 3.10 wird die Triggerlogik im folgenden erklärt.

Wenn eine Koinzidenz zweier hintereinanderliegender Teleskopzähler anspricht und diese mit dem über die HERA–Bunchclock eingestellten BX–Signal (BX) des ausgewählten Protonenbunches zusammenfällt[7], wird der Triggerpuls (TRIG) erzeugt. Dieser startet die Auslese der Module durch den G1–Puls nur dann, wenn ihre Auslesebereitschaft vorher durch den sogenannten READY–Puls angezeigt wurde. Vor dem Eintreffen des Triggerpulses muß deshalb das entsprechende Flip–Flop vom CAMAC–Inhibitpuls gesetzt worden sein. Ein zwischengeschaltetes zweites Flip–Flop und eine nachgeschaltete Koinzidenzeinheit sorgen dafür, daß dieser Inhibitpuls den READY–Puls zu einem definierten Zeitpunkt erzeugt.

Es kann allerdings vorkommen, daß der Inhibitpuls erzeugt wird, bevor die Ausleseroutine in der Software verlassen wird, da die CPU mehrere Prozesse

[7]Die Signale der Bunchclock sind zeitlich mit dem Vorbeiflug der entsprechenden Protonenbunche am HERA–B Target korreliert

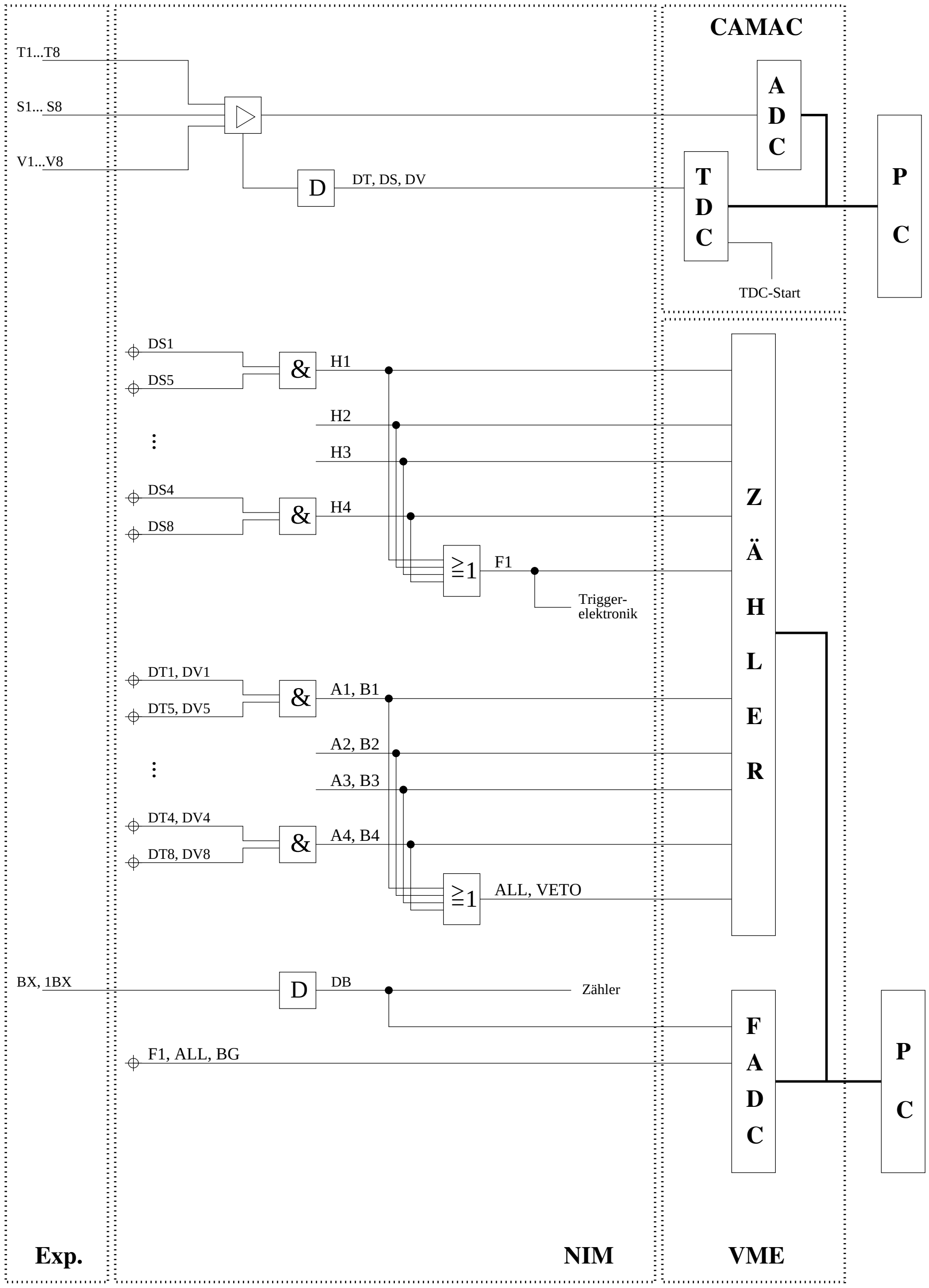

Abbildung 3.8: *Pulsverarbeitung der Photomultipliersignale. Die Analogpulse der Triggerzähler (T1...T8), der Teleskopzähler (S1...S8) und der Vetozähler (V1...V8) werden experimentell erzeugt und durch die NIM–Logik verarbeitet. Ein vorangestelltes D kennzeichnet digitale Signale. Die verwendeten Abkürzungen werden im Text erläutert.*

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 $\overline{LAM}$–Puls [8] angezeigt.

Vor einer möglichen Triggerentscheidung startet ein 96 ns vor dem eingestellten BX–Signal liegendes Bunchclocksignal (PreBX) gleichzeitig die TDC–Module und öffnet das Zeitfenster der ADC–Module. Falls innerhalb eines Zeitraumes von $3\,\mu$s kein interessantes Ereignis stattgefunden hat, werden diese Module wieder zurückgesetzt. Die Zählermodule werden üblicherweise mit 1 Hz, die ADC's und TDC's mit 2 Hz ausgelesen. Die FADC's werden mit einem separaten Trigger betrieben, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird und Ausleseraten von 200 Hz ermöglicht.

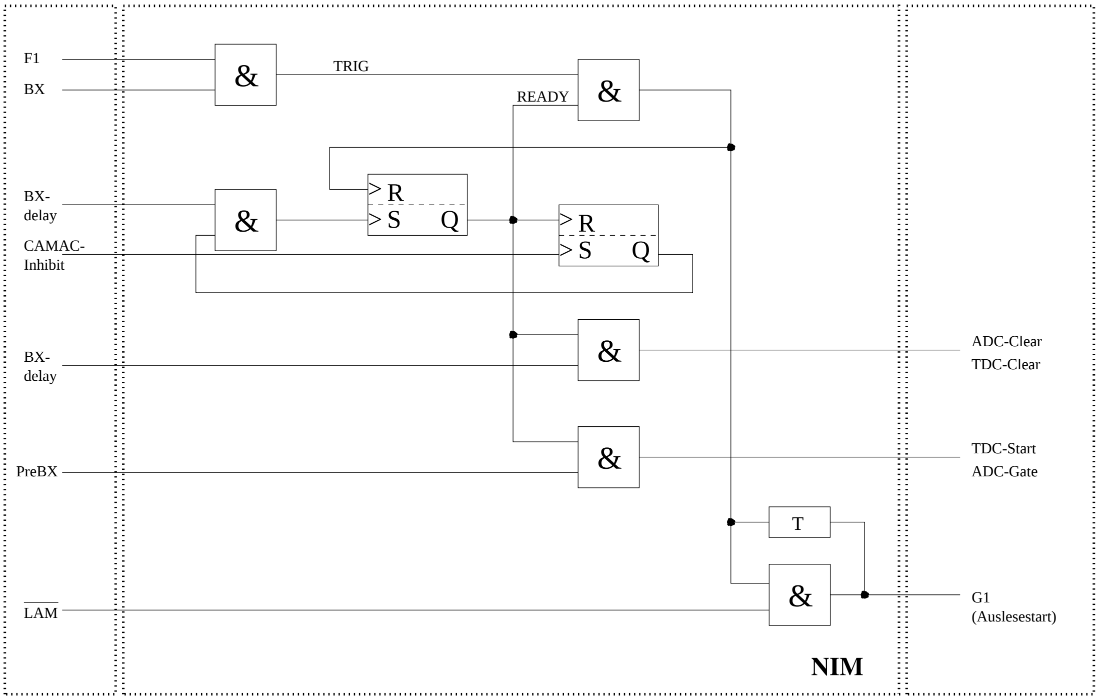

Abbildung 3.9: *Die Triggerlogik des Zählratenexperiments für den Betrieb der ADC– und TDC–Module.*

[8] **L**ook **A**t **M**e

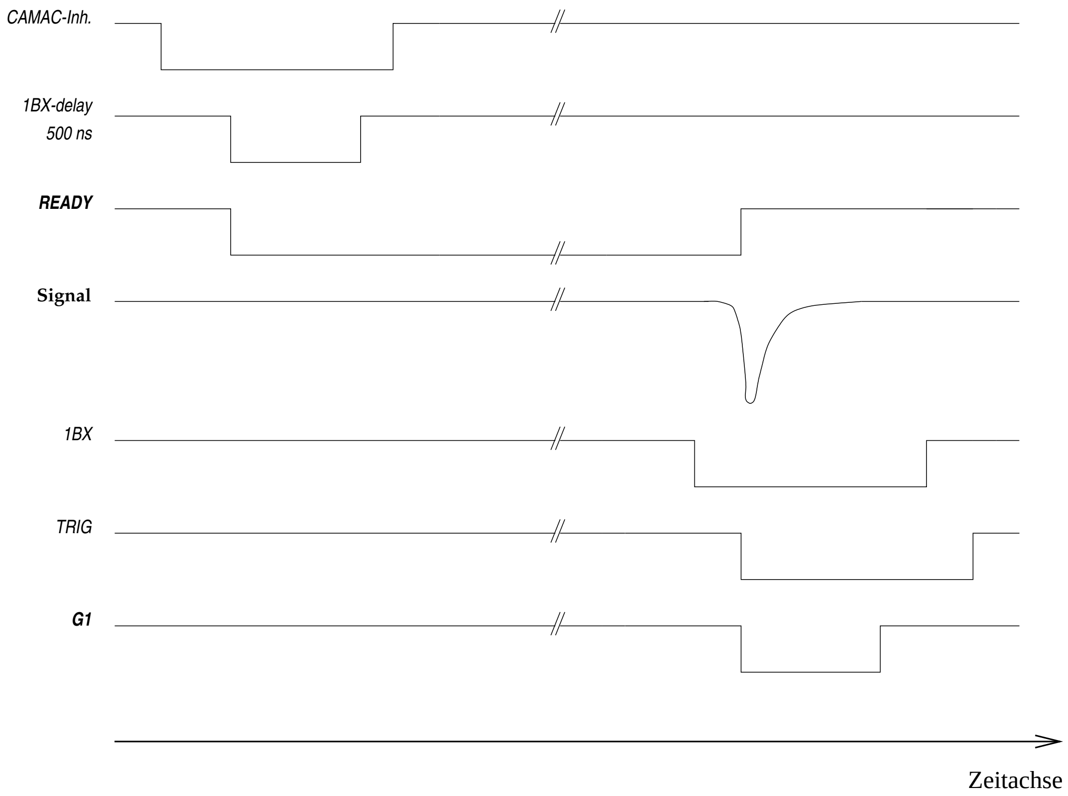

Abbildung 3.10: *Zeitschema der Steuerpulse des Triggers für den Betrieb des ADC– und TDC–Systems.*

Das 40 MHz FADC–System

Im allgemeinen wird ein Flash ADC verwendet, um analoge Signale schnell zu digitalisieren und sie der elektronischen Datenverarbeitung zugänglich zu machen. Dabei wird das Eingangssignal von einem schnellen ADC mit einer vorgegebenen Frequenz abgetastet und mit einem Referenzsignal verglichen. Der dabei eingesetzte technische Aufwand bestimmt die erreichbare minimale Wandlungszeit und somit die maximale Abtastrate bei einer periodischen Wandlung. Die digitalisierten Spannungswerte werden in einem Speicherelement abgelegt und anschließend ausgelesen bzw. weitergeleitet.

Seit der Datennahmeperiode des Jahres 1994 wird im Rahmen des Zählratenexperiments ein Flash ADC–System eingesetzt, das die bereits digitalisierten Photomultipliersignale nochmals mit genau der vierfachen Bunchcrossing–Frequenz abtastet. Damit werden die Beiträge der einzelnen Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate gemessen. Außerdem ist das FADC–System in der Lage, die Wechselwirkungsbeiträge online, also nahezu ohne Zeitverzögerung darzustellen. Dies ermöglicht die Kontrolle der Beiträge während einer Luminositätsmeßreihe und somit den Gewinn einer sofortigen Aussage über die Qualität der aktuellen HERA–Füllung bezüglich der Gleichmäßigkeit der zur Wechselwirkungsrate beitragenden Protonenbunche.

Das FADC–System MPFA40 [62, 63] besteht aus als VME–Modul ausgelegten ADC–Komponenten, die sich zusammen mit einem Rechner und einer Kontrolleinheit in einem VME–Rahmen befinden und durch einen VME–Bus ausgelesen werden. Die Kontrolleinheit und die ADC's besitzen zudem einen systemeigenen Bus, der zur Ansteuerung der ADC's seitens der Kontrolleinheit verwendet wird. Dieser Bus dient zur Übertragung des Taktsignals einer externen Uhr sowie des Schreibpulses, der die Übernahme des zuletzt gewandelten Analogwertes in den Speicher des ADC's bewirkt. Die ADC–Module beinhalten jeweils 8 ADC Kanäle mit einer Auflösung von 8 bit linear. Jeder ADC ist mit einem Ringspeicher von 2048 Byte ausgestattet, woraus bei der oben genannten Abtastfrequenz von 1 pro 24 ns eine maximale Aufzeichnungszeit von 49,2 μs resultiert. Da genau 1000 Bytes aus dem Speicher ausgelesen werden, liegt die Aufzeichnungszeit bei 24 μs. Damit wird pro Auslesezyklus ein gesamter HERA–Umlauf von 21,12 μs aufgezeichnet.

Die FADC's wandeln das Eingangssignal so lange, bis sie ein externes Stoppsignal erhalten. Dann wird mit der Auslese des Ringspeichers durch die VME–CPU begonnen. Die Daten werden in eine Datenbank geschrieben und sind damit sofort darstellbar. In den Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998 wurden die Daten eines HERA–Umlaufs mit einer Frequenz von etwa 70 Hz ausgelesen. Die daraus resultierende Datenausgangsrate von 70 kByte/s führt bei einer Dauer von etwa 10 Stunden einer typischen Luminositätsmeßreihe zu einer Datenmenge von 2,5 GByte für einen einzelnen FADC–Kanal. Bei einer Auslese von vier Kanälen erhöht sich dieser Wert bereits auf 10 GByte. Um diese Datenmenge zu reduzieren, werden die gemittelten Wechselwirkungsbeiträge der 5000 HERA–Umläufe in die Datenbank geschrieben. Bei der oben genannten Auslesefrequenz ergeben sich deshalb zeitgemittelte Wechselwirkungsbeiträge, die nach 70 bis 80 Sekunden aktualisiert werden. Mit einer Erhöhung der Auslesefrequenz in der Datennahmeperiode des Jahres 1999 auf 200 Hz wurde dieser Zeitraum auf etwa 30 Sekunden verkürzt.

Für die Messung der Wechselwirkungsbeiträge müssen die Zählersignale bzw. die ADC–Werte im Ringspeicher den einzelnen Bunchen zeitlich zugeordnet werden. Dazu stoppt der FADC–Trigger, dessen Aufbau in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt ist, die FADC's zeitgleich mit dem ersten Bunch. Zuvor muß die Auslesebereitschaft der VME–CPU durch das Ausgangssignal eines VME I/O–Moduls angezeigt werden. Um zu verhindern, daß das Triggersignal ausgelöst wird, wenn die Anstiegsflanke des I/O–Signals innerhalb des Bunchclocksignals des ersten Bunches (1BX) liegt, erzeugt eine Koinzidenzeinheit mit dem ersten Bunch zunächst ein Pretriggersignal (PRETRIG), das um 65 ns verzögert wird. Erst beim erneuten Eintreffen des Bunchclocksignals des ersten Bunches stoppt das Triggersignal (TRIG) die FADC's und veranlaßt die VME–CPU, die Daten auszulesen. Dadurch ist sichergestellt, daß die Daten jedesmal zum gleichen definierten Zeitpunkt ausgelesen werden.

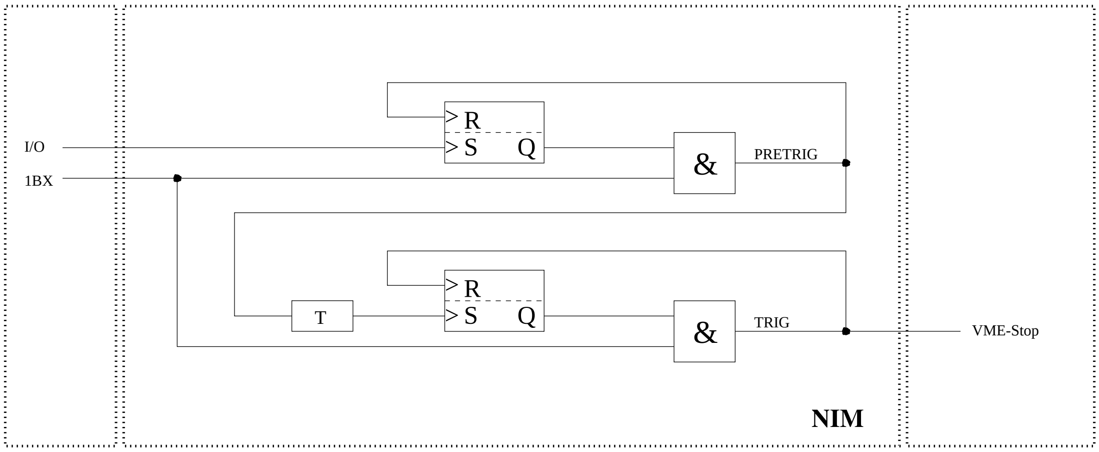

Abbildung 3.11: *Die Triggerlogik des Zählratenexperiments für den Betrieb des Flash ADC–Systems MPFA40.*

Ein typisches FADC–Ereignis ist in Abbildung 3.12 am Beispiel der mit den Teleskopzählern generierten Teleskoprate R_{F1} zu sehen. Dargestellt ist der gemessene Digitalwert (FADC–Wert) als Funktion der Zeit (FADC–Kanal) im festgelegten Zeitintervall von $24\,\mu$s. Die erkennbaren Signale stammen dabei von Protonen, die mit dem Target reagieren und Teilchen produzieren, die in den betrachteten Szintillationszählern registriert werden. Der FADC–Kanal, welcher bezüglich der Grundlinie den ersten signifikanten Anstieg aufweist, markiert damit den Zeitpunkt der Wechselwirkung. Da es sich bei den vom FADC–System verarbeiteten Signalen um digitale Diskriminatorsignale großer Amplitude handelt, können durch eventuelles Rauschen verursachte Fehlidentifikationen von Untergrundsignalen kleiner Amplitude durch die Vorgabe eines geeigneten Schwellenparameters mit hoher Effizienz ausgeschlossen werden.

Für die Berechnung der Wechselwirkungsbeiträge wird in den Daten eines gesamten HERA Umlaufs nach Signalen gesucht. Um genügend Statistik zu erhalten, wird dieser Vorgang für $N = 5000$ HERA Umläufe in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 und 1998 bzw. $N = 10000$ HERA Umläufe in der Datennahmeperiode des Jahres 1999 wiederholt. Die mittlere Anzahl $\overline{n}_i$ der mit den Szintillationszählern registrierten Ereignisse pro Umlauf im i–ten FADC–Kanal berechnet sich dann folgendermaßen:

$$\overline{n}_i = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^{N} w_{ij} \tag{3.2}$$

w_{ij} gibt dabei an, ob im j–ten Umlauf für den FADC–Kanal i mindestens eine Wechselwirkung registriert wurde und nimmt die Werte 0 (keine Wechselwirkung) oder 1 (mindestens eine Wechselwirkung) an. Da die Zeitauflösung des FADC–Systems mit 24 ns größer ist als die Länge eines Protonenbunches von 1 bis 2 ns, kann einem FADC–Kanal ein gefüllter Protonenbunch eindeutig zeitlich zugeordnet werden.

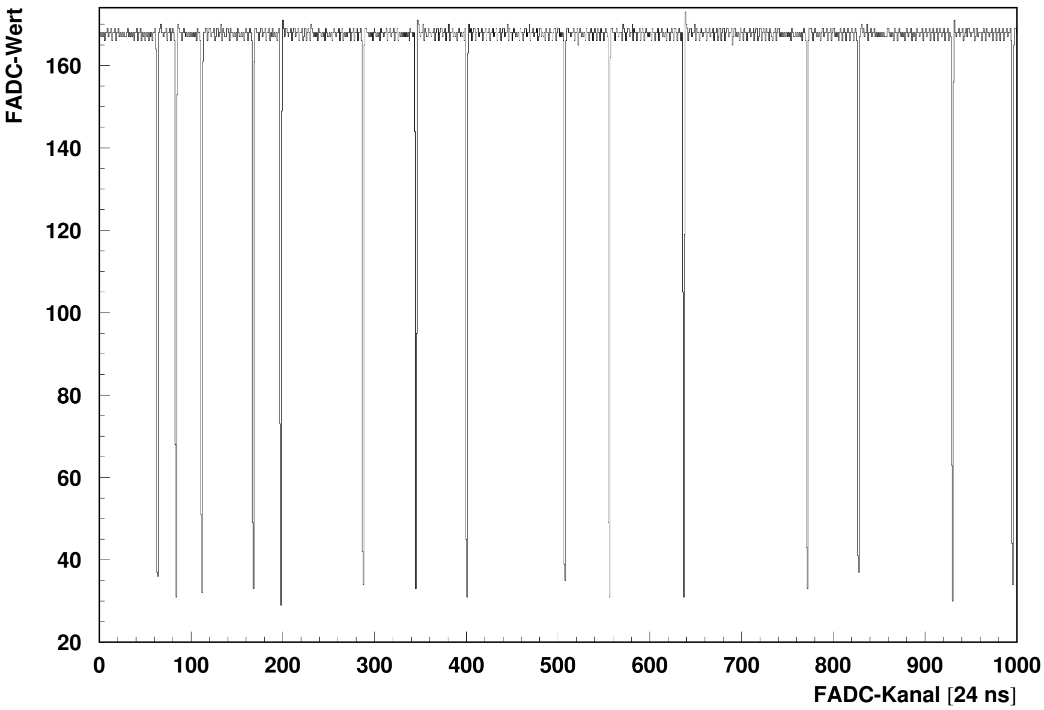

Abbildung 3.12: *Typisches Beispiel für die von einem Flash ADC zeitlich digitalisierten Signale der von den Szintillatoren generierten Teleskoprate R_{F1}. Durch die zeitliche Zuordnung der Signale wird die Zeitstruktur der betrachteten Zählrate aufgelöst. Ein Zeitkanal entspricht dabei 24 ns.*

3.2.3 Betriebsstatistik der Datennahmeperioden 1997 bis 1999

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Meßreihen wurden fast ausschließlich in den Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999 durchgeführt. Gemessen wurde in Luminositätsmeßreihen, in denen die Protonen und Elektronen im HERA Speicherring bei stabilen Bedingungen umliefen. Mit dem Zählratenexperiment wurden dabei insgesamt die Daten von 539 Meßreihen mit mindestens einer Drahtbewegung aufgezeichnet.

Der effizienteste Betrieb des HERA Protonen–Ringes erfolgte dabei in der Datennahmeperiode des Jahres 1999, in der der Speicherring mit einer Operationsdauer von 9025 Stunden am längsten von allen betrachteten Datennahmeperioden betrieben wurde. Mit einem Anteil von 5144 Stunden an Luminositätsbetrieb war hier aber vor allem die Nutzzeit der HERA Experimente am höchsten. Aufgrund der langen Shutdown–Periode im Jahre 1998 konnte der Speicherring in der Datennahmeperiode des Jahres 1998 mit einer Operationsdauer von 2297 Stunden nur vergleichsweise kurz betrieben werden. Technische Probleme, vor allem durch die Umstellung des Elektronen–Speicherringes von e^+– auf e^-–Betrieb, verursachten dabei auch die niedrigste Nutzzeit, die am Ende bei 735 Stunden lag. Trotzdem wurde mit einer Operationsdauer des HERA–B Targets von 627 Stunden 85 % der Zeit, in der der Speicherring unter Luminositätsbedingungen betrieben wurde, für das HERA–B Experiment genutzt. Die Verteilung der Wechselwirkungsrate für diese Datennahmeperiode in Abbildung 3.13 zeigt, daß hierin vielfach hohe Wechselwirkungsraten für Bestrahlungstests äußerer Spurkammermodule erzeugt wurden. Ebenfalls häufig produzierte Wechselwirkungsraten von 10 MHz oder darunter wurden neben Target– und Coasting Beam Studien intensiv für Tests des HERA–B Triggers verwendet.

	1997	1998	1999
HERA–p			
Operationsdauer [h]	5040	2297	9025
Luminosität [h]	2117 (42%)	735 (32%)	5144 (57%)
HERA–B Target			
Operationsdauer [h]	910	627	1629
Operationsdauer [s]	$3{,}3 \cdot 10^6$	$2{,}3 \cdot 10^6$	$5{,}9 \cdot 10^6$
Anzahl Meßreihen	135	118	286
Luminosität [MHz·s]	$4{,}0 \cdot 10^{13}$	$4{,}6 \cdot 10^{13}$	$5{,}3 \cdot 10^{13}$
Luminosität [Designrate]	13 %	15 %	18 %
Datenmenge [GByte]	25,85	8,49	41,73

Tabelle 3.4: *Betriebsstatistik zu den Datennahmeperioden der Jahre 1997–1999. Die Designrate des HERA–B Experiments beträgt* $3 \cdot 10^{14}$ *MHz·s.*

Obwohl die Operationsdauer des HERA–B Targets in allen betrachteten Datennahmeperioden unter dem zur Messung der CP–Verletzung benötigten Wert von etwa 2800 Stunden liegt, zeigt die Nutzzeit des Speicherringes in der Datennahmeperiode des Jahres 1999, daß die dazu benötigten Randbedingungen erreicht werden können.

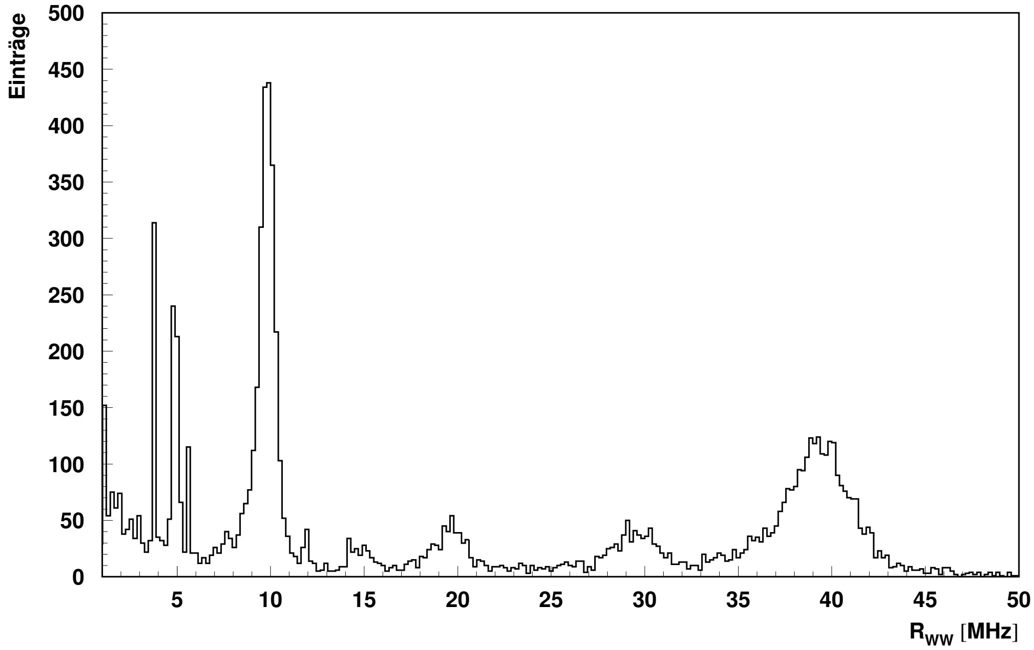

Abbildung 3.13: *Verteilung der Wechselwirkungsrate in der Datennahmeperiode des Jahres 1998. Aufgrund der Bestrahlungstests äußerer Spurkammermodule wurde das HERA–B Target häufig bei 40 MHz betrieben.*

Kapitel 4

Die experimentelle Bestimmung der Wechselwirkungsrate

Wie in Kapitel 1 beschrieben wurde, ist die Produktionsrate der zur Messung der CP–Verletzung notwendigen B–Mesonen eine der Größen, welche die zeitlichen Rahmenbedingungen für das HERA–B Experiment vorgeben. Sie läßt sich bei Kenntnis der entsprechenden Wirkungsquerschnitte aus der Wechselwirkungsrate, das ist die Anzahl der inelastischen Proton–Nukleon Wechselwirkungen pro Zeiteinheit, berechnen. Damit ist die Wechselwirkungsrate die wichtigste Führungsgröße für die Steuerung des HERA–B Targets und ihre genaue Bestimmung von entscheidender Bedeutung.

In diesem Kapitel wird zunächst erläutert, warum das innerhalb des Zählratenexperiments eingesetzte Zählersystem mit Szintillationszählern kleiner geometrischer Akzeptanz zur Messung der Wechselwirkungsrate geeignet ist und zum Einsatz kommt. Danach folgt die Beschreibung der Meßmethode, mit der die geometrische Akzeptanz dieses Zählersystems seit der Datennahmeperiode des Jahres 1996 experimentell bestimmt wird. Anhand einer einfachen Ratensimulation werden die Auswirkungen von Ratenfluktuationen, die auf der Zeitskala der einzelnen Bunchabstände liegen und mit dem in Kapitel 3 beschriebenen FADC–System meßbar sind, auf die aus der Meßmethode resultierenden Ergebnisse untersucht. Am Ende dieses Kapitels wird die geometrische Akzeptanz des betrachteten Zählersystems für verschiedene Meßperioden der Jahre 1997, 1998 und 1999 präsentiert. In der Datennahmeperiode des Jahres 1999 wurde die Wechselwirkungsrate mit einem Teil des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmt, da die Triggerzähler dafür nicht mehr zur Verfügung standen. Die Beschreibung dieser Meßmethode vervollständigt dieses Kapitel.

4.1 Berechnung der Wechselwirkungsrate R_{WW} aus Zählraten

Die innerhalb des Zählratenexperimentes verwendeten Szintillationszähler sind nicht in der Lage, Mehrfachwechselwirkungen eines einzelnen Protonenbunches mit dem HERA–B Target aufzulösen. Deshalb ergibt sich aus der Umlauffrequenz f_{Uml} eines Bunches und der Anzahl n_{BX} der gefüllten Protonenbunche die maximal meßbare Zählrate R_{BX} zu

$$R_{BX} = f_{Uml} \cdot n_{BX} = 47.35\,\mathrm{kHz} \cdot 180 = 8.523\,\mathrm{MHz}\ . \tag{4.1}$$

Diese sogenannte Bunchcrossingrate gibt an, wieviele gefüllte Protonenbunche das HERA–B Target innerhalb einer Sekunde passieren. Mit dieser Größe läßt sich aus der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch λ die Wechselwirkungsrate R_{WW} zu

$$R_{WW} = R_{BX} \cdot \lambda \tag{4.2}$$

berechnen. Unter der Annahme, daß die Anzahl der Protonen, die mit dem Draht reagieren, poissonverteilt ist[1] und der Annahme, daß jeder Bunch gleich zur Rate beiträgt, kann aus den Zählraten der Szintillationszähler die Wechselwirkungsrate ermittelt werden. Wie im folgenden gezeigt wird, sind hierfür insbesondere Zählersysteme mit kleiner geometrischer Akzeptanz geeignet.

Die Poissonverteilung

$$p_\lambda\,(k) = \frac{\lambda^k}{k!}\, e^{-\lambda} \tag{4.3}$$

gibt die Wahrscheinlichkeit für k Wechselwirkungen bei einer mittleren Anzahl von λ Wechselwirkungen an. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß keine Reaktion stattfindet, zu

$$p_\lambda\,(k=0) = e^{-\lambda}\ . \tag{4.4}$$

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

$$P_0\,(k \geq 1) = \sum_{k=1}^{\infty} (1 - a_x)^k\, p_\lambda\,(k)\ \ , \tag{4.5}$$

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

$$P_0 \;=\; p_\lambda\,(k=0) + P_0\,(k \geq 1)$$

[1]Die ursprüngliche Binomialverteilung geht in die Poissonverteilung über, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für ein Proton pro Umlauf sehr klein und die Anzahl der Protonen pro Bunch sehr groß ist.

$$\begin{aligned}
&= e^{-\lambda} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1-a_x)^k \lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \\
&= e^{-\lambda} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1-a_x)^k \lambda^k}{k!} e^{-\lambda} - e^{-\lambda} \\
&= e^{-a_x \lambda} \; . \qquad (4.6)
\end{aligned}$$

Aus der mit dem betrachteten Zählersystem gemessenen Zählrate R_x und obiger Bunchcrossingrate R_{BX} folgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein oder mehrere Drahtereignisse:

$$P_1 = \frac{R_x}{R_{BX}} \; . \qquad (4.7)$$

Mit

$$P_0 = 1 - P_1 = 1 - \frac{R_x}{R_{BX}} \qquad (4.8)$$

ergibt sich für die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch

$$\lambda = \frac{1}{a_x} ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_x} \right) \qquad (4.9)$$

und für die gesuchte Beziehung zwischen Zählrate und Wechselwirkungsrate nach Gleichung 4.2

$$\boxed{R_{WW} = \frac{R_{BX}}{a_x} \cdot ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_x} \right)} \qquad (4.10)$$

oder mit den im folgenden angegebenen Näherungen für $a_x\lambda$:

$$R_x = R_{BX} \left(1 - e^{-a_x \lambda}\right) = \begin{cases} R_{BX} a_x \lambda, & \text{für } a_x\lambda \ll 1 \\ R_{BX}, & \text{für } a_x\lambda \gg 1 \end{cases} \qquad (4.11)$$

Die Wechselwirkungsrate kann nach Gleichung 4.10 also aus der gemessenen Rate R_x eines beliebigen Zählersystems berechnet werden, wenn die entsprechende geometrische Akzeptanz a_x bekannt ist. Dabei ist die Zählrate für ein Zählersystem mit kleiner geometrischer Akzeptanz bei kleinen Zählraten ($a_x\lambda \ll 1$) nach Gleichung 4.11 und 4.2 direkt proportional zur Wechselwirkungsrate und konvergiert bei großen Raten ($a_x\lambda \gg 1$) wie oben beschrieben gegen den Wert der Bunchcrossingrate R_{BX}.

Das Verhalten der nach Gleichung 4.10 berechneten Wechselwirkungsrate ist in Abbildung 4.1a exemplarisch für zwei Zählersysteme mit unterschiedlicher geometrischer Akzeptanz dargestellt. Sie zeigt die Wechselwirkungsrate R_{WW} als Funktion der Zählraten R_1 und R_2. Für das erste Zählersystem wurde dabei eine

Akzeptanz von $a_1 = 5\,\%$ angenommen, die geometrische Akzeptanz a_2 des zweiten Zählersystems beträgt 70 %. Zwischen Zählrate R_1 des Zählersystems mit kleiner Akzeptanz und der Wechselwirkungsrate zeigt sich das erwartete lineare Verhalten über den gesamten dargestellten Bereich, während sich die Zählrate R_2 bei einem Wert von $R_{WW} = 35\,\mathrm{MHz}$ beispielsweise schon im Bereich der Bunchcrossingrate R_{BX} befindet. Grund dafür sind die in diesem Fall nach Gleichung 4.9 stark zunehmenden Vielfachwechselwirkungen, die von diesen Zählern nicht aufgelöst werden. Da in diesem Bereich bereits kleine Unsicherheiten in der Zählrate R_2 große Unsicherheiten in der berechneten Wechselwirkungsrate zur Folge haben, sind Zählersysteme mit kleiner geometrischer Akzeptanz vor allem bei hohen Wechselwirkungsraten besser zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate geeignet. Das wird besonders bei dem Vergleich des Fehlers s_{WW} für die aus den Zählern mit der unterschiedlichen geometrischen Akzeptanz von 5 % bzw. 70 % berechnete Wechselwirkungsrate in Abbildung 4.1b deutlich. Der Fehler auf die Wechselwirkungsrate berechnet sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 4.10 und 4.11 zu

$$s_{WW} = \frac{R_{BX}}{a_x} \frac{1}{R_{BX} - R_x} s_{R_x} = \frac{1}{a_x} exp\left\{a_x \frac{R_{WW}}{R_{BX}}\right\} s_{R_x} \tag{4.12}$$

mit dem für Abbildung 4.1a gültigen Parametersatz und dem statistischen Fehler $s_{R_x} = \sqrt{R_x}$ auf die Zählraten R_1 und R_2.

Das System der in Kapitel 3 beschriebenen Teleskopzähler ist nach obigen Überlegungen zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate geeignet, da es eine kleine geometrische Akzeptanz besitzt. Prinzipiell kann diese Größe aus Simulationsrechnungen ohne großen statistischen Fehler ermittelt werden. Die kleine Akzeptanz führt bei dieser Methode aber zu großen systematischen Fehlern, deren Ursachen im folgenden aufgelistet sind:

- Multiplizitätsverteilungen innerhalb der Simulationen, die nicht der Realität entsprechen. Der daraus resultierende Fehler geht linear in die Berechnung der Akzeptanz ein und dominiert bei Zählersystemen mit kleiner geometrischer Akzeptanz.

- Detektormaterial, das sich zwischen dem HERA–B Target und dem Teleskopzählersystem befindet und berücksichtigt werden muß, weil die Multiplizitätsverteilung durch Reaktionen und Vielfachstreuung im Detektormaterial verändert wird. Da das Zählratenexperiment im Bereich des HERA–B Detektors, dessen Aufbau sich über den in dieser Arbeit betrachteten Zeitraum erstreckte, installiert wurde, änderte sich die Materialverteilung außerdem zeitlich. Sie ist für die Bestimmung der Zählerakzeptanzen in der Simulation nicht ausreichend berücksichtigt.

- Geringe Unsicherheiten bei der Positionsbestimmung der Teleskopzähler, weil sich die Teilchendichte mit dem radialen Abstand sehr stark verändert.

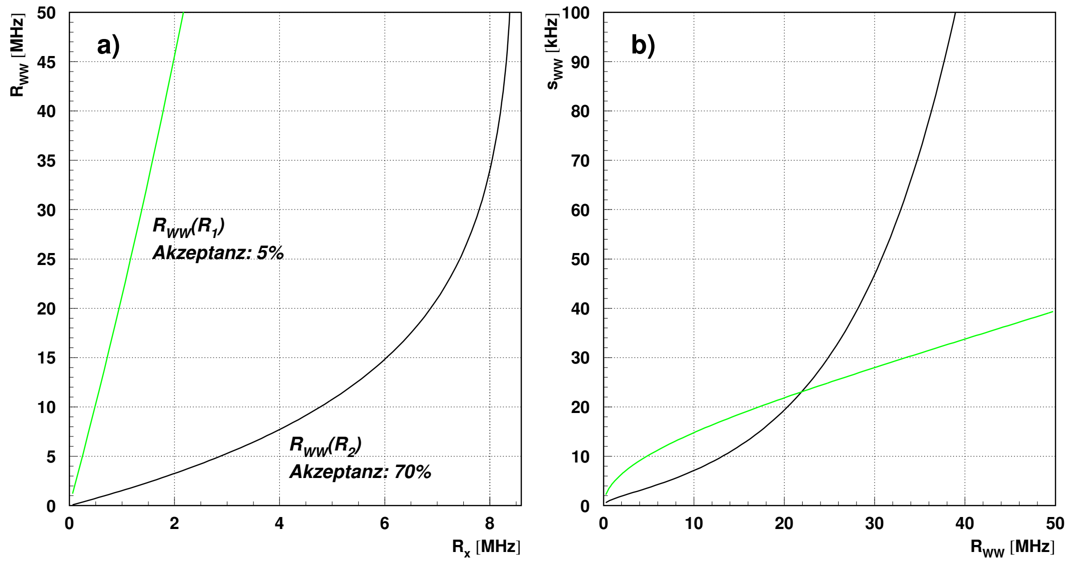

Abbildung 4.1: *a) Die nach Gleichung 4.10 aus den Zählraten R_1 und R_2 berechnete Wechselwirkungsrate R_{WW} als Funktion der entsprechenden Zählrate. Die zugehörige geometrische Akzeptanz der Zählraten ist angegeben. b) Absoluter Fehler auf die aus den Zählraten R_1 und R_2 berechnete Wechselwirkungsrate in a).*

Deshalb wird die Akzeptanz experimentell aus dem Vergleich einer Zählrate des Teleskopzählersystems und der Zählrate des Triggerzählersystems als Referenzsystem bestimmt, das aufgrund seiner großen geometrischen Akzeptanz mit einem kleinen systematischen Fehler behaftet ist. Dieses Verfahren wird mit den resultierenden Ergebnissen nach einer allgemeinen Herleitung in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.

In Abschnitt 4.3 wird außerdem gezeigt, daß die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems nur dann mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden kann, wenn die Ratenfluktuationen auf dem zeitlichen Niveau der einzelnen Bunche klein sind, da sonst die Annahme von Poissonstatistik zur Lösung dieses Problems nur noch näherungsweise gerechtfertigt ist.

4.2 Experimentelle Bestimmung relativer Zählerakzeptanzen

In diesem Abschnitt wird ein Verfahren beschrieben, mit dem es möglich ist, die geometrische Akzeptanz eines Zählersystems experimentell zu bestimmen. Unter Berücksichtigung von Mehrfachwechselwirkungen und Untergrundereignissen wird dazu aus den Zählraten zweier unterschiedlicher Zählersysteme zunächst deren relative Akzeptanz ermittelt. Ist die geometrische Akzeptanz eines Zählersystems mit hinreichender Genauigkeit bekannt, kann die Akzeptanz des anderen daraus berechnet werden.

Aufgrund einer geometrischen Akzeptanz a_x, die unter 1 liegt, mißt ein entsprechendes Zählersystem x als Zählrate R_x nur den Bruchteil der am Target erzeugten Wechselwirkungsrate R_{WW}. Zusätzlich werden Untergrundereignisse als Untergrundrate G_x nachgewiesen. Unter der Annahme, daß diese Ereignisse gleichzeitig mit den Wechselwirkungsprodukten vom Zählersystem registriert werden, muß die Summe aus diesen beiden Zählraten nach Gleichung 4.10 auf Mehrfachdurchgänge von Spuren korrigiert werden. Gleichung 4.10 geht dann über in [61]

$$G_x + a_x R_{WW} = R_{BX} ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_x} \right) \tag{4.13}$$

beziehungsweise

$$R_{WW} = \frac{R_{BX}}{a_x} ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_x} \right) - \frac{G_x}{a_x} \, . \tag{4.14}$$

Dies ist also die auf Untergrundereignisse korrigierte allgemeingültige Form der Gleichung 4.10. Die Untergrundrate G_x läßt sich ohne Targetbetrieb direkt messen, da in diesem Fall die Wechselwirkungsrate $R_{WW} = 0$ ist und außerdem gilt: $R_x \ll R_{BX}$.

Für eine beliebige Wechselwirkungsrate ergibt sich aus Gleichung 4.14 für zwei unterschiedliche Zählersysteme x und y folgende Bedingung

$$\frac{R_{BX}}{a_x} ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_x} \right) - \frac{G_x}{a_x} = \frac{R_{BX}}{a_y} ln \left(\frac{R_{BX}}{R_{BX} - R_y} \right) - \frac{G_y}{a_y} \, , \tag{4.15}$$

aus der nach einigen Umformungen ein direkter funktionaler Zusammenhang zwischen den beiden Zählraten R_x und R_y folgt:

$$R_x(R_y) = R_{BX} \left(1 - c_u \left(1 - \frac{R_y}{R_{BX}} \right)^a \right) \tag{4.16}$$

Der Exponent $a = \frac{a_x}{a_y}$ gibt die gesuchte relative Akzeptanz der beiden Zählersysteme für Wechselwirkungen an. Der dimensionslose Parameter c_u ist definiert als

$$c_u = exp \left\{ \frac{1}{R_{BX}} \left(a G_y - G_x \right) \right\} \tag{4.17}$$

und enthält die Untergrundraten der beiden Zählersysteme.

Die numerischen Berechnung der gesuchten Parameter wird einfacher, wenn das Verhältnis der Zählraten R_x und R_y gebildet und als Funktion einer der beiden Raten dargestellt wird. Für die Anpassungsrechnung, mit der die gesuchten Parameter aus den experimentellen Daten bestimmt werden, muß dann eine entsprechende Erweiterung der Gleichung 4.16 verwendet werden:

$$\boxed{\frac{R_x}{R_y} = f(R_y) = \frac{R_{BX}}{R_y}\left(1 - c_u\left(1 - \frac{R_y}{R_{BX}}\right)^a\right)} \tag{4.18}$$

Für kleine Zählraten $R_y \ll R_{BX}$ läßt sich Gleichung 4.16 gemäß

$$R_x = R_{BX}(1 - c_u) + ac_uR_y + \mathcal{O}(R_y^2) \tag{4.19}$$

entwickeln und bei verschwindendem Untergrund ($c_u = 1$) zu

$$\frac{R_x}{R_y} = \frac{a_x}{a_y} = a \tag{4.20}$$

vereinfachen. Die relative Akzeptanz der beiden Zählersysteme läßt sich in diesem Fall direkt aus dem Verhältnis der beiden Zählraten bestimmen.

Bei der Anwendung dieser Methode hat sich gezeigt, daß es zweckmäßig ist, neben den beiden freien Parametern a und c_u auch die Bunchcrossingrate R_{BX} durch einen freien Parameter R_{BX}^{eff}, die sogenannte effektive Bunchcrossingrate zu ersetzen. Zum einen treten mit zunehmender Triggerrate R_{ALL} elektronisch bedingte Sättigungseffekte auf, die durch die zunehmende Anzahl von Mehrfachwechselwirkungen hervorgerufen werden. Sie führen aufgrund der großen Akzeptanz der Triggerzähler zu großen Pulshöhen, durch die die Verstärker übersteuert werden und Reflexionen auftreten. Außerdem sind die Basen der Photomultiplier bei diesen Raten nicht mehr in der Lage, die für einen einwandfreien Betrieb notwendigen Ströme bereitzustellen. Zum anderen werden variierende Wechselwirkungsbeiträge der einzelnen Protonenbunche durch die Größe R_{BX}^{eff} quantitativ erfaßt. Diese Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2.1 ausführlich dargestellt.

Wie in Abschnitt 4.1 bereits erwähnt, wird die Anpassungsrechnung zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Teleskopzählersystems mit der Teleskoprate R_{F1} dieses Systems und der vom Triggerzählersystem erzeugten Triggerrate R_{ALL} durchgeführt. Dazu eignen sich am besten solche Meßreihen, in denen die von einem einzelnen Targetdraht erzeugte Wechselwirkungsrate in kleinen Schritten erhöht und eine Zeit lang konstant gehalten wird. Unterschiede in der geometrischen Akzeptanz, die sich aus dem Einsatz unterschiedlicher Drähte ergeben, werden in Abschnitt 4.3 behandelt. Am Beispiel einer entsprechenden Meßreihe wird das oben beschriebene Verfahren auf die experimentellen Daten angewendet.

Abbildung 4.2 zeigt die stufenweise Erhöhung der mit dem Teleskopzählersystem gemessenen Wechselwirkungsrate als Funktion der Zeit für eine solche Meßreihe, die am 23.6.1997 durchgeführt wurde. Die Zählrate wurde dabei durch Wechselwirkungen der Protonen mit dem inneren Aluminiumdraht der Station 1 erzeugt. Abbildung 4.3 zeigt das zugehörige Verhältnis der Teleskoprate R_{F1}

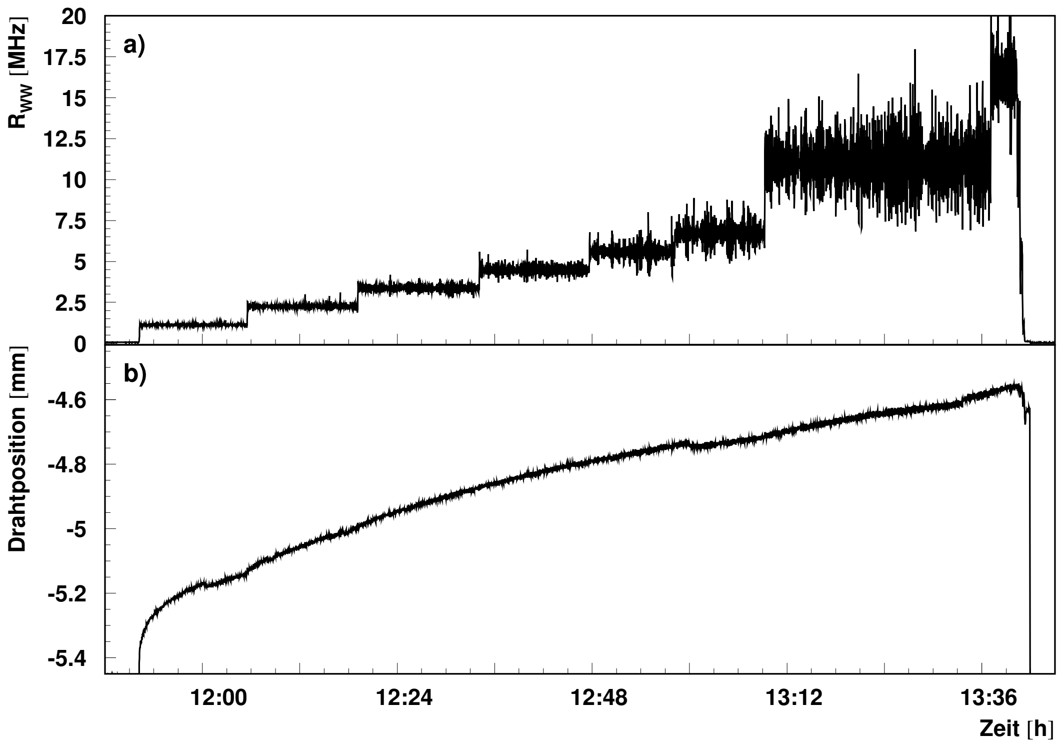

Abbildung 4.2: *a) Wechselwirkungsrate und b) nominelle Drahtposition des äußeren Drahtes der Station II als Funktion der Zeit. In dieser Meßreihe wurde die Wechselwirkungsrate stufenweise erhöht, um die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems nach der im Text beschriebenen Methode zu ermitteln.*

zur Triggerrate R_{ALL} in Abhängigkeit der Triggerrate, auf das die durch Gleichung 4.18 beschriebene Anpassungsrechnung angewendet wird. Der vorgegebene Ratenbereich der Triggerrate erstreckt sich dabei von 500 kHz bis 3,5 MHz und wurde bei der Durchführung der Anpassungsrechnung für alle ausgewerteten Meßreihen beibehalten. Durch diese Ratenbeschränkung wird zum einen der bei kleinen Wechselwirkungsraten durch Untergrundereignisse dominierte Ratenbereich ausgeschlossen. Hier ist die Anpassungsrechnung nicht sinnvoll, da die zwei betrachteten Zählraten in diesem Bereich durch Untergrund dominiert und daher nicht mehr korreliert sind. Zum anderen müssen die bei Triggerraten über

3,5 MHz auftretenden elektronischen Sättigungseffekte, die oben bereits beschrieben wurden, durch die Beschränkung der Zählrate ausgeschlossen werden, da sie in der theoretischen Betrachtung nicht berücksichtigt sind.

Die Fehler der einzelnen Meßpunkte in Abbildung 4.3 ergeben sich aus den statistischen Fehlern bei der Summation der Ratenverhältnisse in dem jeweiligen Intervall, das durch den Fehlerbalken der Größe R_{ALL} gegeben ist. Bei der experimentellen Durchführung einer Meßreihe, wie sie in Abbildung 4.2 abgebildet ist, kann auf die statistischen Fehler direkt Einfluß genommen werden, da die Länge der Messung bei einer konstanten Ratenstufe die statistische Genauigkeit des entsprechenden Ratenverhältnisses an dieser Stelle definiert. Die numerisch berechneten Werte der gesuchten Parameter sind mit ihren entsprechenden statistischen Fehlern aus der Anpassungsrechnung in Abbildung 4.3 ebenfalls angegeben und betragen für die betrachtete Meßreihe

$$\begin{aligned} a &= 0.06947 \pm 0.00004 \\ c_u &= 0.999987 \pm 0.000007 \\ R_{BX}^{eff} &= (6.35 \pm 0.01)\,\mathrm{MHz} \end{aligned}$$

Die Daten werden in diesem Beispiel durch die in Gleichung 4.18 definierte Funktion mit einem χ^2 pro Freiheitsgrad von 1,58 sehr gut beschrieben. Daraus resultieren auch die kleinen statistischen Fehler der berechneten Parameter. Für die Datenselektion ist die Größe des χ^2/ndF deshalb von entscheidender Bedeutung. Um möglichst kleine statistische Fehler der berechneten Parameter zu erhalten, werden nur die Resultate der Meßreihen verwendet, bei denen das Ratenverhältnis $\frac{R_{F1}}{R_{ALL}}$ mit einem $\chi^2/ndF < 10$ durch den funktionalen Zusammenhang in Gleichung 4.18 angepaßt werden kann.

Aus einem Wert von $a_{ALL}^{sim} = (0,5853 \pm 0,0062)$ für die geometrische Akzeptanz des Triggerringes ergibt sich nach Gleichung 4.20 für obiges Beispiel beim Betrieb des inneren Aluminiumdrahtes der Station 1 ein durch die Zählrate R_{F1} repräsentierter Wert für die absolute geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems von

$$a_{F1} = 0.0407 \pm 0.0004\ .$$

Den Wert für a_{ALL}^{sim} liefern Simulationsrechnungen, die mit dem Eventgenerator FRITIOF innerhalb einer GEANT–Simulation vorhandener Detektorkomponenten des HERA–B Detektors durchgeführt werden [60, 64].

Auffallend ist der im Vergleich zur realen Bunchcrossingrate von 8,523 MHz deutlich geringere Wert der effektiven Bunchcrossingrate R_{BX}^{eff}. Der Einfluß der vorhandenen elektronischen Sättigungseffekte wurde in diesem Zusammenhang bereits erläutert. Durch die Existenz der teilweise stark unterschiedlichen Werte für die effektive Bunchcrossingrate bei verschiedenen Meßreihen können diese Sättigungseffekte als alleinige Ursache aber ausgeschlossen werden, denn in diesem Fall sollte der Wert für R_{BX}^{eff} bei allen Meßreihen im Rahmen der Fehler

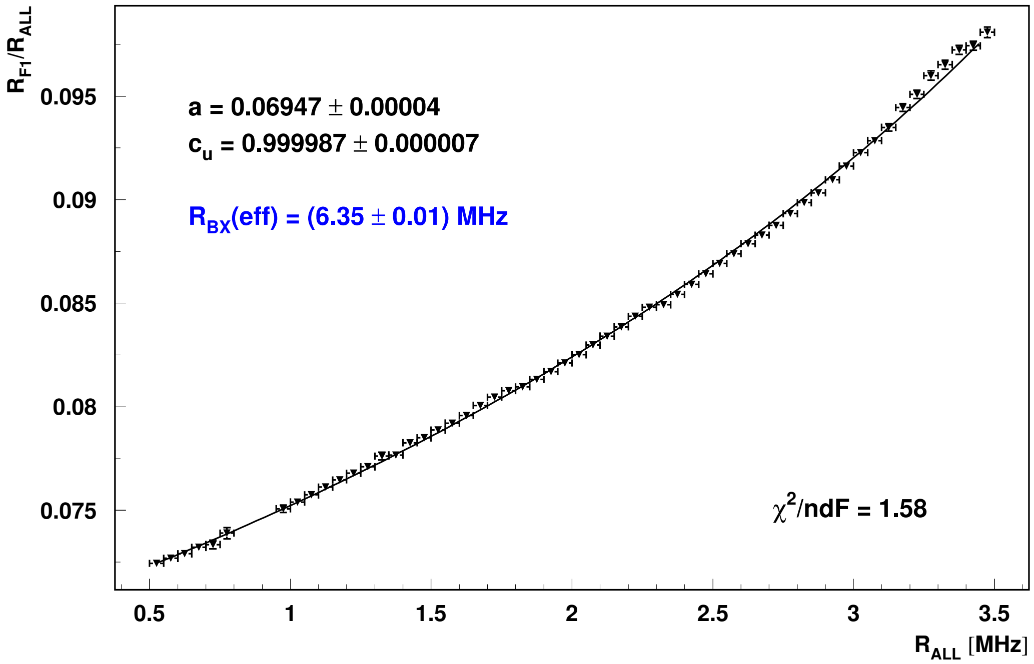

Abbildung 4.3: *Ratenverhältnis* $\frac{R_{F1}}{R_{ALL}}$ *als Funktion der Zählrate* R_{ALL} *des Triggerzählersystems für die in Abbildung 4.2 dargestellte Meßreihe vom 23.6.1997. Der nach Gleichung 4.18 an die Daten angepaßte funktionale Zusammenhang ist ebenfalls gezeigt.*

übereinstimmen. Da eine Fehlanpassung der Datenpunkte in Abbildung 4.3 ebenfalls ausgeschlossen werden kann, muß es eine andere Ursache für diese teilweise sehr unterschiedlichen effektive Bunchcrossingraten geben. Diese Ursache und ihre Auswirkung auf die Berechnung der geometrischen Akzeptanz a_{F1} werden im folgenden Abschnitt erläutert.

4.2.1 Einfluß unterschiedlich beitragender Bunche

Eine Eigenschaft der mit dem HERA–B Target wechselwirkenden Protonen ist der für verschiedene Protonenfüllungen teilweise stark variierende Beitrag einzelner Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate. Er wird mit dem in Kapitel 2 beschriebenen FADC–System gemessen [65]. Für die in Abbildung 4.2 dargestellte Meßreihe zeigt Abbildung 4.4a den Beitrag der einzelnen Protonenbunche, der über den der Meßreihe entsprechenden Zeitraum von 24 Minuten gemittelt wurde. Deutlich ist das Füllschema des HERA Protonen–Ringes mit den 180 gefüllten Bunchen und den Bunchlücken zu erkennen. Auffällig sind vor allem die unterschiedlichen Beiträge der verschiedenen Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate. Sie werden quantitativ durch den Mittelwert und die Varianz in Abbildung 4.4b erfaßt. Daraus ergibt sich für dieses Beispiel eine relative Varianz der Beitragsverteilung von $\sigma_{rel} = 0,27$. Im Vergleich dazu sind in Abbildung 4.5 der Wechselwirkungsbeitrag und seine Verteilung für eine ähnliche Messung mit dem inneren Draht der Station 1 dargestellt. Sie wurde am am 7.10.1997 über eine Zeitraum von 57 Minuten durchgeführt und zeigt mit einem Wert für σ_{rel} von 0,44 eine wesentlich breitere Verteilung für die mittlere Zahl der Wechselwirkungen pro Bunch.

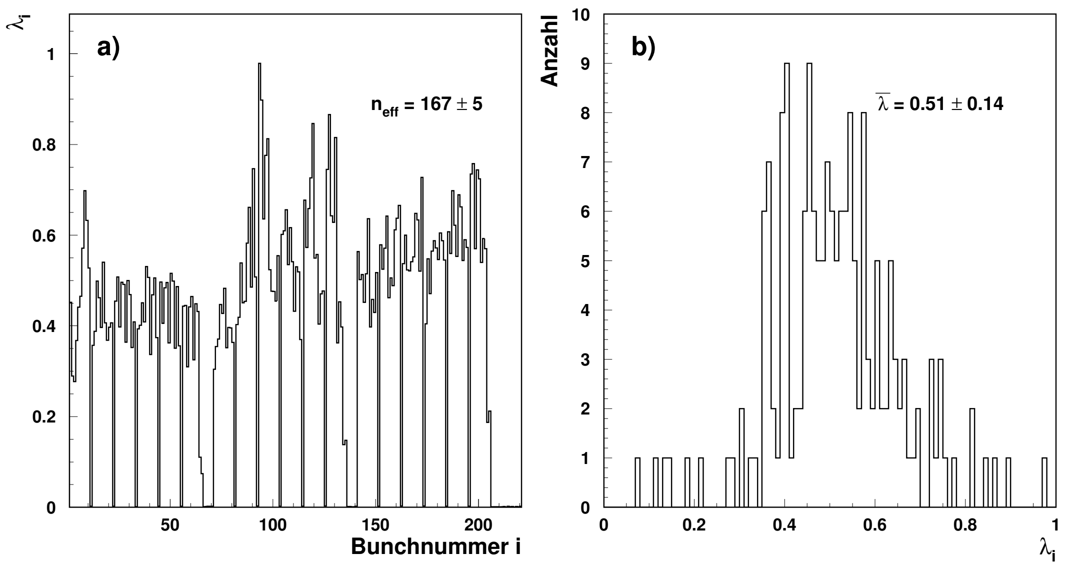

Abbildung 4.4: *a) Zeitgemittelter Beitrag der einzelnen Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate für die in Abbildung 4.2 gezeigte Meßreihe vom 23.6.1997. b) Verteilung der Beiträge der 180 gefüllten Bunche.*

4.2.1.1 Die effektive Anzahl n_{eff} gefüllter Bunche

Die zur Anpassungsrechnung verwendete Gleichung 4.18 wird unter der vereinfachten Annahme gleichmäßig beitragender Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate hergeleitet. Um die Auswirkungen der oben beschriebenen kurzfristigen Ratenfluktuationen auf die Ergebnisse zu untersuchen, wird zunächst eine effektive Anzahl gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Protonenbunche abgeleitet, die sich aus den kurzfristigen Ratenfluktuationen ergibt.

Ausgangspunkt für diese Berechnung ist die Varianz der Verteilung der Wech-

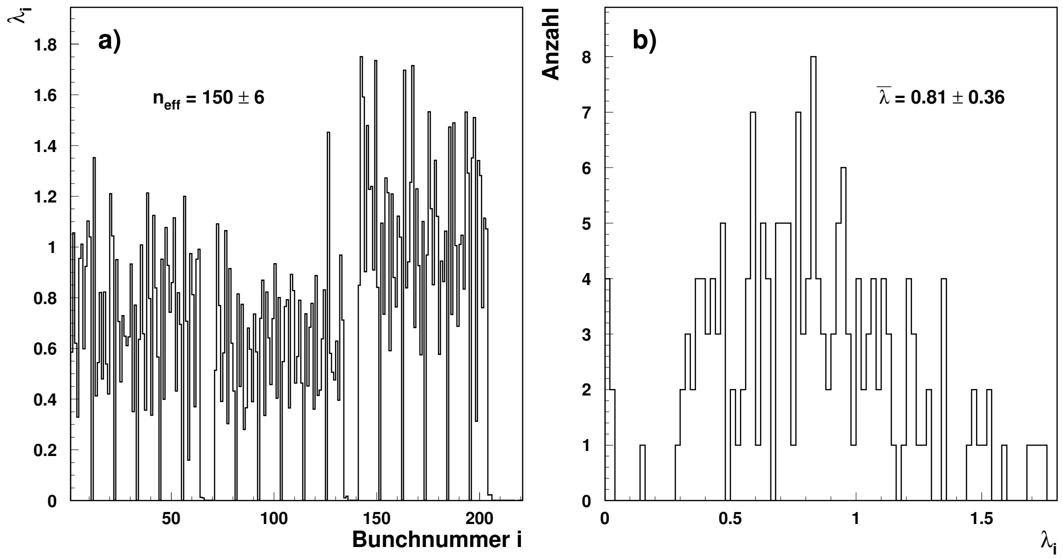

Abbildung 4.5: *a) Über einen Zeitraum von 57 Minuten gemittelte Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate für eine am 7.10.1997 durchgeführte Meßreihe zur Akzeptanzbestimmung der Teleskopzähler und b) entsprechende Verteilung der Bunchbeiträge.*

selwirkungsbeiträge, die als

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\lambda_i - \overline{\lambda} \right)^2 \quad . \tag{4.21}$$

definiert ist. Mit der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen

$$\overline{\lambda} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \lambda_i \tag{4.22}$$

berechnet sich aus Gleichung 4.21

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \lambda_i^2 - \overline{\lambda}^2 \; . \tag{4.23}$$

Durch die Division mit $\overline{\lambda}^2$ ergibt sich daraus die relative Varianz zu

$$\sigma_{rel}^2 = N \frac{\sum_{i=1}^{N} \lambda_i^2}{(\sum_{i=1}^{N} \lambda_i)^2} - 1 \tag{4.24}$$

mit

$$n_{eff} = \frac{(\sum_{i=1}^{N} \lambda_i)^2}{\sum_{i=1}^{N} \lambda_i^2} \tag{4.25}$$

als der effektiven Anzahl gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Protonenbunche. Durch Einsetzen in Gleichung 4.24 ergibt sich mit N = 180 gefüllten Protonenbunchen der Zusammenhang zwischen n_{eff} und der relativen Varianz der Verteilung der Wechselwirkungsbeiträge:

$$n_{eff} = \frac{180}{1 + \sigma_{rel}^2} \tag{4.26}$$

Da nach Gleichung 4.1 die effektive Bunchcrossingrate R_{BX}^{eff} aus der Anzahl gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Protonenbunche berechnet wird, ergibt sich aufgrund kurzfristiger Ratenfluktuationen mit $n_{eff} < 180$ eine effektive Bunchcrossingrate $R_{BX}^{eff} < 8,523\,\mathrm{MHz}$.

4.2.1.2 Die Zählratensimulation

Ein Vergleich des aus der gemessenen Beitragsverteilung theoretisch berechneten mit dem aus der Anpassungsrechnung experimentell bestimmten Wert für die effektive Bunchcrossingrate gibt Aufschluß über die Auswirkung kurzfristiger Ratenfluktuationen auf die numerische Berechnung der gesuchten Parameter. Um die in den experimentellen Daten enthaltenen elektronischen Sättigungseffekte dabei auszuschließen, werden die für die Anpassungsrechnung relevanten Zählraten unter Berücksichtigung der individuellen Wechselwirkungsbeiträge theoretisch berechnet und eine Meßreihe wie in Abbildung 4.2 durch Variation der berechneten Zählrate simuliert. Danach kann der Vergleich der in die Simulation eingehenden Parameter mit den numerisch berechneten Parametern durchgeführt werden.

Zunächst wird aus dem Wechselwirkungsbeitrag λ_i der einzelnen Bunche nach

$$\overline{\lambda} = \sum_{i=1}^{k} l_i \cdot \lambda_i \tag{4.27}$$

die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen bestimmt. Die Größe l_i bezeichnet dabei den Anteil der k Protonenbunche, die mit λ_i Wechselwirkungen zur Wechselwirkungsrate beitragen. Um eine Meßreihe zu simulieren, bei der die berechnete Zählrate frei definierte Werte annehmen kann, wird λ_i in Gleichung 4.27 durch den Gewichtungsfaktor

$$b_i = \frac{\lambda_i}{\overline{\lambda}} \tag{4.28}$$

ersetzt. Gleichung 4.11 geht dann unter Berücksichtigung individueller Wechselwirkungsbeiträge und unter Vernachlässigung des Untergrundes über in

$$\boxed{R_x = \sum_{i=1}^{k} l_i \cdot R_{BX} \left(1 - e^{-a_x \overline{\lambda} b_i}\right) \; .} \tag{4.29}$$

Die Zählraten werden also für jeden einzelnen Protonenbunch nach seinem Beitrag gewichtet berechnet und dann addiert. Die Simulation einer Meßreihe, in der die auf diese Weise berechnete Zählrate durch Variation des Parameters $\overline{\lambda}$ stufenweise erhöht werden, ermöglicht dann die Anwendung der Anpassungsrechnung. Die Zählrate selbst wird dabei allein durch die vorgegebene geometrische Akzeptanz a_x definiert und mit einer Normalverteilung vorgegebener Breite gefaltet, um Ratenvariationen zu simulieren.

Dieses Verfahren wird für die gemessenen Wechselwirkungsbeiträge in Abbildung 4.4 und 4.5 mit folgenden Eingabeparametern durchgeführt:

$$\begin{aligned} R_{BX} &= 8.523\,\mathrm{MHz} \\ a &= 0.08 \\ c_u &= 1 \end{aligned}$$

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnissen der Anpassungsrechnung an das Verhältnis $\frac{R_{F1}}{R_{ALL}}$ der simulierten Zählraten angegeben. Zusätzlich sind sowohl die Werte für die theoretisch erwartete Bunchcrossingrate, die sich aus dem entsprechenden n_{eff} nach Gleichung 4.1 berechnen lassen, als auch für die experimentell bestimmte Bunchcrossingrate mit ihren Fehlern aufgelistet. Obwohl der theoretischen Herleitung der bei der Anpassungsrechnung verwendeten Gleichung eine homogene Verteilung der Wechselwirkungsbeiträge zugrunde liegt, werden die Daten bei Einführung einer effektiven Bunchcrossingrate R_{BX}^{eff} mit einem kleinen statistischen Fehler sehr gut beschrieben. Bei Vergleich des numerisch berechneten Parameters $R_{BX}^{eff,sim}$ mit dem über n_{eff} aus der entsprechenden Bunchverteilung ermittelten R_{BX}^{theor} ist im Rahmen der Fehler keine Abweichung festzustellen. Die Umrechnung der inhomogenen Wechselwirkungsbeiträge in eine effektive Anzahl zur Wechselwirkung gleichmäßig beitragender Protonenbunche ist deshalb gerechtfertigt. Der teilweise signifikante Unterschied zur effektiven Bunchcrossingrate $R_{BX}^{eff,exp}$, die aus den experimentellen Daten bestimmt wurde, ist auf die elektronischen Sättigungseffekte zurückzuführen.

Der Einfluß unterschiedlicher Wechselwirkungsbeiträge auf die Berechnung der relativen geometrischen Akzeptanz a läßt sich Tabelle 4.1 ebenfalls entnehmen. Obwohl die Bunchcrossingrate von 8,523 MHz durch die Existenz der Ratenfluktuationen signifikant gesenkt wird, ist für die relative geometrische Akzeptanz

Parameter	Anpassungsrechnung mit Beitragsverteilung vom 23.6.1997	Anpassungsrechnung mit Beitragsverteilung vom 7.10.1997
a	$0,080138 \pm 0,000003$	$0,080403 \pm 0,000005$
$R_{BX}^{eff,sim}$ [MHz]	$(8,060 \pm 0,002)$	$(7,383 \pm 0,001)$
n_{eff}	167 ± 5	150 ± 6
$R_{BX}^{eff,theor}$ [MHz]	$(7,91 \pm 0,24)$	$(7,10 \pm 0,28)$
$R_{BX}^{eff,exp}$ [MHz]	$(6,35 \pm 0,01)$	$(7,08 \pm 0,02)$

Tabelle 4.1: *Numerisch berechnete Parameter a und $R_{BX}^{eff,sim}$, die aus der Anpassung an die simulierten Zählraten unter Berücksichtigung der gemessenen Wechselwirkungsbeiträge in Abbildung 4.4 und 4.5 ermittelt wurden. Zum Vergleich ist der aus der Größe n_{eff} theoretisch berechnete Wert $R_{BX}^{eff,theor}$ für die effektive Bunchcrossingrate angegeben. Er wird durch den aus den gemessenen Zählraten numerisch berechneten Parameter $R_{BX}^{eff,exp}$ ergänzt.*

bei den zwei unterschiedlichen Beitragsverteilungen keine nennenswerte Abweichung festzustellen. Um dieses Ergebnis zu verifizieren, wird der Parameter a_{F1} in Abbildung 4.6 in Abhängigkeit der effektiven Bunchcrossingrate für alle Meßreihen des Jahres 1998 dargestellt, in denen sie numerisch berechnet wurde. Obiges Ergebnis wird durch die experimentellen Daten bestätigt, da keine Abhängigkeit der geometrischen Akzeptanz zur Größe der effektiven Bunchcrossingrate beobachtet wird.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß der freigewählte Parameter R_{BX}^{eff} bei der numerischen Berechnung der geometrischen Akzeptanz eines Zählersystems den Einfluß ungleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Bunche quantifiziert. R_{BX}^{eff} wird als effektive Bunchcrossingrate interpretiert und kann auf eine effektive Anzahl gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Protonenbunche zurückgeführt werden. In diesem Zusammenhang wurde sichergestellt, daß inhomogene Wechselwirkungsbeiträge auf die numerische Berechnung der geometrischen Akzeptanz selbst keinen nennenswerten Einfluß haben. Im folgenden Abschnitt wird die durch die Teleskoprate R_{F1} repräsentierte geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems für die unterschiedlichen Targetdrähte der Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998 bestimmt.

4.2.2 Geometrische Akzeptanz unterschiedlicher Drähte

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Teleskopzählersystems wurden 68 Meßreihen der Datennahmeperiode des Jahres 1997 und 61 Meßreihen

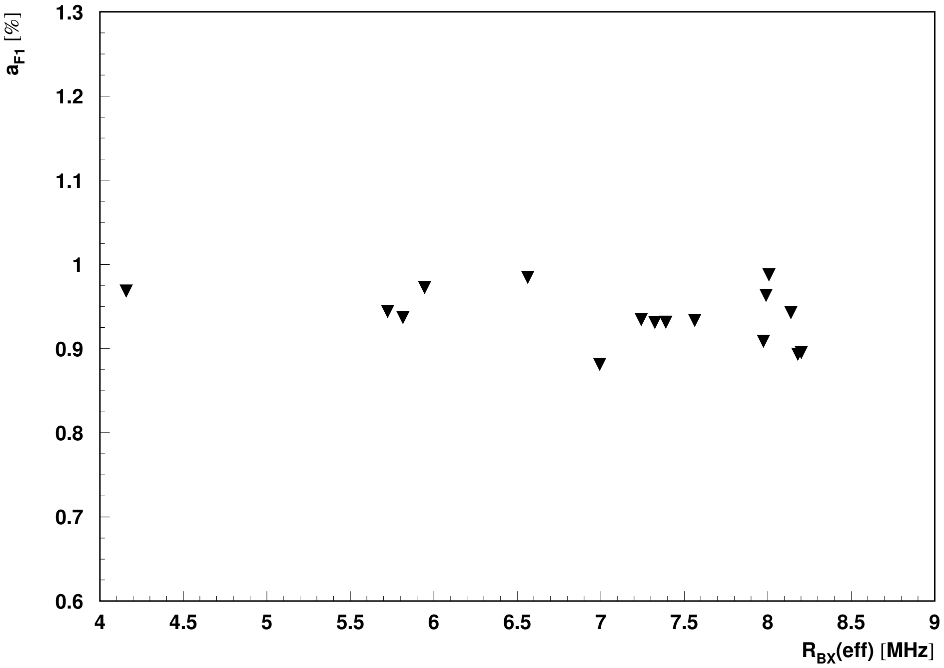

Abbildung 4.6: a_{F1} *als Funktion der effektiven Bunchcrossingrate* R_{BX}^{eff} *bei Betrieb des inneren Drahtes der Station 2 für die Meßreihen des Jahres 1998, aus denen der Parameter* a_{F1} *experimentell bestimmt wurde. Die statistischen Fehler der einzelnen Werte entsprechen der gewählten Symbolgröße.*

der Datennahmeperiode des Jahres 1998 ausgewertet. Für jede dieser Meßreihen wurde nach der numerischen Bestimmung der relativen Akzeptanz a aus dem Ratenverhältnis $\frac{R_{F1}}{R_{ALL}}$ die geometrische Akzeptanz a_{F1} nach Gleichung 4.20 berechnet. Der dazu benötigte Wert a_{ALL}^{sim} für die geometrischen Akzeptanz des durch die Triggerrate R_{ALL} repräsentierten Triggerzählersystems wird aus einer GEANT–Simulation ermittelt [60, 64]. Die Mittelwerte der geometrischen Akzeptanz a_{F1} für die verschiedenen Targetdrähte und Datennahmeperioden sind mit den entsprechenden statistischen Fehlern in Tabelle 4.2 angegeben. Die Werte sind außerdem in Abbildung 4.7a und 4.7b sowie Abbildung 4.8 zusammen mit dem daraus resultierenden gewichteten Mittelwert $< a_{F1} >$, der in Tabelle 4.2 ebenfalls aufgeführt ist, graphisch dargestellt.

Abbildung 4.9, in der die geometrische Akzeptanz a_{F1} für verschiedene Meßreihen der Datennahmeperiode des Jahres 1997 aufgetragen ist, zeigt, daß sich diese Datennahmeperiode in zwei Abschnitte unterteilt, die durch signifikant unterschiedliche Werte für die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems gekennzeichnet sind. Dabei nimmt die Akzeptanz des Teleskopzählersystems größere

Werte an, nachdem der HERA–B Magnet ausgeschaltet wurde. Diese Beobachtung kann auf folgende Weise erklärt werden: Durch die Zustandsänderung des HERA–B Magneten ändert sich die Teilchenzahl, welche die geometrische Akzeptanz der Zählersysteme in dem von den Zählern abgedeckten Raumwinkelbereich bestimmt. Da das System der Triggerzähler vor dem Magneten aufgebaut ist, ergibt sich für dieses Zählersystem keine Akzeptanzänderung. Für die Teleskopzähler hinter dem HERA–B Magneten gilt dies aber nicht mehr, denn dort wird die transversale Verteilung der Teilchen bei eingeschaltetem Magneten aufgeweitet. Dadurch reduziert sich die Teilchendichte in dem von den Zählern abgedeckten Winkelbereich; die geometrische Akzeptanz ist in diesem Fall wie beobachtet geringer.

Datennahmeperiode	**1997**		**1998**
Zeitraum	11. 04.–28. 06.	22. 08.–31. 10.	15. 08.–10. 12.
	a_{F1} [%]	a_{F1} [%]	a_{F1} [%]
Station I			
oberer Draht	–	$4,941 \pm 0,135$	$0,981 \pm 0,037$
unterer Draht	–	$5,427 \pm 0,245$	$1,137 \pm 0,026$
innerer Draht	$4,126 \pm 0,064$	$5,590 \pm 0,198$	$1,011 \pm 0,012$
äußerer Draht	$4,159 \pm 0,013$	$4,973 \pm 0,062$	$0,984 \pm 0,015$
Station II			
oberer Draht	–	$5,598 \pm 0,641$	$1,184 \pm 0,029$
unterer Draht	–	$5,718 \pm 0,078$	$0,977 \pm 0,015$
innerer Draht	–	$5,726 \pm 0,142$	$0,937 \pm 0,031$
äußerer Draht	$3,829 \pm 0,105$	$4,985 \pm 0,248$	$1,076 \pm 0,025$
$< a_{F1} >$ [%]	$4,153 \pm 0,039$	$5,283 \pm 0,153$	$1,017 \pm 0,024$
HERA–B Magnet	an	aus	aus
GEANT–Simulation			
a_{F1}^{sim} [%]	$4,81 \pm 0,18$	$5,95 \pm 0,20$	

Tabelle 4.2: *Die für die angegebenen Zeiträume numerisch berechneten Werte der geometrischen Akzeptanz a_{F1} und der daraus resultierende gewichtete Mittelwert $< a_{F1} >$ für alle eingesetzten Targetdrähte. Zum Vergleich ist die simulierte Akzeptanz a_{F1}^{sim} für einen äußeren Kohlenstoffdraht angegeben [60].*

Bestätigt werden diese Beobachtungen durch die Simulationsergebnisse für die geometrische Akzeptanz a_{F1}, die für den Betrieb eines äußeren Kohlenstoffdraht durchgeführt wurden und in Tabelle 4.2 ebenfalls angegeben sind. Obwohl die absoluten Werte für a_{F1}^{sim} und a_{F1} für den äußeren Kohlenstoffdraht der Station II voneinander abweichen, stimmt das Verhältnis aus geometrischer Akzeptanz

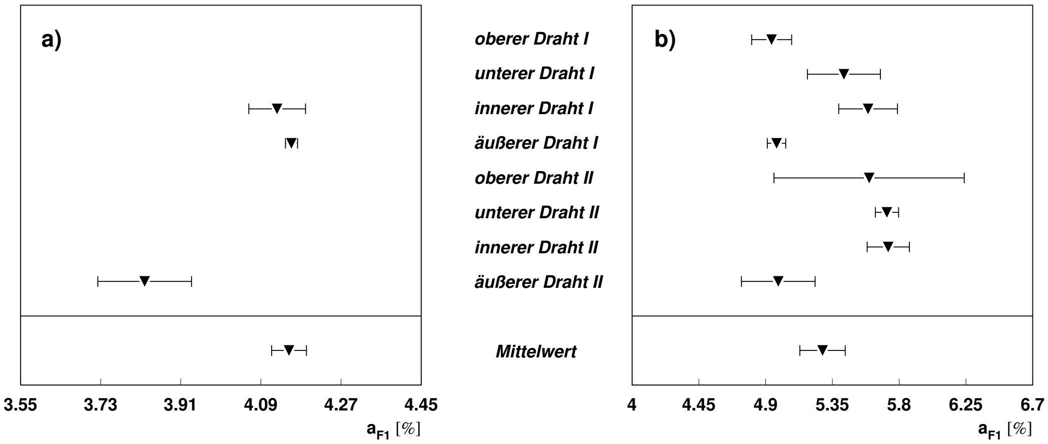

Abbildung 4.7: *Die absolute geometrische Akzeptanz des durch die Zählrate R_{F1} repräsentierten Teleskopzählersystems für die verschiedenen Targetdrähte und der daraus resultierende gewichtete Mittelwert für den Zeitraum a) vom 11.4.–28.6.1997 und b) vom 22.8.–31.10.1997.*

vor (Zustand I) und nach der Zustandsänderung (Zustand II) des Magneten im Rahmen der Fehler überein:

$$\frac{a^{I}_{F1}}{a^{II}_{F1}} = \begin{cases} (0,768 \pm 0,044), & \text{für } a_{F1} \text{ äußerer Draht II} \\ (0,808 \pm 0,041), & \text{für } a^{sim}_{F1} \end{cases}$$

Die systematische Abweichung der Werte für a_{F1} und a^{sim}_{F1} läßt sich zum einen auf die Einstellung der Diskriminatorschwellen und der Hochspannung zurückführen, bei der die Szintillationszähler betrieben wurden. So wird Zählerrauschen durch hohe Diskriminatorschwellen zwar sehr effektiv unterdrückt, geladene Teilchen mit niedrigen Energien können dann aber nicht mehr registriert werden. Eine Bestimmung dieses Verlustes ist schwierig, da die Energieverteilung der Teilchen bei niedrigen Energien nicht genau bekannt ist. Abschätzungen liefern einen Verlust von 5 bis 10 % an niederenergetischen geladenen Teilchen, deren Signale unter der Diskriminatorschwelle liegen. Andererseits ergeben sich systematische Unsicherheiten auch durch fehlerhafte oder ungenaue geometrische Beschreibungen der Szintillationszähler innerhalb der Simulation.

Da der HERA–B Detektor während der betrachteten Datennahmeperioden fortlaufend erweitert und durch einzelne Detektormodule vervollständigt wurde, gibt es vielfach kleinere Änderungen der geometrischen Akzeptanz, die durch die Mittelwertbildung berücksichtigt werden. In Abbildung 4.9 ist eine solche Änderung bei Meßreihe 27 zu beobachten. Zu diesem Zeitpunkt wurde die Materialverteilung zwischen dem Target und dem Teleskopzählersystem modifiziert, weil

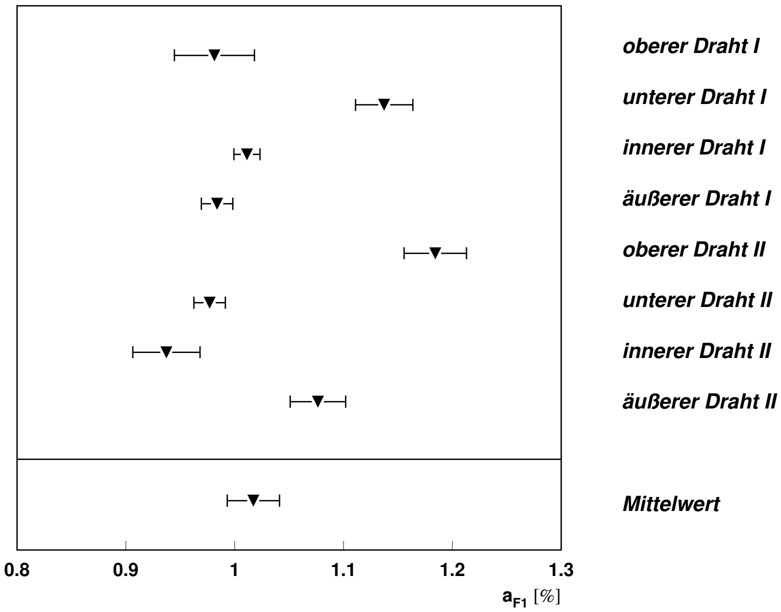

Abbildung 4.8: *Die absolute geometrische Akzeptanz des durch die Zählrate R_{F1} repräsentierten Teleskopzählersystems für die verschiedenen Targetdrähte und der daraus resultierende gewichtete Mittelwert in der Datennahmeperiode des Jahres 1998.*

Spurkammermodule des inneren Spurkammersystems nach einigen Testläufen aus– und äußere Spurkammerprototypen eingebaut wurden. Die daraus resultierende Änderung der Teilchenmultiplizität wirkt sich deshalb direkt auf die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems aus.

Durch die Positionsänderung der Teleskopzähler, die in der Datennahmeperiode des Jahres 1998 vor dem elektromagnetischen Kalorimeter aufgebaut wurden, verringerte sich die geometrische Akzeptanz auf einen über alle Drähte gemittelten Wert von 1,02 %.

Aussagen über eine Materialabhängigkeit kann unter Zuhilfenahme der Tabelle A.1 für die Ergebnisse der Datennahmeperiode des Jahres 1998 gemacht werden, die im Vergleich zu denen des Jahres 1997 kleinere statistische Fehler aufweisen. Dazu ist in Abbildung 4.10 die geometrische Akzeptanz der vier eingesetzten Targetmaterialien aus Tabelle 4.2 mit dem jeweils kleinsten Fehler als Funktion der entsprechenden Massenzahl A aufgetragen. Für die geometrischen Akzeptanz des Teleskopzählersystems ist eine deutliche Erhöhung mit zunehmender Massenzahl des Targets zu erkennen. Da die Größe der geometrischen Akzeptanz durch die Teilchenmultiplizität am Ort des betrachteten Zählersystems

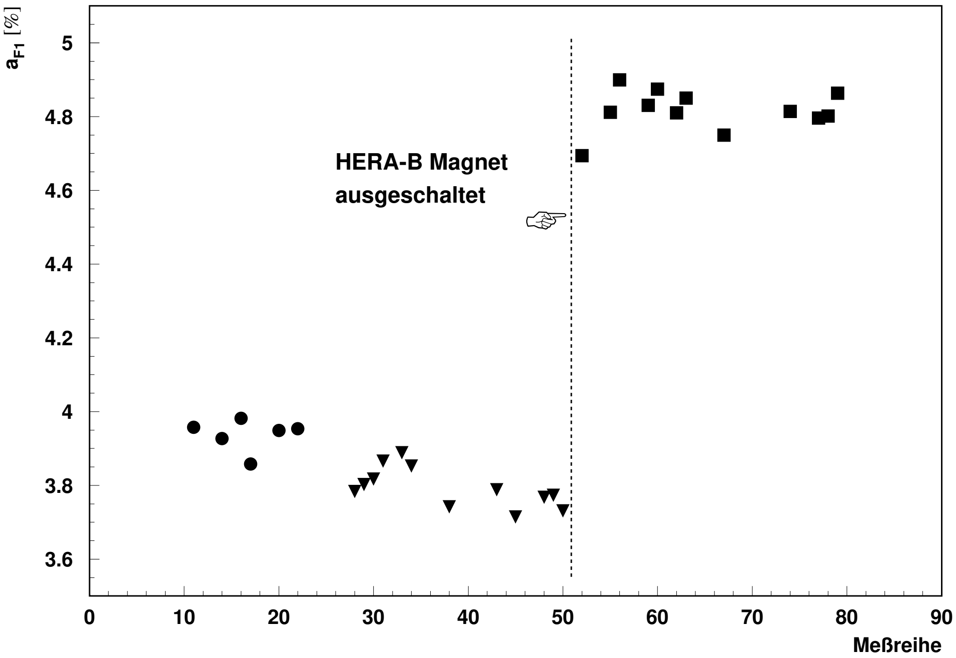

Abbildung 4.9: *Geometrische Akzeptanz für verschiedene Meßreihen der Datennahmeperiode des Jahres 1997. Nachdem der HERA–B Magnet zum gekennzeichneten Zeitpunkt ausgeschaltet wurde, ergeben sich größere Werte für* a_{F1}.

definiert wird, ist dieses Verhalten auf die Materialabhängigkeit der Multiplizität geladener Teilchen, die in [66] bei Energien von 6 bis 500 GeV gemessen wurde, zurückzuführen. Für Energien über 200 GeV ergibt sich dabei folgender funktionaler Zusammenhang zwischen der Multiplizität R und der Massenzahl A:

$$R = A^{0.19} \ , \text{ oder } \quad R = 1.1 \cdot A^{0.17}$$

Aufgrund der begrenzten Statistik von 4 Meßpunkten wurde aber keine Anpassungsrechnung mit diesen Funktionen vorgenommen.

Die oben beschriebene Materialabhängigkeit wurde auch in der Datennahmeperiode des Jahres 1999, in der das Teleskopzählersystem durch Teile des elektromagnetischen Kalorimeters als Ratenmonitor ersetzt wurde, beobachtet [67].

4.3 Akzeptanzbestimmung mit dem ECAL

Da das System der Triggerzähler aufgrund der Installation einer inneren Spurkammer aus dem Zählratenexperiment entfernt werden mußte, kann die Akzep-

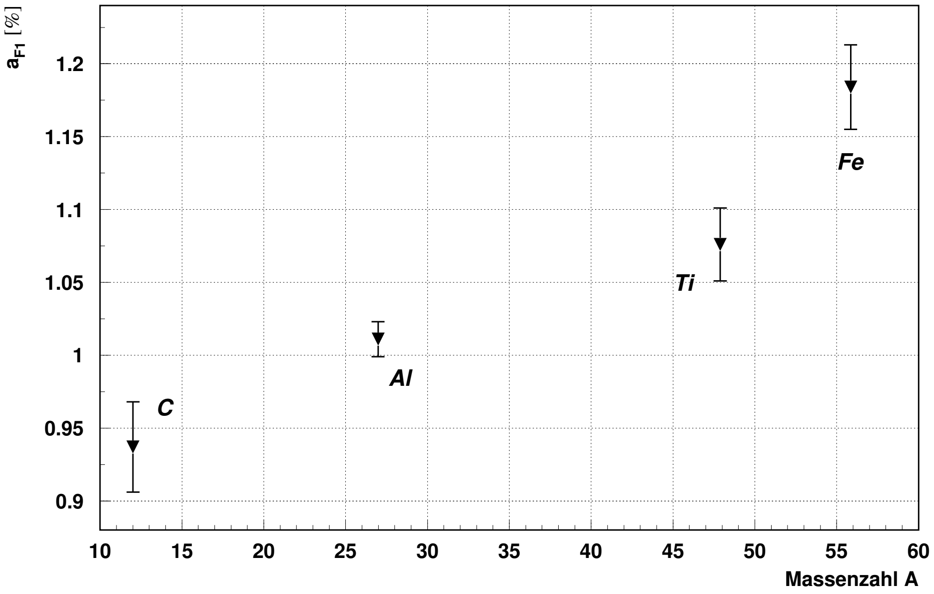

Abbildung 4.10: *Die geometrische Akzeptanz des durch die Zählrate R_{F1} repräsentierten Teleskopzählersystems als Funktion der Massenzahl A verschiedener Drahtmaterialien. Die Materialabhängigkeit ist deutlich erkennbar.*

tanzbestimmung auf der Grundlage des Triggerzählersystems für die Datennahmeperiode des Jahres 1999 nicht mehr durchgeführt werden. Trotzdem muß die Wechselwirkungsrate auch für diesen Zeitraum mit großer Genauigkeit meßbar sein, da ihre Kenntnis sowohl für den Betrieb des HERA–B Targets als auch für Untersuchungen zur Alterung verschiedener Detektorkomponenten oder beim Vergleich experimenteller Daten mit den Ergebnissen von Detektorsimulationen von Bedeutung ist. Für die Datennahmeperiode des Jahres 1999 wird deshalb ein Teil des elektromagnetischen Kalorimeters als Ratenmonitor eingesetzt, dessen Funktionsweise im folgenden beschrieben wird.

Grundlage der Ratenbestimmung mit dem elektromagnetischen Kalorimeter ist die in Monte Carlo Simulationen und Experiment beobachtete direkte Proportionalität zwischen der Anzahl der Wechselwirkungen mit den Targetdrähten und der mittleren Energiedeposition der dabei sekundär erzeugten Elektronen und Positronen im elektromagnetischen Kalorimeter [67]. Diese Beobachtungen lassen sich theoretisch beschreiben, wenn die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Gesamtenergie $E^{(k)}$ bei k gleichzeitigen Wechselwirkungen als entsprechende Überlagerung der Energien $E^{(1)}$ bei einer einzelnen Drahtwechselwirkung angesetzt wird:

$$E^{(k)} = kE^{(1)} \tag{4.30}$$

Für den allgemeinen Fall einer mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung P(k) zufallsverteilten Anzahl von Wechselwirkungen, ergibt sich daraus eine mittlere Energie von

$$< E >= \sum_{k=1}^{\infty} P(k)E^{(k)} = \sum_{k=1}^{\infty} P(k)kE^{(1)} =< k > E^{(1)} = \lambda E^{(1)} \ , \tag{4.31}$$

die direkt proportional zur mittleren Anzahl von Wechselwirkungen λ ist. Der Proportionalitätsfaktor ist die oben eingeführte Energiedeposition für eine einzige Drahtwechselwirkung und wird experimentell bestimmt. Dabei müssen die Daten weiterer Komponenten des HERA–B Detektors verwendet werden, weil das elektromagnetische Kalorimeter alleine nicht in der Lage ist, die gesuchten Einzelwechselwirkungen aufzulösen.

Die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems, die sich aus dem Vergleich der Teleskoprate R_{F1} mit der vom elektromagnetischen Kalorimeter gelieferten Wechselwirkungsrate für die Datennahmeperiode des Jahres 1999 ergibt, ist in Tabelle 4.3 für verschiedene Zeiträume angegeben. Die Datennahmeperiode mußte dabei in drei Zeiträume unterteilt werden. Am 12.2.1999 kam es zu einem Ausfall des Kontrollgerätes für die Hochspannungsversorgung der Szintillationszähler. Mit dem Einbau eines Ersatzmoduls wurden gleichzeitig die Hochspannungseinstellungen für den Betrieb der Szintillationszähler modifiziert. Am 6.4.1999 wurde der HERA–B Magnet eingeschaltet, dessen Einfluß auf die geometrische Akzeptanz im vorhergehenden Kapitel bereits beschrieben ist. Im zweiten Abschnitt der Datennahmeperiode des Jahres 1999 vom 9.7–19.12.1999 erfolgte dann die Positionsänderung der Teleskopzähler.

Zeitraum	19.1.–12.2.	13.2.–25.2.	26.2.–6.4.	9.4.–2.5.
$< a_{F1} >$ [%]	1,02 ± 0,51	1,08 ± 0,16	1,14 ± 0,17	1,35 ± 0,20

Zeitraum	9.7.–19.12.
$< a_{F1} >$ [%]	1,19 ± 0,18

Tabelle 4.3: *Die für die angegebenen Zeiträume der Datennahmeperiode des Jahres 1999 aus der mit dem elektromagnetischen Kalorimeter berechneten Wechselwirkungsrate bestimmte geometrische Akzeptanz des durch die Teleskoprate R_{F1} repräsentierten Teleskopzählersystems.*

Mit Ausnahme des Zeitraumes vom 19.1. bis 12.2.1999 wurde der absolute Fehler auf die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems zu 15 % abgeschätzt. Dominiert wird dieser Fehler von systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Größe $E^{(1)}$ [67, 68]. Außerdem wurde berücksichtigt, daß die oben beschriebene Methode nicht für alle verwendeten Drahtmaterialien durchgeführt wurde.

Für den Beginn der Datennahmeperiode wurde zunächst die geometrische Akzeptanz des Jahres 1998 verwendet, da sich die räumliche Position der Teleskopzähler nicht änderte. Da sich aber die Hochspannungeinstellungen und die Materialmenge durch den Einbau weiterer Detektorkomponenten vor den Szintillationszählern änderte, und die Triggerzähler nicht mehr zur Verfügung standen, wird der relative Fehler auf die geometrische Akzeptanz mit 50 % abgeschätzt. Erst nach der Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters konnte die in diesem Abschnitt beschriebene Methode zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate mit dem elektromagnetischen Kalorimeter durchgeführt werden.

Kapitel 5

Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen–Ring

Das Konzept und der Aufbau des HERA–B Detektors mit seinem Auslese– und Triggersystem basiert auf der eindeutigen Zuordnung zwischen dem Zeitpunkt der Wechselwirkungen mit dem Target und dem Vorbeiflug des entsprechenden Protonenbunches, dessen zeitliche Position durch das Hochfrequenzsystem definiert ist. Es hat sich gezeigt, daß zusätzlich immer Wechselwirkungen mit dem HERA–B Target auftreten, die den einzelnen Protonenbunchen zeitlich nicht zugeordnet werden können. Diese Reaktionen werden durch Protonen eines nicht zu vernachlässigendem Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring hervorgerufen, der als "Coasting Beam" bezeichnet und beim Betrieb des Protonen–Ringes regelmäßig beobachtet wird.

Mit dem in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 modifizierten und weiterentwickelten Flash–ADC System wurde der Coasting Beam und sein Beitrag zur Wechselwirkungsrate zum ersten Mal systematisch untersucht. Innerhalb des HERA–B Experimentes werden die Messungen mit dem FADC–System seitdem zur Kontrolle der Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate verwendet. Seit der Datennahmeperiode des Jahres 1997 werden zusammen mit den HERA Maschinenphysikern kontinuierlich Untersuchungen des Coasting Beam mit dem Ziel durchgeführt, die damit verbundenen physikalischen Mechanismen und Zusammenhänge genauer zu verstehen.

In diesem Kapitel werden zunächst die Daten des in Kapitel 2 beschriebenen FADC– und TDC–Systems ausgewertet, welche die zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate auflösen und somit direkt die von den Protonen des Gleichstromanteils hervorgerufenen Wechselwirkungen mit dem HERA–B Target zeigen und quantitativ erfassen. Die Beobachtungen werden durch die Messungen mit dem Vertexdetektor des HERA–B Experiments und durch HERA Strommessungen überprüft, um eventuelle Störeffekte durch Untergrundereignisse oder elektronisches Rauschen als Ursache des Gleichstromanteils auszuschließen.

Im zweiten Teil dieses Kapitels werden zunächst die Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik dargestellt, da die experimentellen Beobachtungen mit der Bewegung der Protonen innerhalb des longitudinalen Phasenraumes zusammenhängen. Durch die Auswertung verschiedener Meßreihen werden die Eigenschaften der Coasting Beam Protonen systematisch untersucht und das Verständnis für die grundlegenden physikalischen Prozesse vertieft. Dabei steht auch die Frage im Vordergrund, ob das HERA–B Target maßgeblich zur Erzeugung des Coasting Beam Anteils beiträgt.

Am Ende dieses Kapitels werden die Auswirkungen untersucht, die sich durch die Existenz des Gleichstromanteils auf die HERA Experimente und vor allem auf das HERA–B Experiment selbst ergeben. Am Beispiel einiger typischer Messungen mit dem FADC–System wird zum Abschluß eine Methode untersucht, mit der seit der Datennahmeperiode des Jahres 1999 versucht wird, den Anteil der von Coasting Beam Protonen hervorgerufenen Wechselwirkungen zu verringern.

5.1 Messung des Coasting Beam

5.1.1 Beobachtungen mit dem FADC– und TDC–System

Als typisches Beispiel für Beobachtungen, die sich beim Targetbetrieb aus der Existenz des Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring regelmäßig ergeben, wird eine Meßreihe vom 23.10.1998 ausgewählt, deren Wechselwirkungsrate für den betrachteten Zeitraum in Abbildung 5.1a dargestellt ist. Abbildung 5.1b zeigt, daß die Wechselwirkungen zuerst von einem inneren und danach von einem äußeren Targetdraht erzeugt wurden. Die zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate für einen HERA Umlauf von 21,21 μs wird mit dem in Kapitel 3 beschriebenen FADC–System gemessen und ist für die in Abbildung 5.1 durch die numerierten Pfeile gekennzeichneten Zeitpunkte in Abbildung 5.2 gezeigt. Aus der Zeitauflösung des FADC–Systems ergibt sich die Darstellung der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen $\overline{\lambda}$ in einem zeitlichen Abstand von 24 ns.

Für den inneren Draht, der bis $14^{\underline{12}}$ Uhr eine konstante Wechselwirkungsrate von 10 MHz erzeugte, zeigt Abbildung 5.2 **(1)** eine deutliche Korrelation der Drahtwechselwirkungen mit den gefüllten Protonenbunchen. Der Abstand des Targetdrahtes zum Strahlmittelpunkt beträgt bei dieser Wechselwirkungsrate typischerweise 4 bis 5 Strahlsigma. Der während des Betriebs des inneren Drahtes mehrmals zu beobachtende kurzfristige Ratenabfall ist auf Sicherungmechanismen innerhalb der Targetsteuerung zurückzuführen, die den Targetdraht bei kurzfristig erheblichen Ratenänderungen, den sogenannten Ratenspikes, um 200 μm zurückzieht. Um $14^{\underline{12}}$ Uhr wird der innere Draht vollständig aus dem Halo herausgezogen und der äußere Draht an den Strahl bewegt. Dieser erreicht den Strahlhalo um etwa $14^{\underline{16}}$ Uhr. Die Wechselwirkungsrate wird in den folgenden 10 Minuten stufenweise erhöht und danach auf einen konstanten Wert von 40 MHz eingestellt. Auffällig sind zum einen die dabei über einen Zeitraum von mehr als einer halben Stunde auftretenden erheblichen Ratenfluktuationen, die anfangs sogar vielfach ein sicherheitsbedingtes Zurückziehen des Drahtes durch die Targetsteuerung verursachen. Andererseits bewegt sich der äußere Draht in dieser Zeit mehr als 3 mm durch das Strahlhalo in Richtung des Strahlkerns. Bei einem Strahlsigma von 400 μm sind das mehr als $7\,\sigma$.

Für den durch obige Eigenschaften ausgezeichneten Zeitraum von $14^{\underline{18}}$ bis $15^{\underline{00}}$ Uhr zeigen die Ergebnisse der FADC–Messungen in Abbildung 5.2 **(2)** bis **(4)** einen qualitativ erheblichen Unterschied zur Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate beim Betrieb des inneren Drahtes **(1)**: Die Wechselwirkungen sind zeitlich nicht mehr mit den Protonenbunchen korreliert sondern gleichmäßig über den gesamten HERA Protonen–Ring verteilt.

Um $15^{\underline{03}}$ Uhr verschwinden die Ratenfluktuationen und der Draht verlangsamt seine Bewegung. Wie Abbildung 5.2 **(5)** zeigt, nehmen die zeitlich mit den gefüllten Protonenbunchen korrelierten Drahtwechselwirkungen um $15^{\underline{03}}$ Uhr signifikant zu und überlagern sich den Wechselwirkungen, die von den zeitlich unkorrelierten Protonen erzeugt werden. Ihr Anteil an der Wechselwirkungsrate nimmt bei fortgesetztem Betrieb des äußeren Drahtes bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von 30 MHz langsam ab **(6)** und erreicht dann einen konstanten Wert. Er ist in der durch den Pfeil gekennzeichneten Kickerlücke mit den 15 ungefüllten Protonenbunchen (vgl. Abbildung 2.2) besonders deutlich zu sehen.

Obige Beobachtungen zeigen, daß der äußere Draht auf seinem Weg zum Strahlkern einen Bereich des Strahlhalos durchquert, der nur aus Protonen besteht, die sich den einzelnen Protonenbunchen zeitlich nicht mehr zuordnen lassen. Durch Drahtwechselwirkungen lassen sich die Protonen in diesem Bereich des Protonenstrahls aus dem Speicherring entfernen. Ab einem Abstand von etwa $7\,\sigma$ zum Strahlmittelpunkt nehmen die Wechselwirkungen der zeitlich mit den gefüllten Protonenbunchen signifikant zu und überlagern sich denen der Coasting Beam Protonen, die nicht verschwinden. Somit existiert ein Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen, der auch beim Betrieb aller anderen Targetdrähte immer beobachtet wird.

Mit dem TDC–System werden die Wechselwirkungen zwischen den gefüllten Protonenbunchen bei einer wesentlich höheren Zeitauflösung von 0,1 ns ebenfalls beobachtet. Das TDC–Spektrum in Abbildung 5.3 zeigt die zeitliche Zuordnung der Wechselwirkungen innerhalb eines Zeitraumes von 202 ns (entsprechend 2020 TDC–Kanälen) für den Betrieb eines äußeren Drahttargets. Die Wechselwirkungen um Kanal 360 und 1320 werden dem ersten und zweiten Protonenbunch zugeordnet. Dazwischen sind die Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen deutlich sichtbar. Zusätzlich zu den gleichmäßig verteilten Wechselwirkungen gibt es erkennbare Konzentrationen an Wechselwirkungen hinter den Protonenbunchen, die auf die Existenz sogenannter Seitenbunche zurückzuführen sind. Sie entstehen durch den Betrieb des 208 MHz–Hochfrequenzsystems im Abstand von

$$n \cdot 4.8\,\mathrm{ns} \qquad \text{mit } n \in N\ .$$

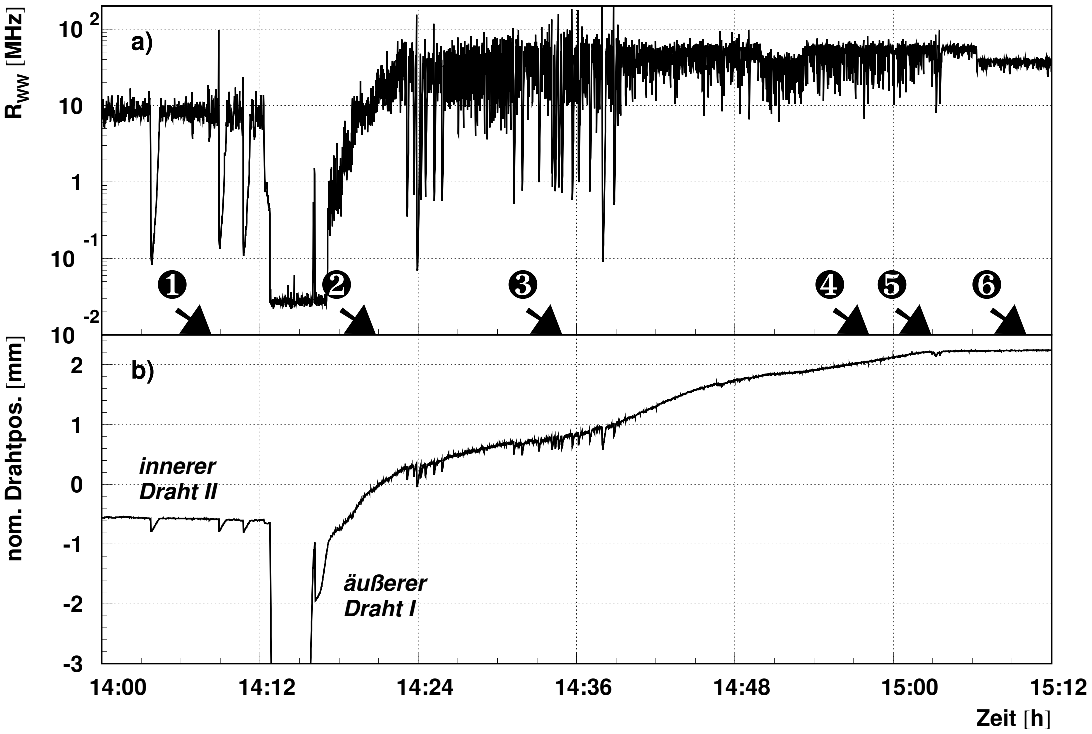

Abbildung 5.1: *a) Wechselwirkungsrate und b) nominelle Position der in der Meßreihe vom 23.10.1998 verwendeten Targetdrähte. Zu den durch die Pfeile gekennzeichneten Zeitpunkten wurden die in Abbildung 5.2 dargestellten Bunchbeiträge gemessen.*

Die mit dem 3. Seitenbunch zeitlich korrelierten Wechselwirkungen sind in Abbildung 5.3 besonders deutlich zu sehen. Der Wechselwirkungsbeitrag der Seitenbunche wird in [69] eingehend untersucht und muß vom Beitrag des Coasting Beam separiert werden.

Um potentielle Störeffekte wie zum Beispiel elektronisches Rauschen oder Untergrundereignisse als Ursache für die Beobachtung eines Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring auszuschließen, werden die oben geschilderten experimentellen Beobachtungen im folgenden Abschnitt mit Hilfe weiterer Diagnoseinstrumente überprüft.

5.1.2 Überprüfung der experimentellen Beobachtungen

Mit den Daten des Silizium–Vertexdetektors soll gezeigt werden, daß sowohl die mit den gefüllten Bunchen korrelierten Wechselwirkungen als auch die Wechsel-

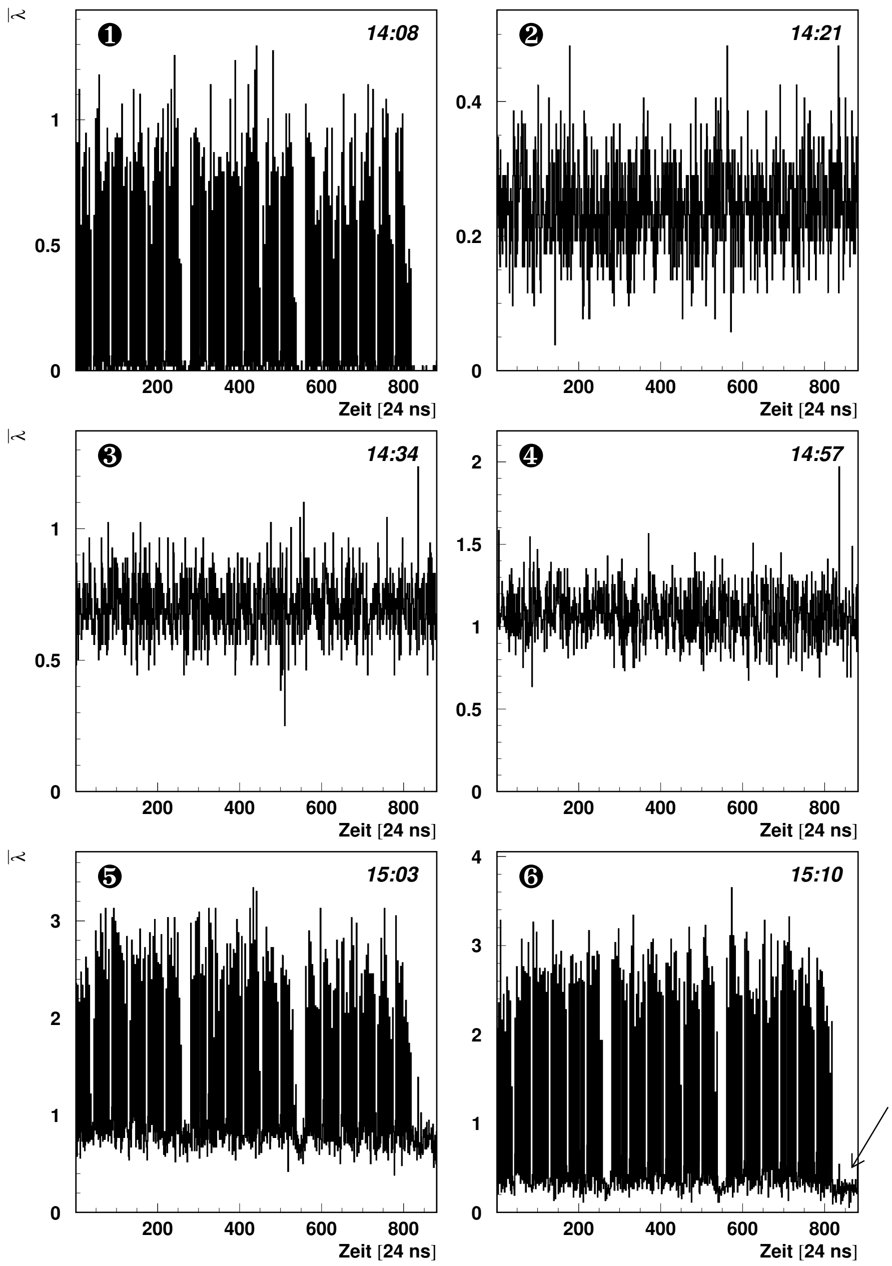

Abbildung 5.2: *Die mit dem 40 MHz FADC–System gemessene mittlere Anzahl von Wechselwirkungen im zeitlichen Abstand von 24 ns. Die Einzelmessungen wurden über einen Zeitraum von eineinhalb Minuten zu den in Abbildung 5.1 gekennzeichneten Zeitpunkten durchgeführt.*

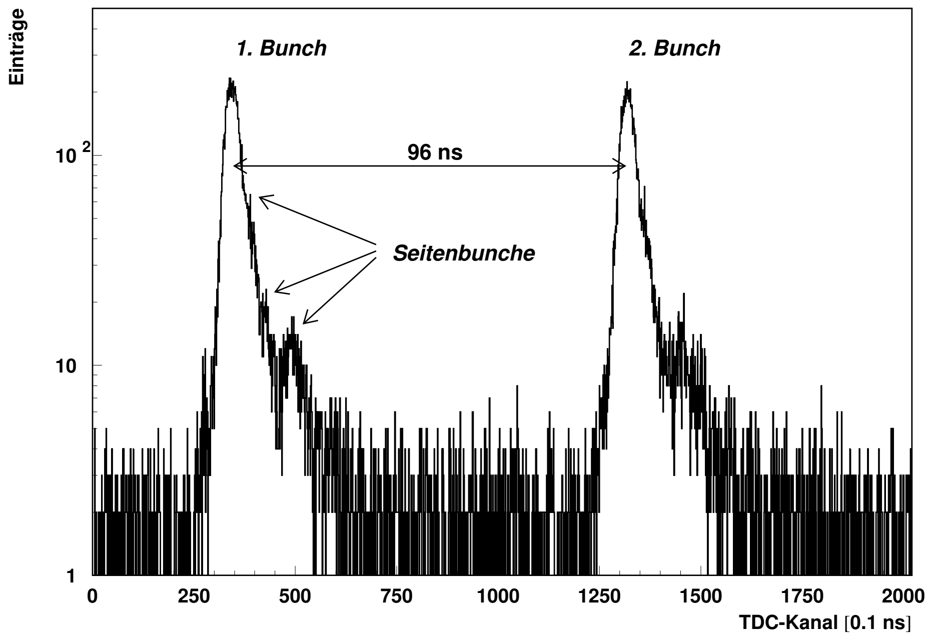

Abbildung 5.3: *Das TDC–Spektrum beim Betrieb eines äußeren Drahttargets zeigt die zeitliche Zuordnung der Wechselwirkungen innerhalb eines Zeitraums von 202 ns bei einer zeitlichen Auflösung von 0,1 ns. Wechselwirkungen von Protonen zwischen den gefüllten Bunchen sind wie in Abbildung 5.2 beim Betrieb eines äußeren Targetdrahtes auch in den Daten des TDC–Systems zu sehen.*

wirkungen des Gleichstromanteils vom Targetdraht erzeugt werden und somit die gleiche Signatur besitzen. Für eine Messung, in der die vier Targetdrähte der ersten Station gleichzeitig eine Wechselwirkungsrate von 10 MHz erzeugten, wurden dazu die Vertizes über einen Zeitraum von 15 Minuten rekonstruiert und den einzelnen Protonenbunchen zeitlich zugeordnet. Damit lassen sich die Wechselwirkungen, die durch den Gleichstromanteil hervorgerufen werden, selektieren. Abbildung 5.4a zeigt als Ergebnis die rekonstruierten Vertizes in der Targetebene für die mit den gefüllten Protonenbunchen korrelierten Wechselwirkungen, deren Zuordnung zu den Bunchen in 5.4c dargestellt ist. Alle vier Targetdrähte sind deutlich zu erkennen. Die Vertexverteilung in 5.4b für die Wechselwirkungen der Protonen des Gleichstromanteils zeigt, daß auch diese Wechselwirkungen den Targetdrähten zugeordnet sind. Damit werden elektronische Störeffekte oder Untergrundereignisse, die nicht aus Drahtwechselwirkungen resultieren, als Ursache für die Beobachtung des Gleichstromanteils ausgeschlossen.

Abbildung 5.4b zeigt weiterhin, daß die Coasting Beam Protonen bei gleichmäßigem Wechselwirkungsbeitrag aller Targetdrähte fast ausschließlich mit dem äußeren und oberen Draht wechselwirken. Dies entspricht auch den Messungen mit dem FADC–System, die für die äußeren und unteren Targetdrähte den höchsten Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen ergeben. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 5.3 angegeben. Die unsymmetrische räumliche Verteilung der Coasting Beam Wechselwirkungen und ihre Ursache wird in Kapitel 5.3 im Rahmen der Eigenschaften des Coasting Beam ausführlich beschrieben.

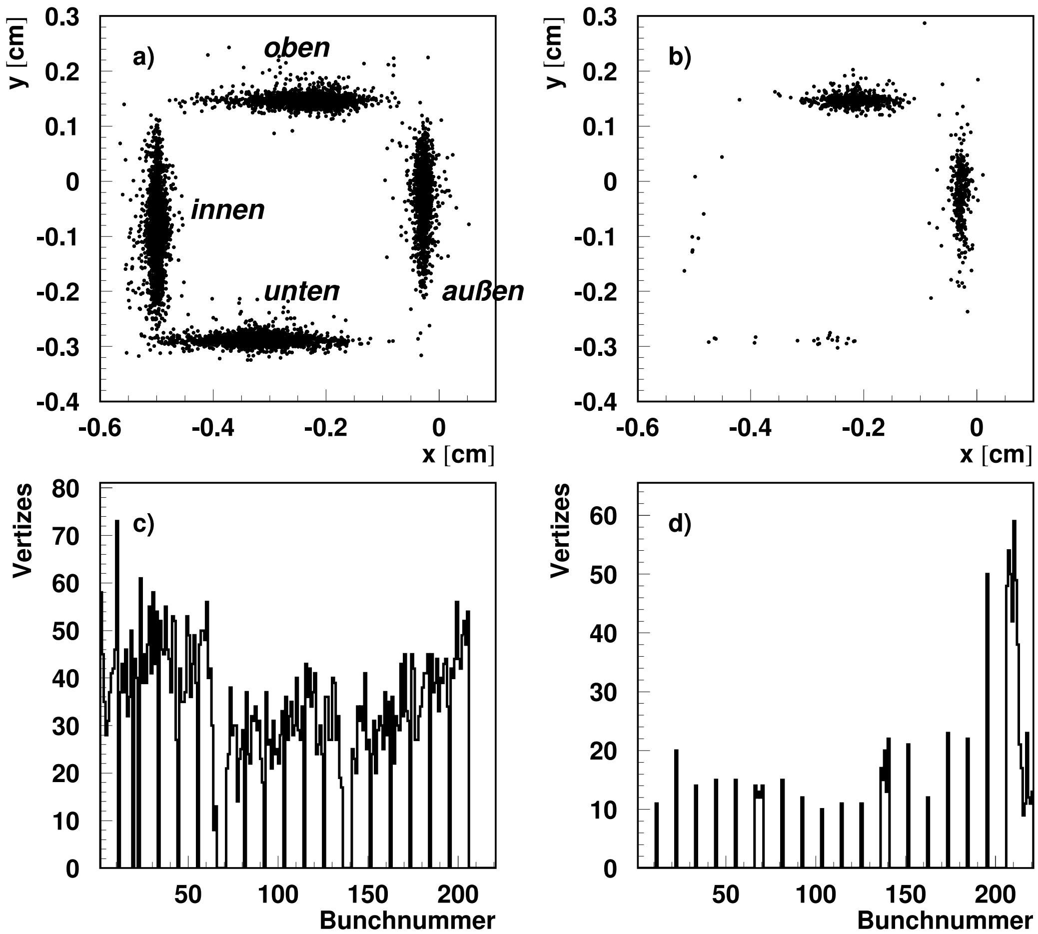

Abbildung 5.4: *Rekonstruierte Vertizes in der Targetebene a) für zeitlich mit den Protonenbunchen korrelierte Wechselwirkungen und b) für die Coasting Beam Protonen. Die den Darstellungen in a) und b) entsprechende Zahl der rekonstruierten Vertizes ist in c) für die gefüllten und in d) für die ungefüllten Protonenbunche gezeigt.*

Aufgrund der Beobachtung des Coasting Beam mit dem HERA–B Target wurde bei HERA eine unabhängige Methode zur Messung des Gleichstromanteils im Protonen–Ring etabliert. Da neben dem gesamten Strom I_{tot} der im HERA Speicherring umlaufenden Protonen auch die Summe der Ströme aller 180 gefüllten Protonenbunche I_{BX} gemessen wird, ergibt die Differenz dieser zwei Meßgrößen direkt den Gleichstromanteil

$$I_{DC} = I_{tot} - I_{BX} \ . \tag{5.1}$$

Die Messung des Gleichstromanteils wird seit Februar des Jahres 1999 regelmäßig durchgeführt. Am Beispiel einer Meßreihe vom 16.7.1999 ist die Größe I_{DC} in Abbildung 5.5c über einen Zeitraum von 2 Stunden dargestellt. Beim Betrieb des inneren Drahtes wächst der Gleichstromanteil zunächst langsam und stetig an. Eine Erzeugung von Coasting Beam durch die inneren Targetdrähte kann daraus aber nicht direkt gefolgert werden, weil typischerweise auch ohne den Betrieb des HERA–B Targets ein Anstieg der Größe I_{DC} beobachtet wird. Deutlich zu sehen ist dieses Verhalten beispielsweise in Abbildung 5.19a vor dem Betrieb des inneren Targets der Station 2. Der Einfluß und die Auswirkung des HERA–B Targets auf die Produktion des Gleichstromanteils wird in Kapitel 5.4 ausführlich diskutiert.

Um $11^{\underline{12}}$ Uhr wird der innere Draht zurückgezogen und gegen den äußeren Targetdraht ausgetauscht. Dieser erreicht um $11^{\underline{18}}$ Uhr das Strahlhalo und bewirkt eine sofortige Abnahme des Gleichstromanteils. Nach einem Zeitraum von etwa 15 Minuten, in dem ausschließlich die Coasting Beam Protonen mit dem Draht reagieren, hat er eine Strecke von etwa 3 mm zurückgelegt. Dabei wird der Gleichstromanteil insgesamt um mehr als 0,2 mA reduziert. Bei ähnlichen Meßreihen, in denen die Wechselwirkungsrate beim Betrieb des äußeren Drahttargets von Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen dominiert wird, liegt die Abnahme des Gleichstromanteils in derselben Größenordnung. Die Existenz eines Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring wird mit der unabhängigen Stromdifferenzmessung also bestätigt.

5.2 Longitudinale Strahldynamik und Interpretation der Beobachtungen

Um die im vorhergehenden Abschnitt geschilderten Beobachtungen interpretieren zu können, werden zunächst die Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik behandelt. Detaillierte Beschreibungen finden sich in [70, 71].

5.2.1 Das Prinzip der Phasenfokussierung

Abbildung 5.6a zeigt in einer vereinfachten schematischen Darstellung einen Ringbeschleuniger vom Umfang L, in dem relativistische Teilchen mit Lichtgeschwin-

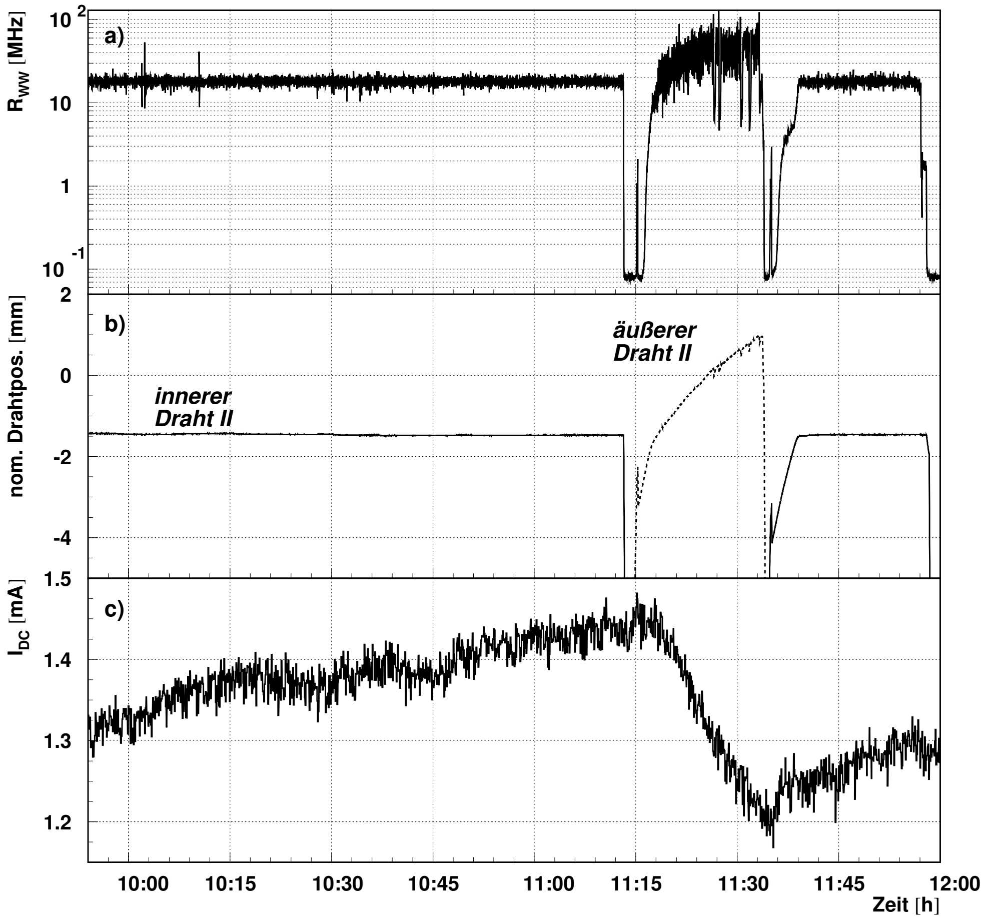

Abbildung 5.5: *a) Wechselwirkungsrate, b) nominelle Drahtposition und c) Gleichstromanteil für die Meßreihe vom 16.7.1999. Die Abnahme des Gleichstromanteils um mehr als 0,2 mA ist eindeutig mit dem Betrieb des äußeren Drahttargets korreliert.*

digkeit $v = c$ umlaufen. Für den HERA Speicherring mit einem Umfang von 6,3 km beträgt die Umlaufzeit T damit

$$T = \frac{L}{v} = 21.1\,\mu s\ . \tag{5.2}$$

Die umlaufenden Teilchen werden in HF–Resonatoren beschleunigt, in denen ein elektrisches Feld die beschleunigende Hochfrequenzspannung

$$U(t) = U_0 \cdot sin(\omega_{RF} t) \tag{5.3}$$

erzeugt. Dabei müssen die Teilchen im Mittel eine feste Phase bezüglich der Hochfrequenzspannung einhalten. Sie wird als Synchrotronphase Ψ_s bezeichnet und definiert den Arbeitspunkt des Ringbeschleunigers. Ein ideales Teilchen ohne Impulsabweichung ($\Delta p/p \approx 0$) läuft auf der durch die Konstruktion des Speicherringes vorgegebenen Sollbahn und hat, wie in Abbildung 5.6b dargestellt, innerhalb des HF–Resonators die Synchrotronphase Ψ_s bezüglich der Hochspannung. Dadurch wird dem Sollteilchen die Energie

$$E = eU_0 \cdot sin\Psi_s \tag{5.4}$$

zugeführt und der Energiebedarf gedeckt, der durch den Energieverlust während eines Umlaufs entsteht[1]. Damit das Sollteilchen nach jedem Umlauf wieder exakt die Synchrotronphase der Hochspannung trifft, müssen Hochfrequenz ω_{RF} und Umlauffrequenz ω_U ein ganzzahliges Verhältnis zueinander haben:

$$h \cdot \omega_U = h \cdot \frac{2\pi}{T} \stackrel{!}{=} \omega_{RF} \tag{5.5}$$

Die Größe h heißt Harmonischenzahl und hat für die bei HERA eingesetzte Hochspannung mit einer Frequenz von $\nu_{RF} = 208\,\text{MHz}$ einen Wert von $h = 4400$.

Teilchen mit abweichendem Impuls $\Delta p/p \neq 0$ laufen auf Dispersionsbahnen um, die entweder länger ($\Delta p/p > 0$) oder kürzer ($\Delta p/p < 0$) als die Sollbahn sind. So erreichen Teilchen mit zu geringem Impuls den HF–Resonator bei einer kleineren Phase $\Psi = \Psi_s - \Delta\Psi$ etwas früher als die Sollteilchen. Da sie dadurch wie in Abbildung 5.6b dargestellt eine entsprechend höhere Spannung sehen, wird ihnen die Energie

$$E' = eU_0 \cdot sin(\Psi_s - \Delta\Psi) \tag{5.6}$$

zugeführt. Als Folge werden die Teilchen mit kleinerem Impuls stärker beschleunigt und nähern sich der Synchrotronphase wieder an. Umgekehrt wird Teilchen mit zu großem Impuls Energie durch die Hochspannung entzogen, weil sie den HF–Resonator später erreichen. Tatsächlich bewegen sich die Teilchen longitudinal periodisch um die Sollphase Ψ_s. Diese sogenannte Synchrotronschwingung sorgt dafür, daß die Teilchen stabil im Beschleuniger gehalten werden. Die Phasenabweichung $\Delta\Psi$ von der Sollphase wird im folgenden quantitativ aus den unterschiedlichen Umlaufzeiten T der Teilchen mit verschiedenem Impuls berechnet.

5.2.2 Die Bewegungsgleichung der Synchrotronschwingung

Da die beschleunigende Hochfrequenz die Periodendauer T_{HF} hat, ergibt sich für die resultierende Phasenabweichung eines Teilchens mit abweichendem Impuls p

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi}{T_{HF}}\Delta T = \omega_{RF}\Delta T \tag{5.7}$$

[1]Bei e^+/e^-–Speicherringen wird der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung dominiert. Bei Proton–Speicheringen ist dieser Energieverlustmechanismus aufgrund der vergleichsweise großen Protonmasse vernachlässigbar. Bei HERA gilt im Speicherringbetrieb deshalb $\Psi_s = \pi$

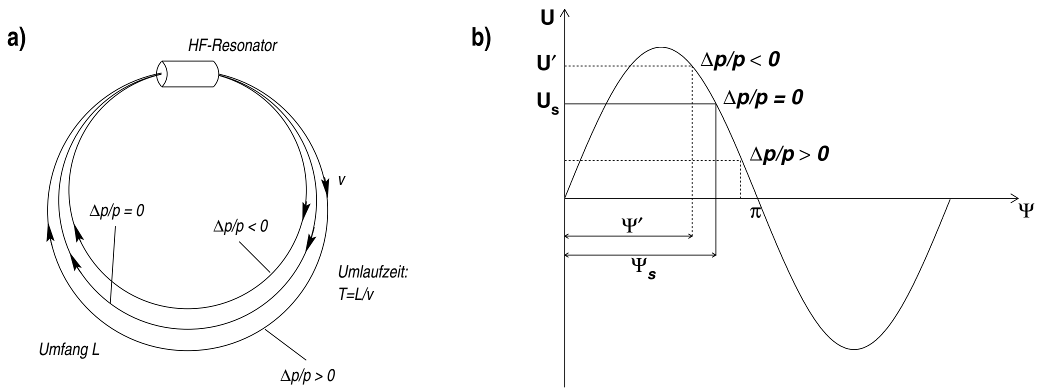

Abbildung 5.6: *a) Auswirkung der Energieabweichung auf die Bahnlänge der Teilchen. b) Ein Teilchen mit $\Delta p/p > 0$ läuft aufgrund des größeren Bahnradius schneller um und sieht eine kleinere Beschleunigungsspannung als die Sollteilchen. Umgekehrtes gilt für Teilchen, die Energie verloren haben. Daraus ergibt sich für die Teilchen eine longitudinal periodische Bewegung um die Sollphase Ψ_s.*

und mit Gleichung 5.5

$$\Delta\Psi = 2\pi h \frac{\Delta T}{T_s} \ . \tag{5.8}$$

Da die Längenabweichung ΔL und die Geschwindigkeitsabweichung Δv bezüglich des Sollteilchens für Teilchen mit $\Delta p/p \neq 0$ im allgemeinen sehr klein ist, ist die Umlaufzeit T eines beliebigen Teilchens in sehr guter Näherung definiert als

$$T = \frac{L_s + \Delta L}{v_s + \Delta v} = (L_s + \Delta L)\frac{v_s - \Delta v}{v_s^2 - \Delta v^2} \approx \frac{1}{v_s^2}(L_s v_s + v_s \Delta L - L_s \Delta v) \ . \tag{5.9}$$

Daraus resultiert die Abweichung ΔT von der Umlaufzeit T_s des Sollteilchens als

$$\Delta T = T - T_s = \frac{v_s \Delta L - L_s \Delta v}{v_s^2} \tag{5.10}$$

und mit Gleichung 5.2 für das Sollteilchen die relative Abweichung

$$\frac{\Delta T}{T_s} = \frac{\Delta L}{L_s} - \frac{\Delta v}{v_s} \ . \tag{5.11}$$

Da die Bahnlänge eines Teilchens wie oben beschrieben eine Funktion des Impulses ist, läßt sich die relative Bahnlängenänderung mit dem Momentum–Compaction–Faktor α_p als Proportionalitätsfaktor durch die relative Impulsänderung ausdrücken:

$$\frac{\Delta L}{L_s} = \alpha_p \frac{\Delta p}{p} \tag{5.12}$$

Für relativistische Teilchen gilt außerdem die Beziehung

$$\frac{\Delta v}{v_s} = \frac{1}{\gamma^2}\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\gamma^2}\frac{1}{\beta^2}\frac{\Delta E}{E} \tag{5.13}$$

und Gleichung 5.11 geht für ein beliebiges relativistisches Teilchen über in

$$\frac{\Delta T}{T_s} = \underbrace{\left(\alpha_p - \frac{1}{\gamma^2}\right)}_{\text{Slip Faktor } \eta_p} \frac{1}{\beta^2}\frac{\Delta E}{E} \ . \tag{5.14}$$

Eingesetzt in Gleichung 5.8 ergibt sich damit für die Phasenabweichung eines beliebigen relativistischen Teilchens bezüglich der Sollphase

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi h}{\beta^2}\eta_p\frac{\Delta E}{E} \ . \tag{5.15}$$

Da die Dauer einer Synchrotronschwingung im Vergleich zur Umlaufzeit im allgemeinen sehr lang ist, kann die zeitliche Differentiation durch die Division durch die Umlaufzeit T_s ersetzt werden:

$$\Delta\dot{\Psi} \approx \frac{\Delta\Psi}{T_s} = \frac{2\pi h}{T_s}\eta_p\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{\Delta p}{p} \tag{5.16}$$

bzw.

$$\Delta\ddot{\Psi} \approx \frac{\Delta\dot{\Psi}}{T_s} \approx \frac{\Delta\Psi}{T_s^2} = \frac{2\pi h}{\beta^2 T_s^2}\eta_p\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\pi h}{\beta^2 T_s^2}\eta_p\frac{E' - E}{E} \ , \tag{5.17}$$

und mit Gleichung 5.4 und 5.6

$$\Delta\ddot{\Psi} = \frac{2\pi h\eta_p}{\beta^2 T_s^2}\frac{eU_0}{E}[sin(\Psi_s - \Delta\Psi) - sin\Psi_s] \ . \tag{5.18}$$

Für hochrelativistische Teilchen im Speicherring schwingen die Protonen um die Sollphase $\Psi_s = \pi$. Aus Gleichung 5.18 leitet sich damit die Bewegungsgleichung

$$\Delta\ddot{\Psi} + \Omega_s^2 sin\Delta\Psi = 0 \tag{5.19}$$

mit

$$\Omega_s^2 = \frac{2\pi h\eta_p}{\beta^2 T_s^2}\frac{eU_0}{E} \tag{5.20}$$

ab. Aus der Synchrotronfrequenz

$$\nu_s = \frac{1}{2\pi}\Omega_s = \frac{c}{v_s \cdot T_s}\sqrt{\frac{h\eta_p}{2\pi}\frac{eU_0}{E}} \tag{5.21}$$

und der Umlaufzeit T_s eines Sollteilchens ergibt sich der Synchrotron–Arbeitspunkt des Beschleunigers, der als

$$Q_s = T_s \cdot \nu_s = \frac{c}{v_s}\sqrt{\frac{h\eta_p}{2\pi}\frac{eU_0}{E}} \tag{5.22}$$

definiert ist und angibt, wieviele Synchrotronschwingungen ein Teilchen während eines Umlaufs ausgeführt hat.

5.2.3 Phasenstabiler Bereich und Separatrix

Da der Energieverlust für Protonen durch Synchrotronstrahlung vernachlässigbar klein ist, läßt sich die Bewegungsgleichung 5.19 in strenger Analogie zur Mechanik als Schwingungsgleichung eines in Abbildung 5.7a) graphisch dargestellten freien Pendels mit $m = l = 1$ interpretieren. Daher ergibt sich mit der kinetischen Energie

$$E_{kin} = \frac{1}{2}\Delta\dot{\Psi}^2 \tag{5.23}$$

und der potentielle Energie

$$V = -\Omega_s^2(1 + cos(\Delta\Psi)) = -2\Omega_s^2 cos^2\left(\frac{\Delta\Psi}{2}\right) \tag{5.24}$$

für die Hamilton–Funktion als Invariante der Bewegung

$$I = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 - \left(\frac{2Q_s}{h\eta_p} cos\left(\frac{\Delta\Psi}{2}\right)\right)^2 = konst. \tag{5.25}$$

Im longitudinalen Phasenraum ergeben sich für feste I die in Abbildung 5.7b dargestellten Bahnen der Teilchen mit fester Energie. Der maximale phasenstabile Bereich ist dabei durch die Bedingung $I = 0$ gegeben und wird als Separatrix bezeichnet. Sie ist in Abbildung 5.7b ebenfalls eingezeichnet und hat aufgrund der Periodizität der Beschleunigungsspannung nach Gleichung 5.5 h stabile Bereiche, die einen Phasenabstand von 2π voneinander haben. Aus Gleichung 5.25 ergibt sich die Gleichung der Separatrix:

$$\frac{\Delta p}{p} = \pm\frac{2Q_s}{h\eta_p} cos\left(\frac{\Delta\Psi}{2}\right) \tag{5.26}$$

Innerhalb der durch die Separatrix gegebenen Bereiche, die von den Teilchen ohne äußere Einwirkung nicht verlassen werden können, führen die Teilchen Synchrotronschwingungen aus. Für kleine Amplituden $\Delta\Psi \ll \pi$ ergibt sich die Schwingung eines harmonischen Oszillators ($I < 0$, stabil und linear), während für größere Amplituden der nichtlineare Bereich dominiert ($I < 0$, stabil und nichtlinear). Wird die Separatrix überschritten, können die Teilchen nicht mehr innerhalb des phasenstabilen Bereiches gehalten werden und verlaufen asynchron zur HF–Phase des beschleunigenden Feldes ($I > 0$, instabil).

Die Separatrix ist als maximale Energieabweichung, die ein genau auf der Sollphase stabil umlaufendes Teilchen ($\Delta\Psi = 0$) haben darf, definiert und läßt sich damit aus Gleichung 5.26 direkt ableiten:

$$\left|\frac{\Delta p}{p}\right|_{Sep} = \frac{2Q_s}{h\eta_p} \tag{5.27}$$

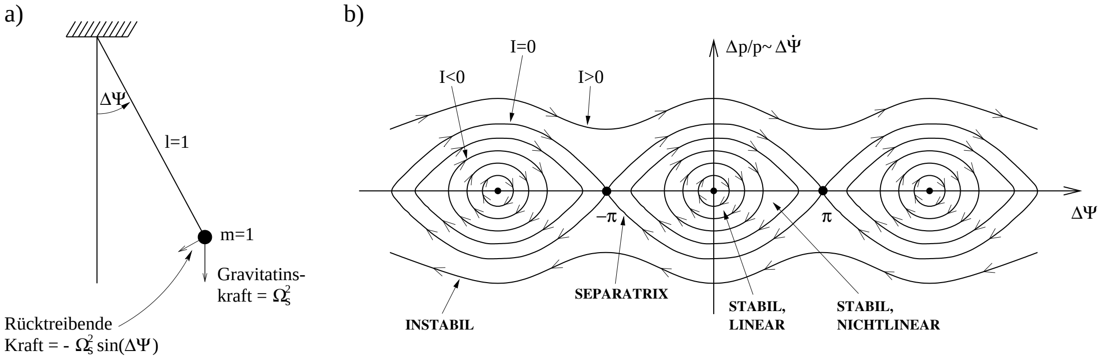

Abbildung 5.7: *a) Freies Pendel als harmonischer Oszillator und b) entsprechende Bewegung im longitudinalen Phasenraum. Je größer die Energieabweichung ist, desto kleiner wird die Schwingungsfrequenz. Auf den Fixpunkten bei ganzzahlig vielfachen von π schwingen die Teilchen nicht mehr.*

5.2.4 Der phasenstabile Bereich bei HERA

Der HERA Protonen–Speicherring wird mit zwei verschiedenen Hochfrequenzen betrieben. Die Auswirkung auf das Potential und die Gestalt des Phasenraums, die sich aus der Kombination dieser Hochfrequenzen ergibt, ist in Abbildung 5.8 in Abhängigkeit der Phasenabweichung $\Delta\Psi$ skizziert. Es ist deutlich zu sehen, daß das Potential des 208 MHz–Systems durch die Überlagerung des 52 MHz–Systems in Abbildung 5.8a beeinflußt wird. Dadurch vergrößert sich der durch Gleichung 5.27 für eine Hochfrequenz gegebene phasenstabile Bereich des Beschleunigers. Das 208 MHz–System legt neben dem Synchrotron–Arbeitspunkt Q_s die Länge eines Protonenbunches fest.

Im Phasenraum ergeben sich durch die Superposition der zwei Hochfrequenzen die in Abbildung 5.8c dargestellten Bahnen der Teilchen mit fester Energie. Die durch Gleichung 5.27 definierte Grenze des phasenstabilen Bereiches der Synchrotronschwingung ist als äußere Separatrix eingezeichnet. Abbildung 5.9 zeigt die Grenze des phasenstabilen Bereiches als Funktion der Spitzenspannung U_0 für das 208 MHz System und die zwei überlagerten Hochfrequenzsysteme. Der Spannungsbereich der Hochfrequenz, bei dem der HERA Protonen–Speicherring innerhalb der Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999 betrieben wurde, ist in dieser Abbildung schraffiert eingezeichnet. Da die Vergrößerung der Separatrix durch das 52 MHz–System in diesem Bereich nur etwa 10 % beträgt, werden einige der oben abgeleiteten Parameter unter der vereinfachten Annahme der alleinigen Existenz des 208 MHz–Systems mit einer Harmonischenzahl von $h = 4400$ berechnet und sind in Tabelle 5.1 für eine Spannung von $U_0 = 0{,}5$ MV aufgelistet.

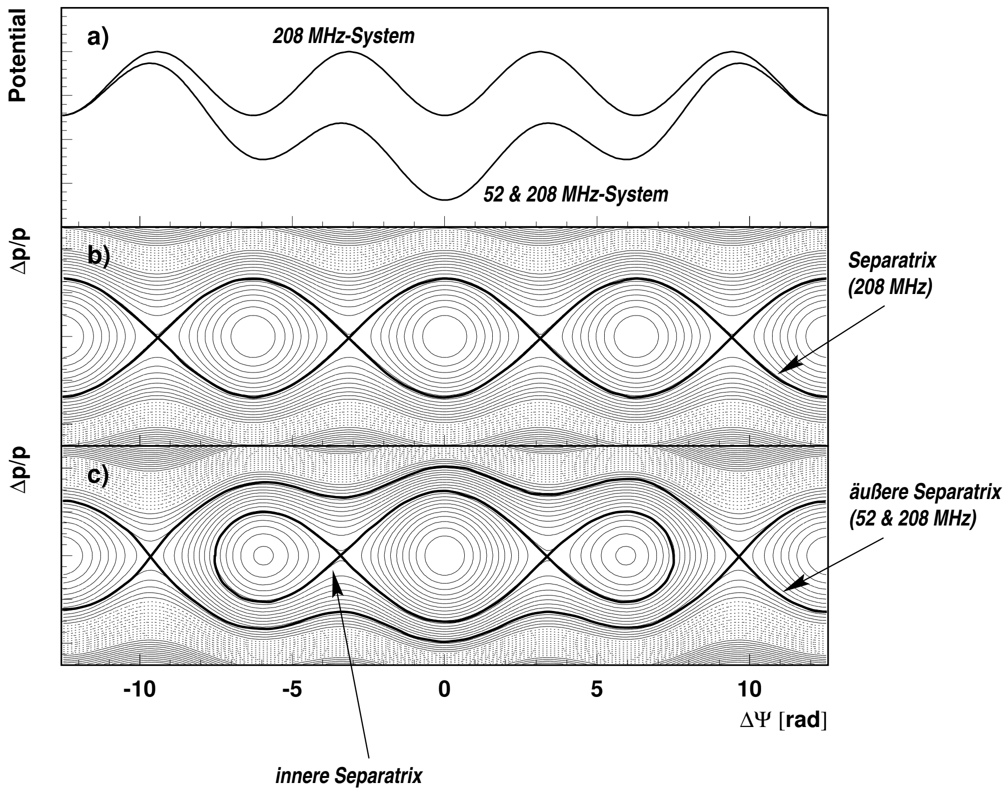

Abbildung 5.8: *a) Das sich durch die Überlagerung der zwei Hochfrequenzen des HERA Protonen–Ringes ergebende Potential. b) zeigt den longitudinalen Phasenraum der Synchrotronschwingung für das 208 MHz–System und c) nach der Überlagerung durch das 52 MHz–System mit innerer und äußerer Separatrix als Grenze des phasenstabilen Bereiches [72].*

Datennahmeperiode	1997	1998/1999
$\lvert\Delta p/p\rvert_{Sep}$	$2{,}605\cdot10^{-4}$	$2{,}459\cdot10^{-4}$
Q_s	$1{,}054\cdot10^{-3}$	$0{,}995\cdot10^{-3}$
ν_s [Hz]	35,29	33,31
α_p	$1{,}3\cdot10^{-3}$	$1{,}3\cdot10^{-3}$

Tabelle 5.1: *Parameter der durch das 208 MHz–Frequenzsystem definierten Synchrotronschwingung bei einer typischen Spitzenspannung von $U_0 = 0{,}5\,MV$.*

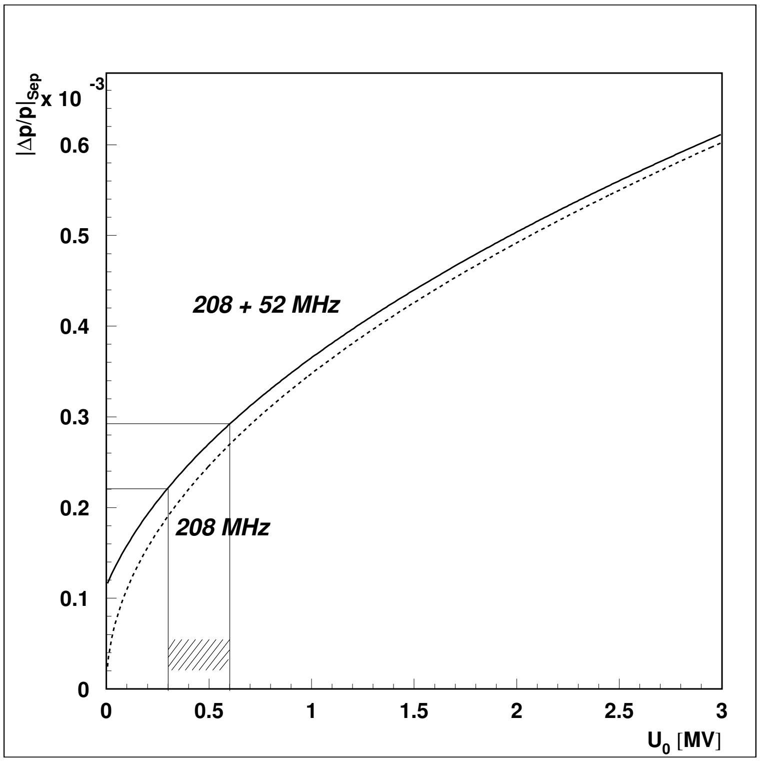

Abbildung 5.9: *Die Grenze des phasenstabilen Bereiches im HERA Protonen–Ring für das 208 MHz Frequenzsystem (gestrichelt) und die Überlagerung mit dem 52 MHz System (durchgezogen) in Abhängigkeit der Spitzenspannung U_0 des 208 MHz–Systems.*

5.2.5 Der Coasting Beam

Mit der Betrachtung der Teilchenbewegungen innerhalb des longitudinalen Phasenraums des HERA Protonen–Ringes können die in Kapitel 5.1 geschilderten Beobachtungen eines Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring erklärt werden.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, haben Protonen innerhalb der durch das Frequenzsystem des HERA Protonen–Ringes definierten Separatrix eine feste Phasenbeziehung und bleiben gebündelt. Protonen außerhalb des phasenstabilen Bereiches hingegen driften longitudinal auseinander. Solange sich diese Protonen noch innerhalb der Impulsakzeptanz $|\Delta p/p|_{ACC}$ des Speicherringes befinden, bilden sie den Coasting Beam.

Zur Bestimmung der Impulsakzeptanz des HERA Protonen–Ringes wird die Energieabweichung der Protonen so lange variiert, bis sie auf den Kollimatoren als bestimmender Aperturgrenze signifikant verloren gehen. Die Energieabweichung wird dabei über die Hochfrequenz geregelt, deren Abweichung Δf von der nominellen Hochfrequenz f über

$$\frac{\Delta p}{p} = -\frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{1}{\alpha_p} \tag{5.28}$$

mit der Impulsabweichung zusammenhängt. Die Impulsakzeptanz wurde in der Datennahmeperiode des Jahres 1999 bei der entsprechenden Protonenenergie von 920 GeV gemessen und beträgt [73]

$$\left|\frac{\Delta p}{p}\right|_{ACC} = (5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-3} \Rightarrow |\Delta p|_{ACC} = (5.2 \pm 0.7)\, GeV$$

Der angegebene Fehler bezieht sich auf die Einzelmessung bei festen Maschinenparametern. Aufgrund der Variation der Maschinenparameter wie beispielsweise der Kollimatorpositionen als bestimmende Aperturgrenze innerhalb der Datennahmeperioden kann der Wert Schwankungen unterliegen, die größer sind als die angegebene Unsicherheit der Einzelmessung. Im allgemeinen liegt die Impulsakzeptanz aber um etwa eine Größenordnung über der in Tabelle 5.1 aufgeführten Separatrix.

Damit gebündelte Protonen den phasenstabilen Bereich des HERA Protonen–Speicherringes verlassen können, muß ihre Energieabweichung größer sein als die durch Gleichung 5.27 gegebene Separatrix. Da sich der Coasting Beam wie in Kapitel 5.3 gezeigt wird, hauptsächlich aus Protonen zusammensetzt, die Energie verloren haben, sind dafür in erster Linie Energieverlustmechanismen verantwortlich. Neben den charakteristischen Quellen für den Energieverlust im Speicherring wie Synchrotronstrahlung, Hochfrequenzrauschen und Touschek–Streuung, kann auch der Energieverlust im Target Coasting Beam erzeugen. Wie im folgenden Abschnitt anhand zweier genannter Energieverlustmechanismen – dem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung und das HERA–B Target – abgeschätzt wird, liegen diese Verluste weit unter der Grenze für den phasenstabilen Bereich des HERA Proton–Ringes. Es ist deshalb davon auszugehen, daß hauptsächlich Protonen am Rande der Separatrix den phasenstabilen Bereich verlassen.

5.2.5.1 Energieverlust durch das HERA–B Target

Innerhalb einer vollständigen Synchrotronschwingung eines Protons im phasenstabilen Bereich, die etwa 1400 bis 1500 Umläufe dauert, durchquert ein Proton den Targetdraht, abhängig vom Material im Mittel mehrere Male. Da die Energieabweichung innerhalb der Synchrotronschwingung positive und negative Werte annimmt, kann die Schwingung dieses Protons durch den Energieverlust im Target sowohl angeregt, als auch gedämpft werden. Befindet sich das Proton nach der Anregung der Synchrotronschwingung immer noch innerhalb der Separatrix, kann die Anregung deshalb wieder ausgeglichen werden. Die untere Grenze des

Energieverlustes der Protonen, die den phasenstabilen Bereich verlassen haben, entspricht daher dem Energieverlust einer einzelnen Durchquerung des Targetdrahtes, der in Tabelle 2.3 für die verschiedenen Targetmaterialien angegeben ist. Für ein longitudinal 500 μm dickes Titan–Target beträgt er beispielsweise im Mittel 335 keV und ist damit um drei Größenordnungen kleiner als die Separatrix im HERA Protonen–Ring. Da die Wahrscheinlichkeit für die Höhe des durch das Target verursachten Energieverlustes einer Landauverteilung unterliegt, werden also bevorzugt solche Protonen den phasenstabilen Bereich verlassen, deren Energieabweichung bereits so groß ist, daß sie sich schon am Rande der Separatrix befinden.

Da die Bewegung der Protonen, die sich nach dem Energieverlust durch das HERA–B Target in dem Bereich zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz des Proton–Speicherringes befinden wie in Kapitel 5.2.3 beschrieben asynchron zur HF–Phase verläuft, kann den Protonen durch das Hochfrequenzsystem keine Energie mehr zugeführt werden, die ihre Bewegung wieder stabilisiert. Diese Coasting Beam Protonen werden deshalb in der Folge nur noch Energie verlieren, bis sie mit dem HERA–B Target wechselwirken oder auf den Aperturgrenzen verloren gehen.

5.2.5.2 Energieverlust durch Synchrotronstrahlung

Neben dem Energieverlust durch das HERA–B Target können die Protonen Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren. Für Protonen mit einer Energie von 920 GeV beträgt dieser Energieverlust etwa 10 eV pro HERA Umlauf. Sobald sich Protonen mit positiver oder negativer Energieabweichung außerhalb der Separatrix befinden, können sie nicht wieder in den phasenstabilen Bereich gelangen. Außerhalb des phasenstabilen Bereiches summiert sich der Energieverlust der Coasting Beam Protonen auf, da die Protonen während eines Umlaufs nur den Bruchteil einer Synchrotronschwingung ausführen. Zur Abschätzung dieses akkumulierten Energieverlustes wird deshalb die Dauer einer Halbperiode der Synchrotronschwingung verwendet, in der die Energieabweichung der Protonen negative Werte annimmt.

Grundlage für die Abschätzungen bildet der in Tabelle 5.1 angegebene Werte für die Synchrotronfrequenz des 208 MHz–Frequenzsystems, die für Protonen mit einer Energie von 920 GeV bei ungefähr 33 Hz liegt. Für die Dauer einer halben Synchrotronschwingung ergeben sich aus diesem Wert und der Umlaufzeit von $T = 21,12\,\mu$s eines Protons etwa 720 HERA–Umläufe. Innerhalb dieses Zeitraumes summiert sich der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung zu ungefähr 7,2 keV auf. Er liegt damit zwar um ein bis zwei Größenordnungen unter dem Energieverlust durch das HERA–B Target, reicht aber eventuell ebenfalls aus, um Protonen am Rande der Separatrix aus dem phasenstabilen Bereich zu befördern.

Sobald Protonen den phasenstabilen Bereich verlassen haben, verlieren sie kontinuierlich Energie durch Synchrotronstrahlung. Für diese Protonen ergibt sich innerhalb eines Zeitraums von einer Stunde mit dem oben bereits angegebenen Energieverlust durch Synchrotronstrahlung von 10 eV pro HERA Umlauf beispielsweise eine Energieabweichung der Coasting Beam Protonen von 1,7 GeV.

In den folgenden Abschnitten werden die bis hierhin präsentierten Überlegungen und Abschätzungen anhand verschiedener Meßreihen überprüft. Dabei werden die grundlegenden Eigenschaften des Coasting Beam mit dem Ziel ermittelt, die beschriebenen Mechanismen zu bestätigen und gegebenenfalls zu erweitern.

5.3 Eigenschaften des Coasting Beam

5.3.1 Die räumliche Verteilung der Coasting Beam Protonen

Die in Kapitel 5.1 dargestellte und beschriebene Abbildung 5.4b zeigt beispielhaft die räumliche Verteilung zeitlich unkorrelierter Wechselwirkungen für den allgemeinen Fall des Betriebs von vier Targetdrähten. Es fällt auf, daß diese Wechselwirkungen fast ausschließlich auf dem äußeren und oberen Targetdraht zu finden sind. In der Targetebene ist die transversale Ablage der Coasting Beam Protonen also gegenüber den zeitlich mit den gefüllten Protonenbunchen korrelierten Protonen in die oben genannten Richtungen verschoben.

Um die räumliche Verschiebung quantitativ zu erfassen, wird aus den in Abbildung 5.4a und b dargestellten rekonstruierten Vertizes in der Targetebene die transversale Ablage der Coasting Beam Protonen bezüglich der Strahlposition bestimmt. Die Strahlposition ergibt sich aus dem Schwerpunkt der Vertexverteilung entlang des inneren und unteren Targetdrahtes, auf denen wie Abbildung 5.4b zeigt, fast keine räumlich verschobenen Coasting Beam Protonen wechselwirken. Die diesen Targetdrähten entsprechenden Vertexverteilungen sind in Abbildung 5.10 hell gekennzeichnet. Damit ergibt sich die transversale Strahlposition an der Stelle des HERA–B Targets zu

$$\begin{aligned} x_{Beam} &= (-0.318 \pm 0.001)\,cm \\ y_{Beam} &= (-0.086 \pm 0.001)\,cm\ . \end{aligned}$$

Aus den in der gleichen Abbildung dunkel hervorgehobenen Verteilungen ergibt sich der Schwerpunkt der in Abbildung 5.4b dargestellten Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen auf dem oberen bzw. äußeren Targetdraht:

$$\begin{aligned} x_{CB} &= (-0.216 \pm 0.002)\,cm \\ y_{CB} &= (-0.022 \pm 0.003)\,cm\ . \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler ist der statistische Fehler auf den Mittelwert der jeweiligen Verteilung.

Mit diesen Werten folgt im HERA Koordinatensystem

$$\begin{aligned} \Delta x = & \ |x_{CB} - x_{Beam}| = & (0.102 \pm 0.002)\, cm \\ \Delta y = & \ |y_{CB} - y_{Beam}| = & (0.064 \pm 0.003)\, cm \end{aligned}$$

als positive Verschiebung des Schwerpunktes der Coasting Beam Protonen bezüglich des Strahlmittelpunktes in die entsprechende transversale Richtung innerhalb der Targetebene.

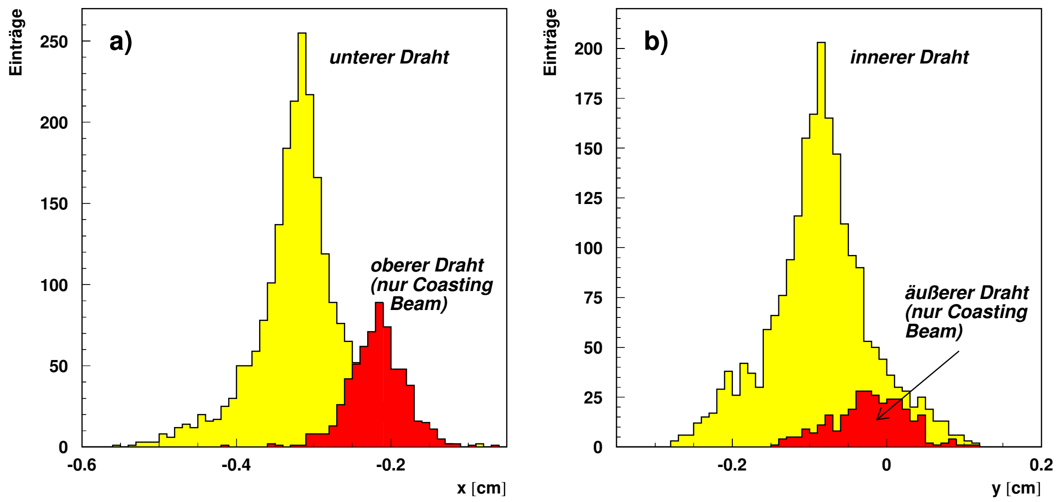

Abbildung 5.10: *Verteilung der durch den Vertexdetektor in Abbildung 5.4 rekonstruierten Vertizes entlang a) der horizontal und b) vertikal orientierten Drähte. Die dunkel hervorgehobenen Verteilungen repräsentieren die in Abbildung 5.4b dargestellten Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen auf dem oberen bzw. äußeren Targetdraht.*

Die transversale Verschiebung der Coasting Beam Protonen auf dem oberen und äußeren Targetdraht kann durch die in Kapitel 5.2.5 beschriebenen Annahme einer negativen Energieabweichung der Coasting Beam Protonen erklärt werden, wenn sowohl die horizontale als auch die vertikale Dispersion D_x bzw. D_y an der Stelle des HERA–B Targets negativ ist. Nach

$$\Delta x = D_x \frac{\Delta p}{p} \ , \qquad \Delta y = D_y \frac{\Delta p}{p} \tag{5.29}$$

folgt daraus nämlich an der Stelle des HERA–B Targets eine positive transversale Ablage $\Delta x,\ \Delta y > 0$, das heißt die beobachtete Verschiebung der Coasting Beam Protonen nach außen und nach oben im HERA Koordinatensystem.

Für die Datennahmeperioden der Jahre 1998 und 1999 liefert Tabelle 2.2 aber einen Wert von 0,9 mm für die vertikale Dispersion D_y, der den obigen Überlegungen widerspricht. Dies war unter anderem ein Grund für neue Dispersionsmessungen, die am 23.4.1999 unter Luminositätsbedingungen durchgeführt und am 15.3.2000 nochmals wiederholt wurden. Dabei wurde die Hochfrequenz, deren Abweichung Δf von der nominellen Hochfrequenz f über Gleichung 5.28 mit der Energieabweichung zusammenhängt, stufenweise erhöht und bei jeder Stufe die transversale Position des Strahls durch die Strahlpositionsmonitore an verschiedenen Stellen des Speicherringes gemessen [74]. Mit Gleichung 5.29 kann aus den Einzelmessungen dann die Dispersion bestimmt werden. An der Stelle des HERA–B Targets ergeben sich aus diesen Messungen für die horizontale und vertikale Dispersion unter Luminositätsbedingungen Werte von [75]

$$\begin{aligned} D_x &= (-892 \pm 28)\, mm \\ D_y &= (-228 \pm 25)\, mm\ . \end{aligned}$$

Der Vergleich mit dem entsprechenden Wert in Tabelle 2.2 zeigt einen signifikanten Unterschied, vor allem für die vertikale Dispersion D_y, die einen, wie aufgrund der oben präsentierten Überlegungen erwartet, negativen Wert annimmt. Die Abweichung der Werte der Dispersionsmessungen von den theoretischen Berechnungen ergeben sich durch Veränderungen der Strahloptik und des Arbeitspunktes innerhalb der Luminositätsmeßreihen. Darin wird der Orbit des Protonenstrahls an der Stelle des H1 und ZEUS Experimentes verschoben, um Protonen– und Elektronenstrahl mit hoher Effizienz zur Kollision zu bringen.

Die Messungen der horizontalen Dispersion entlang des Protonen–Ringes zeigen im allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus der Strahloptik theoretisch berechneten Werten. Nur im Bereich der Experimentierhalle West ergeben sich erhebliche Unterschiede, die auf Fehlkalibrationen der horizontalen Strahlpositionsmonitore zurückgeführt werden können[2] [76]. Grundlage für die folgenden Berechnungen bilden deshalb der in Tabelle 2.2 angegebene Wert für die horizontale Dispersion von

$$D_x = -477\, mm$$

und die aus den Dispersionsmessungen bestimmte vertikale Dispersion von

$$D_y = (-228 \pm 25)\, mm$$

an der Stelle des HERA–B Targets.

Mit diesen und den aus Abbildung 5.10 ermittelten Werten für die transversale Ablage des Schwerpunktes Δx bzw. Δy der Coasting Beam Protonen läßt sich

[2] Geplant ist die Kontrolle der Strahlmonitore im Bereich der Experimentierhalle West zum nächst möglichen Zeitpunkt

nach Gleichung 5.29 die mittlere Impulsabweichung der Coasting Beam Protonen direkt bestimmen:

$$\begin{aligned}\left\langle\frac{\Delta p}{p}\right\rangle_{\text{oberer Draht}} &= (2.14 \pm 0.08)\cdot 10^{-3}\\ \left\langle\frac{\Delta p}{p}\right\rangle_{\text{äußerer Draht}} &= (2.81 \pm 0.33)\cdot 10^{-3}\end{aligned}$$

Diese Werte liegen zwischen der durch das Hochfrequenzsystem definierten Separatrix und Impulsakzeptanz. Die Messung liefert somit ein konsistentes Bild mit der Vorstellung, daß sich die Coasting Beam Protonen zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz des Speicherringes aufhalten.

Die leicht unterschiedliche mittlere Impulsabweichung der mit den zwei verschiedenen Targetdrähten wechselwirkenden Coasting Beam Protonen ist direkt auf die Dispersion an der Stelle des Targets zurückzuführen. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 5.11 schematisch das Strahlprofil für Protonen mit Sollenergie ($\Delta p/p = 0$) und die Coasting Beam Protonen mit zwei unterschiedlichen Impulsabweichungen $\Delta p/p \neq 0$ dargestellt. Der Mittelpunkt des Strahlprofils der Coasting Beam Protonen ist gemäß Gleichung 5.29 in Richtung des äußeren und oberen Targetdrahtes verschoben. Die Stärke der Mittelpunktsverschiebung ist dabei wie dargestellt durch die Höhe der Dispersion in x– und y–Richtung vorgegeben. Da sie unterschiedlich ist, reagieren bei gleicher Wechselwirkungsrate der einzelnen Targetdrähte mehr Protonen mit höherer Impulsabweichung auf dem äußeren als auf dem oberen Draht: Die mittlere Impulsabweichung der auf dem äußeren Targetdraht wechselwirkenden Coasting Beam Protonen sollte also wie beobachtet größer sein.

Für die berechneten Impulsabweichungen ergeben sich vergleichsweise große Werte nahe der Impulsakzeptanz von $5{,}6 \cdot 10^{-3}$. Zurückzuführen sind sie auf relativ große transversale Abstände des äußeren und oberen Targetdrahtes bezüglich des Strahlmittelpunktes zum Zeitpunkt der Messung. Beim längeren Targetbetrieb nähern sie sich den Positionen, den die unteren und inneren Targetdrähte relativ zum Strahlmittelpunkt haben, immer mehr an. Besonders deutlich ist dieses Verhalten zu Beginn des Betriebs eines äußeren Drahtes zu beobachten, der sich zu diesem Zeitpunkt in transversalen Bereichen des Strahlhalos befindet, in dem die Drahtwechselwirkungen ausschließlich durch die Coasting Beam Protonen mit großer Energieabweichung verursacht werden (vgl. Abbildung 5.1 und 5.2).

5.3.2 Die Energie der Coasting Beam Protonen

Durch die Inbetriebnahme des Coasting Beam Kickers, dessen Funktionsweise im ersten Teil dieses Abschnitts beschrieben wird, wurde versucht, sowohl den Anteil an Coasting Beam Protonen im Protonen–Speicherring zu verringern, als auch

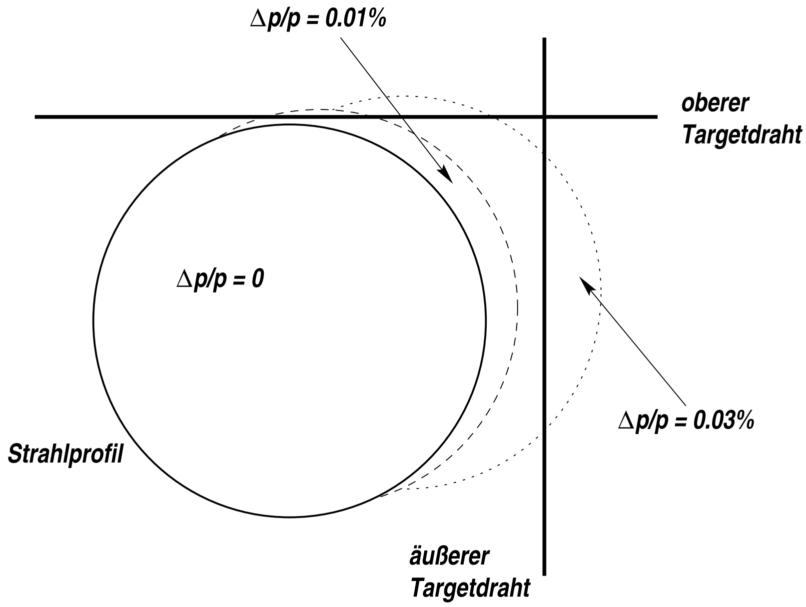

Abbildung 5.11: *Strahlprofil und räumliche Position des Schwerpunktes der Protonen mit Sollenergie und Impulsabweichung.*

die durch die Existenz des Coasting Beam verursachten Untergrundbedingungen der verschiedenen Experimente zu verbessern.

In diesem Abschnitt wird die Energie der durch den Kicker angeregten Coasting Beam Protonen und ihre Verteilung mit Hilfe einer der ersten Messungen, in der der Coasting Beam Kicker betrieben wurde, bestimmt. Die Ergebnisse, die im allgemeinen durch den Einsatz des Coasting Beam Kickers erzielt wurden, werden in Kapitel 5.6 präsentiert.

5.3.2.1 Funktionsweise des Coasting Beam Kickers

Mit der Modifikation des transversalen Feedback Kicker Systems des HERA Protonen–Ringes [77] wurde die Möglichkeit geschaffen, die Coasting Beam Protonen aus dem Protonen–Speicherring zu entfernen [78]. Grundlegendes Prinzip des auf diese Weise konstruierten "Coasting Beam Kickers" bildet dabei die Vergrößerung der Betatronamplitude und damit der transversalen Ablage der Coasting Beam Protonen. Aufgrund ihrer Energieabweichung und der daraus resultierenden zusätzlichen Ablage an Stellen mit großer Dispersion, die durch die in Tabelle 2.2 angegebene Größe $D/\sqrt{\beta}$ charakterisiert ist, können sie dort vor dem Verlust auf Aperturgrenzen, durch den die Untergrundbedingungen möglicherweise verschlechtert werden, abgefangen werden.

Da die eingesetzten Kickermagnete nur schwache Magnetfelder erzeugen, erfolgt die Erhöhung der Betatronamplitude der Coasting Beam Protonen durch die resonante Anregung der Betatronschwingung in der Nähe der Betatronfrequenz. Um den Betrieb des HERA Protonen–Speicherringes und der gefüllten Protonenbunche im speziellen dabei nicht zu beeinträchtigen, werden die Coasting Beam Protonen innerhalb der Kickerlücke vor dem ersten Protonenbunch (vgl. Abbildung 2.2) angeregt. Grundlage für den Betrieb des Coasting Beam Kickers bildet dabei die Tatsache, daß die Coasting Beam Protonen, die aufgrund ihrer Energieabweichung keine feste Phasenbeziehung mehr zur Sollphase haben, longitudinal durch den Speicherring wandern. Auf diese Weise erreichen alle Coasting Beam Protonen die Kickerlücke und können angeregt werden.

5.3.2.2 Transversale Anregung der Coasting Beam Protonen

Beim Targetbetrieb zeigt die zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate wie beispielsweise in Abbildung 5.2 **(5)**, **(6)** einen über den HERA Umlauf üblicherweise gleichverteilten Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen. Mit dem Betrieb des Coasting Beam Kickers ergibt sich ein dominanter Wechselwirkungsbeitrag in dem Zeitbereich, in dem der Coasting Beam Kicker die Coasting Beam Protonen transversal anregt. Für eine Messung vom 13.7.1998 ist er im Abbildung 5.12a dargestellten FADC–Spektrum der Wechselwirkungsrate, die mit dem äußeren Aluminiumdraht der Station 1 erzeugten wurde, um FADC–Kanal 460 deutlich zu erkennen. Für diese im Rahmen von HERA Maschinenstudien durchgeführten Meßreihe wurden 10 der insgesamt 220 Protonenbunche mit Protonen gefüllt und auf die Endenergie von 820 GeV beschleunigt. Im Vergleich zu einer Füllung des Protonen–Ringes unter Luminositätsbedingungen mit 180 gefüllten Protonenbunchen kann die Anregung der Coasting Beam Protonen in einem weit größeren Zeitbereich des HERA–Umlaufs untersucht werden. Die mit den 10 gefüllten Protonenbunchen korrelierten Wechselwirkungen von FADC–Kanal 60 bis einschließlich 100 sind in der so gewonnenen Zeitverteilung der Wechselwirkungen innerhalb des HERA–Umlaufs deutlich zu erkennen.

Das Maximum der Zeitverteilung um FADC–Kanal 460 zeigt den sich mit jedem HERA–Umlauf wiederholenden Zeitpunkt der Anregung der Coasting Beam Protonen durch den Coasting Beam Kicker. Der Zeitpunkt der Kickeranregung wird dabei als Referenzzeitmarke T_{Kick} für die weitere Analyse dieses Datensatzes verwendet. Mit der Annahme, daß es sich bei den Coasting Beam Protonen um Protonen mit Energieverlust, also einer Energieabweichung $\Delta p/p < 0$, handelt, wird der exponentielle Abfall in der Zeitverteilung ab FADC–Kanal 460 erklärt: Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben wurde, haben die Coasting Beam Protonen als relativistische Teilchen mit negativer Energie– bzw. Impulsabweichung einen kleineren Bahnradius bezüglich eines Sollteilchens und laufen schneller im Speicherring um. Beispielsweise ergibt sich für Protonen mit einer Impulsabweichung von $2{,}6 \cdot 10^{-4}$ an der Separatrix und dem in Tabelle 5.1 angegebene Wert von

$1{,}3 \cdot 10^{-3}$ für den Momentum–Compaction–Faktor α_p nach Gleichung 5.12 eine relative Bahnlängenänderung von

$$\frac{\Delta L}{L} = 3.4 \cdot 10^{-7}$$

pro HERA Umlauf. Daraus folgt, daß Coasting Beam Protonen mit der oben angegebenen Impulsabweichung von $2,6 \cdot 10^{-4}$ nach etwa 3 Millionen HERA Umläufen, entsprechend 60 Sekunden, einen zusätzlichen Umlauf ausgeführt haben. Für Protonen mit größerer Energieabweichung verringert sich diese Zeit.

Bezüglich der Protonen zum festen Anregungszeitpunkt T_{Kick} reagieren sie daher früher mit dem Targetdraht; die den Einträgen im Zeitspektrum entsprechenden Wechselwirkungen verschieben sich wie beobachtet zu kleineren FADC–Kanälen. Durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Target ergibt sich der beobachtete exponentielle Abfall, der einer charakteristischen "Lebensdauer" τ der Coasting Beam Protonen entspricht. Aus dieser Lebensdauer läßt sich daher, wie im folgenden gezeigt wird, eine semiquantitative Aussage über die Energie der Coasting Beam Protonen treffen.

Dazu wird aus dem FADC–Spektrum in Abbildung 5.12a für alle Einträge der zeitliche Abstand zur Referenzzeitmarke T_{Kick} berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.12b zu sehen. Da der zeitliche Abstand der Kickeranregung einem HERA–Umlauf entspricht, zeigt diese Abbildung den aus der Energieabweichung resultierenden zeitlichen Vorsprung

$$\Delta T = T - T_{Kick} \stackrel{!}{=} T - T_s$$

der Coasting Beam Protonen gegenüber der Umlaufzeit der gebündelten Protonen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Target. Das bedeutet, daß die Coasting Beam Protonen, die typischerweise 2 Sekunden nach ihrer Anregung bei T_{Kick} mit dem Target reagieren [40], einen ihrer Lebensdauer entsprechenden zeitlichen Vorsprung gegenüber gebündelt umlaufenden Protonen haben.

Zur Bestimmung der charakteristischen Lebensdauer der Coasting Beam Protonen nach ihrer Anregung wird an die in Abbildung 5.12b dargestellten Daten eine exponentielle Funktion der Form

$$N(\Delta T) = N_0 \cdot e^{\frac{\Delta T}{\tau}} \tag{5.30}$$

angepaßt. Aufgrund der Energieverteilung der Coasting Beam Protonen, aus der sich nach den vorhergehenden Überlegungen unterschiedliche Zeiten für einen zusätzlichen HERA Umlauf ergeben, führt die Annahme einer einzigen Lebensdauer für alle angeregten Coasting Beam Protonen zu keinen zufriedenstellenden Ergebnissen. Deshalb wird die exponentielle Funktion in drei Teilbereichen an die Daten angepaßt, wodurch sich drei unterschiedliche Lebensdauern ergeben. Sie sind in Tabelle 5.2 zusammen mit den drei gewählten Zeitbereichen aus Abbildung 5.12b angegeben. Aus dem Verhältnis der Umlaufzeit von $t_{Uml} = 21{,}12\,\mu$s

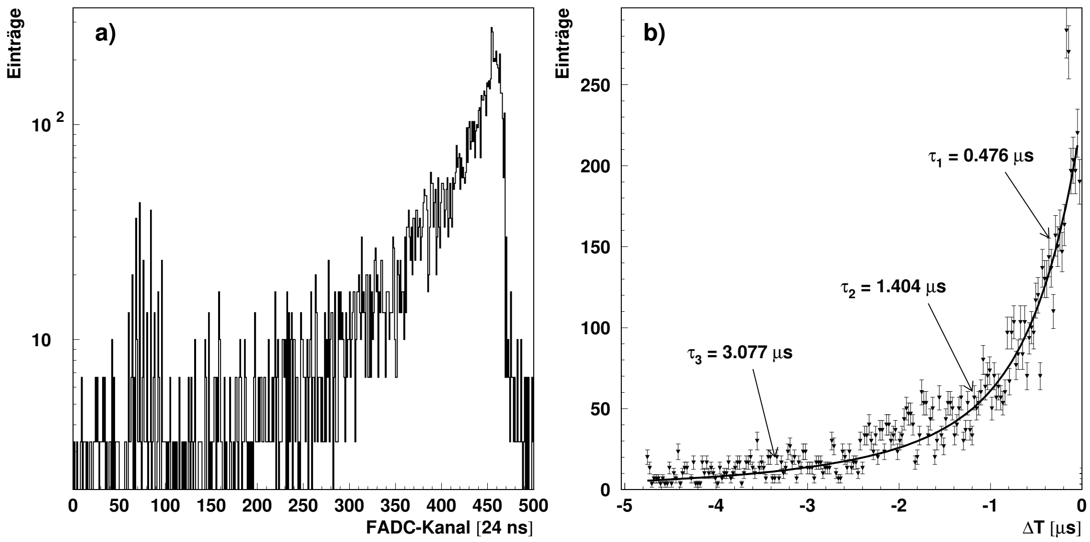

Abbildung 5.12: *a) Meßreihe vom 13.7.1998 mit 10 gefüllten Protonenbunchen (FADC–Kanal 60–100), in der die Coasting Beam Protonen um FADC–Kanal 460 mit dem Coasting Beam Kicker angeregt wurden. b) Zeitlicher Vorsprung der Coasting Beam Protonen gegenüber gebündelten Protonen mit Ergebnis der im Text beschriebenen Anpassungsrechnung.*

und der berechneten Lebensdauer ergibt sich dann die relative Bahnlängenänderung

$$\left|\frac{\Delta L}{L}\right|_{WW} = \frac{\tau}{t_{Uml}} \tag{5.31}$$

der Coasting Beam Protonen bis zur Wechselwirkung mit dem Target. Mit einer Reaktionszeit von $T_{WW} = 2\,\mathrm{s}$ berechnet sich daher nach

$$t_{Coast} = \left|\frac{L}{\Delta L}\right|_{WW} \cdot T_{WW}$$

die Zeit, die ein Coasting Beam Proton braucht, um einen *zusätzlichen* HERA–Umlauf auszuführen. Die entsprechende Impulsabweichung ergibt sich nach Gleichung 5.12 mit dem Momentum–Compaction–Faktor aus der relativen Bahnlängenänderung pro HERA Umlauf und ist in Tabelle 5.2 ebenfalls aufgeführt. Der zugehörige Fehler wird von der Unsicherheit auf die Reaktionszeit T_{WW} bestimmt, die aus Simulationsrechnungen ermittelt wurde [40] und deren relativer Fehler zu 25 % abgeschätzt wird. Die Auswertung der Meßreihe zeigt, daß die Impulsabweichung der angeregten Coasting Beam Protonen im Rahmen der Fehler zwischen der in Tabelle 5.1 angegebenen Separatrix von $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ und der Impulsakzeptanz von $5{,}6 \cdot 10^{-3}$ des HERA Protonen–Ringes liegt.

Um die Impulsverteilung der mit dem HERA–B Target wechselwirkenden Coasting Beam Protonen abzuschätzen, wird an die in Abbildung 5.12b) dargestellten Daten eine Funktion angepaßt, die sich aus der Superposition der Exponentialfunktionen (Gleichung 5.30) mit den drei zuvor bestimmten Lebensdauern ergibt:

$$N(\Delta T) = N_1 e^{\frac{\Delta T}{\tau_1}} + N_2 e^{\frac{\Delta T}{\tau_2}} + N_3 e^{\frac{\Delta T}{\tau_3}} \tag{5.32}$$

Die in dieser Funktion als freie Parameter auftretenden N_i geben an, wieviele der angeregten Coasting Beam Protonen mit der entsprechenden Lebensdauer und Impulsabweichung mit dem Targetdraht reagiert haben. Da die Wechselwirkungsrate über den betrachteten Zeitraum konstant ist, kann damit eine quantitative Abschätzung über die Impulsverteilung der Coasting Beam Protonen getroffen werden. Die aus der Anpassungsrechnung mit der durch Gleichung 5.32 gegebenen Funktion resultierenden Werte für N_i sind in Tabelle 5.2 für die drei Lebensdauern in der letzten Spalte aufgelistet. Es zeigt sich, daß sich die meisten der mit dem Target wechselwirkenden Coasting Beam Protonen am Rande der Separatrix befinden und ihre Zahl mit zunehmender Impulsabweichung abnimmt.

Wie in Abschnitt 5.3.1 ergeben sich nach Auswertung der Messung mit dem Coasting Beam Kicker Werte für die Impulsabweichung der Coasting Beam Protonen, die im Bereich der theoretisch erwarteten liegen. Dabei zeigt sich, daß der Anteil der mit dem Target wechselwirkenden Coasting Beam Protonen an der Separatrix am größten ist und mit zunehmender Impulsabweichung abnimmt. Aufgrund der in Abschnitt 5.2.5 beschriebenen Energieverlustmechanismen, für die vergleichsweise kleine Energieverluste am wahrscheinlichsten sind, wird dieses Verhalten erwartet. Im allgemeinen ergibt sich eine kontinuierliche Verteilung $N(\Delta p)$ der Impulsabweichung, die durch die in Tabelle 5.2 angegebenen diskreten N_i repräsentiert wird.

5.3.3 Die zeitliche Entwicklung des Coasting Beam

Um Aussagen über die zeitliche Entwicklung des Gleichstromanteils im HERA Protonen–Ring zu treffen, wird in diesem Abschnitt auf der Grundlage der Strommessungen zunächst die Produktionsrate für Coasting Beam Protonen abgeschätzt. Danach folgt eine zeitabhängige Betrachtung des Anteils an akkumulierten Coasting Beam Protonen im Protonen–Ring.

5.3.3.1 Abschätzung der Produktionsrate

Für die Messung des Stromes im HERA Protonen–Speicherring stehen, wie in Kapitel 5.1.2 angesprochen, zwei unterschiedliche Meßsysteme zur Verfügung. Während mit dem einen System der Gesamtstrom I_{tot} gemessen wird, ermittelt das andere durch Integration des Stromes über einen Zeitraum von ± 15 ns um

Zeitbereich	0 bis –0,6 μs	–0,6 bis –2,4 μs	–2,4 bis –4,1 μs
τ [μs]	$0,48 \pm 0,03$	$1,40 \pm 0,11$	$3,08 \pm 0,59$
$\left\|\frac{\Delta L}{L}\right\|_{WW}$	$0,023 \pm 0,001$	$0,066 \pm 0,005$	$0,146 \pm 0,028$
t_{Coast} [s]	88 ± 6	30 ± 2	14 ± 2
$\frac{\Delta p}{p}$	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	$(5,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$	$(1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$
N^{Fit}	$N_1 = 150 \pm 9$	$N_2 = 63 \pm 6$	$N_3 = 16 \pm 2$

Tabelle 5.2: *Charakteristische Lebensdauer, relative Bahnlängenänderung, resultierende Zeit für einen zusätzlichen HERA–Umlauf und relative Impulsabweichung der mit dem Coasting Beam Kicker angeregten Coasting Beam Protonen in der Meßreihe vom 13.7.1998 für die angegebenen Zeitbereiche in Abbildung 5.12b). Die aus der im Text beschriebenen Anpassungsrechnung resultierenden N_i weisen auf die Energieverteilung der mit dem HERA–B Target wechselwirkenden Coasting Beam Protonen hin.*

den nominellen Mittelpunkt eines Protonenbunches die Teilchenströme der einzelnen Protonenbunche und bildet durch die Summation der Einzelströme den sogenannten Bunchstrom der gebündelten Protonen I_{BX} [79]. Mit Hilfe dieser Strommessungen wird die Produktionsrate für Coasting Beam im folgenden abgeschätzt.

Ausgewertet wird eine Meßreihe vom 23.2.2000 bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von etwa 10 MHz. In Abbildung 5.13a ist die Wechselwirkungsrate als Funktion der Zeit dargestellt. Erzeugt wurden die Wechselwirkungen gleichmäßig von 4 unterschiedlich orientierten Targetdrähten an jeder Seite des Protonenstrahls[3].

Die Änderung der Anzahl gebündelter Protonen innerhalb des betrachteten Zeitraumes von $16^{\underline{48}}$ bis $19^{\underline{12}}$ Uhr berechnet sich aus der Änderung des Bunchstromes I_{BX} in Teil d dieser Abbildung und beträgt

$$\frac{\Delta I_{BX}}{\Delta t} = (1.24 \pm 0.02)\,\frac{\mathrm{mA}}{2.4\,\mathrm{h}} = (517 \pm 8)\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}}\ .$$

Die Änderung des Bunchstromes wird durch Protonen hervorgerufen, die entweder direkt und daher zeitkorreliert mit den Protonenbunchen auf Aperturgrenzen verloren gehen bzw. mit dem HERA–B Target wechselwirken[4] oder die den phasenstabilen Bereich verlassen und den Coasting Beam bilden. Deshalb setzt sich

[3]Die Wechselwirkungsrate der einzelnen Targetdrähte wird mit Ladungsintegratoren gemessen. Die Gleichverteilung der Drahtwechselwirkungen wird mit dieser Information von der Targetsteuerung realisiert.

[4]Die Verluste durch Elektron–Proton Wechselwirkungen bei den Experimenten ZEUS und H1 liegen in der Größenordnung von 100 Protonen pro Sekunde und sind vernachlässigbar

die Änderung des Stromes gebündelter Protonen pro Zeiteinheit aus zwei Komponenten zusammen:

$$\frac{\Delta I_{BX}}{\Delta t} = \frac{\Delta I_{direkt}}{\Delta t} + \frac{\Delta I_{CB}}{\Delta t} \tag{5.33}$$

ΔI_{direkt} bezeichnet dabei den direkten Stromverlust durch Reaktionen mit Aperturgrenzen und Target, während durch die Größe ΔI_{CB} der Stromverlust an gebündelten Protonen durch die Produktion der Coasting Beam Protonen berücksichtigt wird. Der direkte Stromverlust wird im folgenden aus der mittleren Wechselwirkungsrate des HERA–B Targets abgeschätzt, so daß die Produktionsrate der Coasting Beam Protonen, die nach obigen Überlegungen dem Stromverlust ΔI_{CB} pro Zeiteinheit entspricht, berechnet werden kann.

Über den betrachteten Zeitraum von $\Delta t = 2,4$ Stunden ergibt sich die in Abbildung 5.13a angegebene mittlere Wechselwirkungrate von

$$< R_{WW} >= (9.7 \pm 0.8)\,\mathrm{MHz} .$$

Wie Teil b dieser Abbildung zeigt, wird mit dem FADC–System dabei ein Anteil von 21 % an Wechselwirkungen gemessen, die durch die Coasting Beam Protonen hervorgerufen werden. Daraus ergibt sich eine mittlere Wechselwirkungsrate für die gebündelten Protonen, die mit dem Target reagieren von

$$< R_{BX} >= (7.6 \pm 0.8)\,\mathrm{MHz} .$$

Unter der Annahme, daß alle zeitlich mit den gefüllten Bunchen korrelierten Protonen direkt mit dem HERA–B Target reagieren, also einer entsprechenden Targeteffizienz von 100 %, ergibt sich daraus nach Gleichung 2.13 als untere Grenze für den direkten Stromverlust ein Wert von

$$\frac{\Delta I_{direkt}}{\Delta t} = (207 \pm 21)\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}} .$$

Die obere Grenze kann mit der gemessenen und in Abbildung 5.13c dargestellten Targeteffizienz berechnet werden. Ihr Mittelwert über den betrachteten Zeitraum beträgt (58 ± 6) % und liefert mit

$$\frac{\Delta I_{direkt}}{\Delta t} = (360 \pm 54)\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}}$$

den maximalen Wert für den direkten Stromverlust. Nach Gleichung 5.33 ergibt sich also für die gezeigte Meßreihe eine Produktionsrate für die Coasting Beam Protonen von

$$\boxed{157\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}} < \frac{\Delta I_{CB}}{\Delta t} < 310\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}}}$$

Aus der Tatsache, daß der Bunchstrom im Vergleich zum Gesamtstrom I_{tot} in Abbildung 5.13d mit der Zeit schneller abnimmt folgt außerdem, daß ein Teil der produzierten Coasting Beam Protonen im Speicherring als Gleichstromanteil angesammelt wird. Quantitativ läßt er sich aus der Differenz der beiden Ströme berechnen:

$$I_{DC} = I_{tot} - I_{BX} \tag{5.34}$$

Der auf diese Weise ermittelte Gleichstromanteil I_{DC} an Protonen, die zwischen den gefüllten Protonen existieren, zeigt Abbildung 5.13e. Danach werden

$$\frac{\Delta I_{DC}}{\Delta t} = (0.14 \pm 0.02)\,\frac{\mathrm{mA}}{2.4\,\mathrm{h}} = (58 \pm 8)\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}}$$

der aus den Bunchen herausdiffundierenden Protonen akkumuliert, die so lange als Coasting Beam im Protonen–Speicherring verbleiben, bis ihre Impulsabweichung der Impulsakzeptanz des Proton–Ringes entspricht und sie infolgedessen auf Aperturgrenzen verloren gehen. Der Rest der Coasting Beam Protonen geht unmittelbar nach ihrer Produktion auf Aperturgrenzen verloren oder reagiert mit dem Target. Der gesamte Coasting Beam setzt sich daher aus einem langlebigen und einem kurzlebigen Teil zusammen.

Aus dem Zeitverhalten des akkumulierten Gleichstromanteils wird im folgenden Abschnitt die zeitliche Entwicklung der Coasting Beam Produktionsrate abgeleitet.

5.3.3.2 Zeitabhängigkeit des akkumulierten Coasting Beam

Um die akkumulierte Anzahl der Coasting Beam Protonen quantitativ zu erfassen, werden Meßreihen verwendet, in denen die Wechselwirkungen allein mit einem der äußeren Targetdrähte erzeugt wurden. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wurde, durchquert der Draht dabei eine Zeit lang zunächst immer einen transversalen Bereich, in dem die Wechselwirkungen ausschließlich von den Coasting Beam Protonen hervorgerufen werden. Die in dem gleichen Zeitraum beobachtete Abnahme des Gleichstromanteils I_{DC} – In Abbildung 5.5 ist eine solche Messung für $11^{\underline{18}} < t < 11^{\underline{35}}$ Uhr dargestellt – zeigt, daß die Wechselwirkungen dabei durch die akkumulierten Coasting Beam Protonen erzeugt werden.

Aus der Abnahme des Gesamtstromes ΔI_{tot} innerhalb dieses Zeitraumes, der auf natürliche Strahlverluste vor dem Betrieb des Targets korrigiert wird, läßt sich mit der Elementarladung e und der Umlaufzeit $t_{Uml} = 21,12\,\mu$s über

$$N_{akk} = \frac{e}{t_{Uml}} \cdot \Delta I_{tot} = 1.32 \cdot 10^{11}\,\Delta I_{tot}\,[\mathrm{mA}] \tag{5.35}$$

die Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen berechnen, die beim Betrieb des äußeren Drahttargets in dem durch Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen dominierten transversalen Bereich aus dem Speicherring entfernt werden. N_{akk} ist daher streng mit der Zahl der im Protonen–Ring akkumulierten

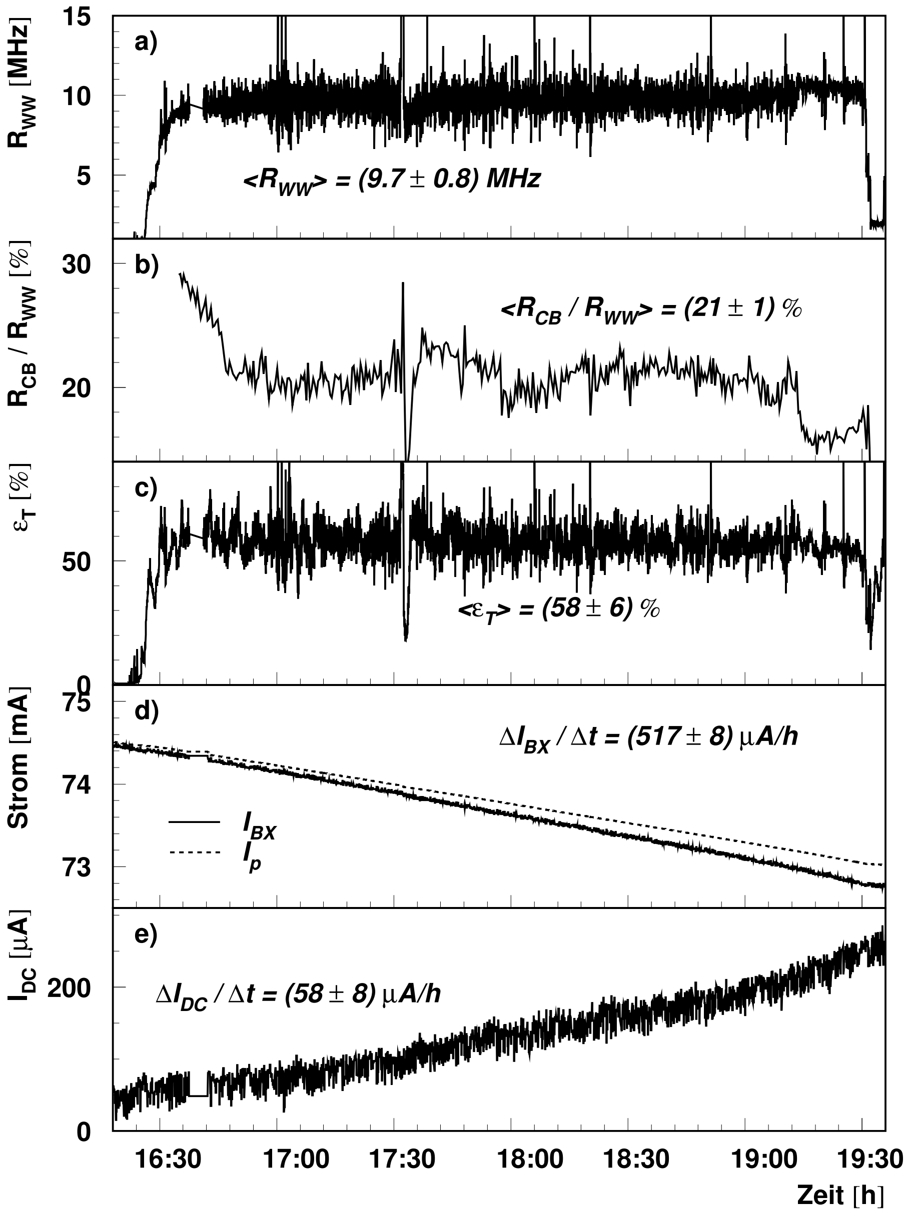

Abbildung 5.13: *Wechselwirkungsrate, mittlerer Coasting Beam Anteil an der Wechselwirkungsrate, mittlere Targeteffizienz, Stromverlust und Gleichstromkomponente in Abhängigkeit der Zeit. Die angegebenen Werte wurden für den Zeitraum von* $16^{\underline{48}}$ *bis* $19^{\underline{12}}$ *Uhr berechnet. Die Ergebnisse dieser Meßreihe werden im Text erläutert.*

Coasting Beam Protonen korreliert. Der Fehler auf die Größe N_{akk} wird von Unsicherheiten durch Schwankungen in der Stromdifferenzmessung ΔI_{tot} dominiert, die zu $50\,\mu A$ abgeschätzt werden.

Für die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des akkumulierten Coasting Beam Anteils werden zwölf Meßreihen aus der Datennahmeperiode des Jahres 1997 verwendet, in denen allein der äußere Targetdraht nach der Füllung des Speicherringes als erster betriebener Draht die Wechselwirkungen erzeugt. Der ausschließlich durch die Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen dominierte Bereich wird aus den Daten des FADC–Systems bestimmt. Er gilt als überbrückt, wenn der Anteil an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen weniger als 50 % beträgt und der Targetdraht damit in einen Bereich kommt, in der die Wechselwirkungsrate überwiegend von zeitlich mit den gefüllten Protonenbunchen korrelierten Wechselwirkungen erzeugt wird.

Das Alter einer jeweiligen Protonfüllung ergibt sich aus dem Zeitpunkt, zu dem die Protonen ihre Endenergie von 820 GeV erreichen und dem Zeitpunkt, zu dem der Targetdraht erste Wechselwirkungen erzeugt. Die daraus resultierende Zeitdifferenz t_{Strahl} kann dabei auf eine Minute genau bestimmt werden.

Als Ergebnis ist in Abbildung 5.14 die Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen als Funktion des Alters der betrachteten Protonfüllungen dargestellt. Die Zunahme der Anzahl akkumulierter Coasting Beam Protonen mit dem Alter der Protonfüllung ist deutlich erkennbar. Bis $t_{Strahl} = 7\,\mathrm{h}$ zeigt sich ein lineares Verhalten, das dann in einen Sättigungsbereich läuft. Eine allgemeine Aussage für große Zeiten ist allerdings nicht möglich, da es sich in diesem Bereich nur um eine einzige Messung handelt.

Um aus den in Abbildung 5.14 dargestellten Meßwerten Aussagen über die Zeitabhängigkeit der Produktionsrate für die Coasting Beam Protonen treffen zu können, wird zunächst abgeschätzt, wie lange die Coasting Beam Protonen im Bereich zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz des Protonen–Speicherringes akkumuliert werden können. Der folgenden Berechnung liegt dabei als dominierendem Prozeß für den Energieverlust die Synchrotronstrahlung zugrunde. Sie beträgt für die präsentierten Messungen der Protonen mit einer Endenergie von 820 GeV etwa 6 eV pro HERA–Umlauf.

Unter der Annahme der Gültigkeit der in der Datennahmeperiode des Jahres 1999 gemessenen Impulsakzeptanz von $5{,}6 \cdot 10^{-3}$ und der in Tabelle 5.1 angegebenen Separatrix von $2{,}6 \cdot 10^{-4}$ für Protonen mit einer Energie von $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$, ergibt sich ein Energiebereich ΔE_{CB} von

$$\Delta E_{CB} = \left(\left| \frac{\Delta p}{p} \right|_{ACC} - \left| \frac{\Delta p}{p} \right|_{Sep} \right) \cdot E_p = 4.4\,\mathrm{GeV} \ ,$$

den die Coasting Beam Protonen überbrücken können, ohne dem Speicherring verloren zu gehen. Bei dem oben genannten Energieverlust von $E_{Syn} = 6\,\mathrm{eV}$ pro Umlauf durch Proton–Synchrotronstrahlung ergibt sich für die Coasting Beam

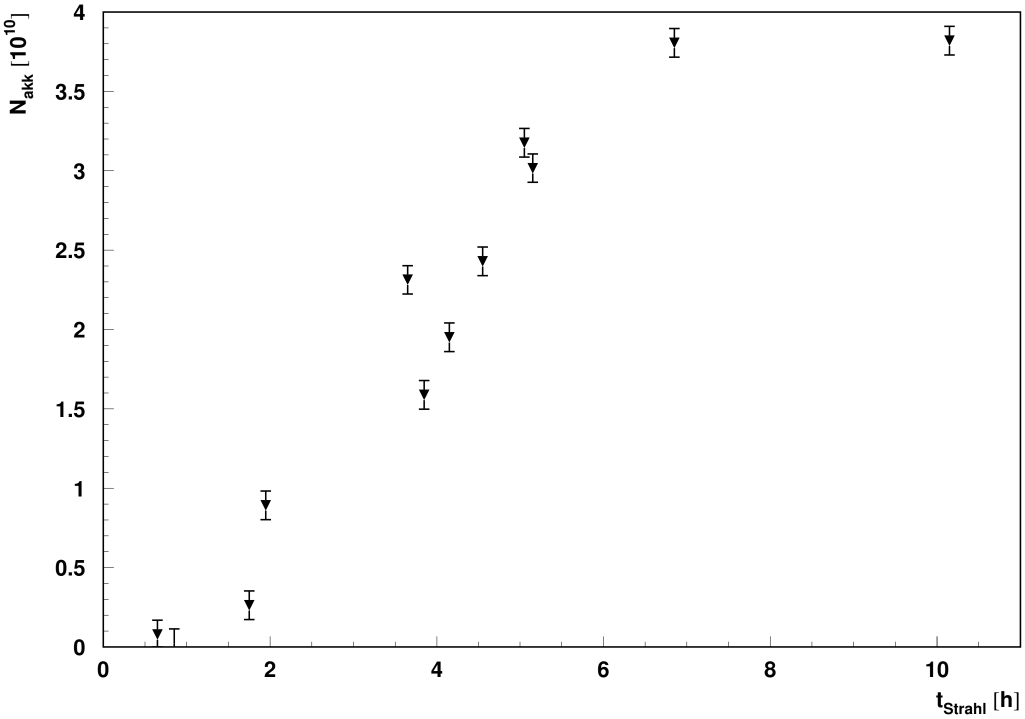

Abbildung 5.14: *Die Zahl der mit dem äußeren Drahttarget wechselwirkenden akkumulierten Coasting Beam Protonen als Funktion des Alters der Protonfüllung zeigt das Zeitverhalten des akkumulierten Coasting Beam Anteils. Für $t_{Strahl} < 7\,h$ nimmt N_{akk} linear mit dem Alter der Protonfüllung zu. Mit Beginn einer jeweiligen Messung wurde das HERA–B Target zum ersten Mal während der Protonfüllung betrieben.*

Protonen daraus ein maximaler Zeitraum von

$$\Delta t_{akk} = \frac{\Delta E_{CB}}{E_{Syn}} \cdot t_{Uml} = 4.3\,\mathrm{h}\ ,$$

um im Speicherring zu verbleiben. Innerhalb dieses Zeitraums können also die Coasting Beam Protonen akkumuliert werden. Danach ist die aus der Synchrotronstrahlung resultierende gesamte Energieabweichung größer als die Impulsakzeptanz und es kommt neben dem Akkumulationsprozeß zusätzlich zu Verlusten an Coasting Beam Protonen auf den Aperturgrenzen. Der in Abbildung 5.14 zu beobachtende fortgesetzte lineare Anstieg für $t_{Strahl} > 4\,\mathrm{h}$ spricht, wie im folgenden gezeigt wird, für eine Produktionsrate, die mit dem Alter der Protonfüllung zunimmt.

Gleiches gilt für Protonen mit einer Endenergie von 920 GeV, für die sich nach obigen Berechnungen mit einem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung von 10 eV pro Umlauf und der in Tabelle 5.1 angegebenen Separatrix ein Zeitraum von $\Delta t_{akk} = 2{,}9$ h für den verlustfreien Akkumulationsprozeß ergibt. Wie die im nächsten Abschnitt zur Untersuchung der Energieabhängigkeit dargestellte Abbildung 5.17 verdeutlicht, zeigt sich auch bei dieser Energie ein fortgesetzter linearer Anstieg der Anzahl akkumulierter Coasting Beam Protonen für $t_{Strahl} > \Delta t_{akk}$.

In Abbildung 5.15 ist die Produktionsrate, die Verlustrate und die daraus resultierende Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen als Funktion des Alters einer Protonfüllung für ein einfaches Modell skizziert, in dem

- nach einer Zeit von $\Delta t_{akk} = 4$ h die Verlustrate der Produktionsrate entspricht, da die akkumulierte Energieabweichung der Coasting Beam Protonen durch Synchrotronstrahlung zu diesem Zeitpunkt der Impulsakzeptanz des Speicherringes entspricht und

- keine Verluste an Coasting Beam Protonen existieren, wenn die Energieabweichung der Coasting Beam Protonen unter der Impulsakzeptanz des Speicherringes liegt.

Die durchgezogene Linie in 5.15a symbolisiert eine konstante Produktionsrate an Coasting Beam Protonen, während mit der gestrichelten Linie eine Produktionsrate gezeigt ist, die linear mit dem Alter der Protonfüllung anwächst. Teil b der Abbildung zeigt die Verlustrate an Coasting Beam Protonen, die aufgrund obiger Annahmen nach einem Zeitraum von vier Stunden der Produktionsrate entspricht. Die aus der Produktions– und Verlustrate resultierende Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen ist in Teil c dargestellt. Für eine konstante Produktionsrate ergibt sich eine Sättigung ab dem Zeitpunkt, an dem die Verluste einsetzen. Für eine anwachsende Produktionsrate zeigt sich auch für $t_{Strahl} > 4$ h eine Zunahme der Zahl der Coasting Beam Protonen. Da die in Abbildung 5.14 und 5.17 dargestellten Meßergebnisse für die akkumulierte Zahl an Coasting Beam Protonen ein ähnliches Verhalten aufweisen, wird eine mit dem Alter der Protonfüllung ansteigende Produktionsrate favorisiert.

Eine anwachsende Produktionsrate für Coasting Beam Protonen kann durch die im Laufe einer Protonfüllung zunehmende Bunchlänge erklärt werden. Dazu zeigt Abbildung 5.16a eine Einzelmessung des im HERA Protonen–Speicherring eingesetzten Lopezmonitors [80]. Durch die Messung der durch Spiegelströme erzeugten Pick–up Signale, die von den Protonenbunchen beim Vorbeiflug am Lopezmonitor erzeugt werden [82, 83], ergibt sich mit der dargestellten Spannungskurve das longitudinale Strahlprofil der Protonenbunche. Als Meßgröße wird die Halbwertsbreite der Spannungskurve verwendet, die aus der näherungsweisen Anpassung durch eine Gaußfunktion resultiert. Teil b dieser Abbildung zeigt mit der als Funktion der Zeit dargestellten Halbwertsbreite die Zunahme der Bunchlänge

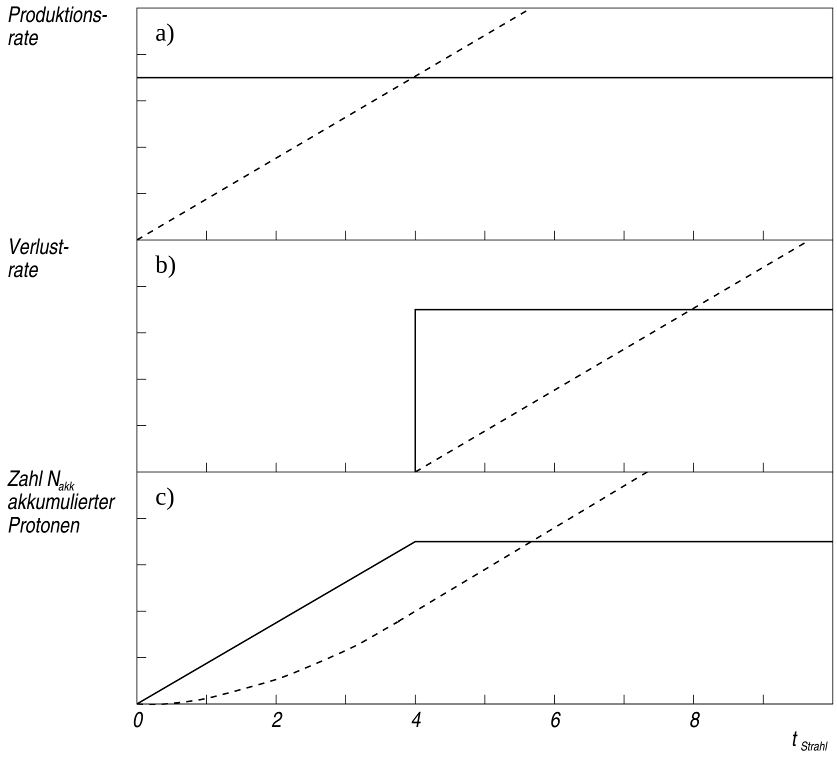

Abbildung 5.15: *a) Produktionsrate, b) Verlustrate und c) daraus resultierende Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen Protonen als Funktion des Alters einer Protonfüllung für ein einfaches, im Text beschriebenes Modell. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer konstanten Produktionsrate, während die gestrichelten Linien das Ergebnis einer linear mit der Zeit anwachsenden Produktionsrate darstellen.*

über einen Zeitraum von 23 Stunden[5]. Dabei steigt die Halbwertsbreite innerhalb der ersten 15 Stunden linear an und erreicht danach einen Sättigungsbereich. Durch die mit der longitudinalen Strahlaufweitung verbundene Positionsänderung der Protonen im longitudinalen Phasenraum erreichen im Laufe der Zeit immer mehr Protonen die Separatrix. Da somit auch eine zunehmende Zahl der Protonen den phasenstabilen Bereich verlassen können, nimmt die Produktionsrate für Coasting Beam Protonen mit der Zeit zu.

[5] Als Ursache für die Zunahme der Buchlänge wird zur Zeit Intrabeam Scattering, Touschek–Streuung und Hochfrequenzrauschen favorisiert [81].

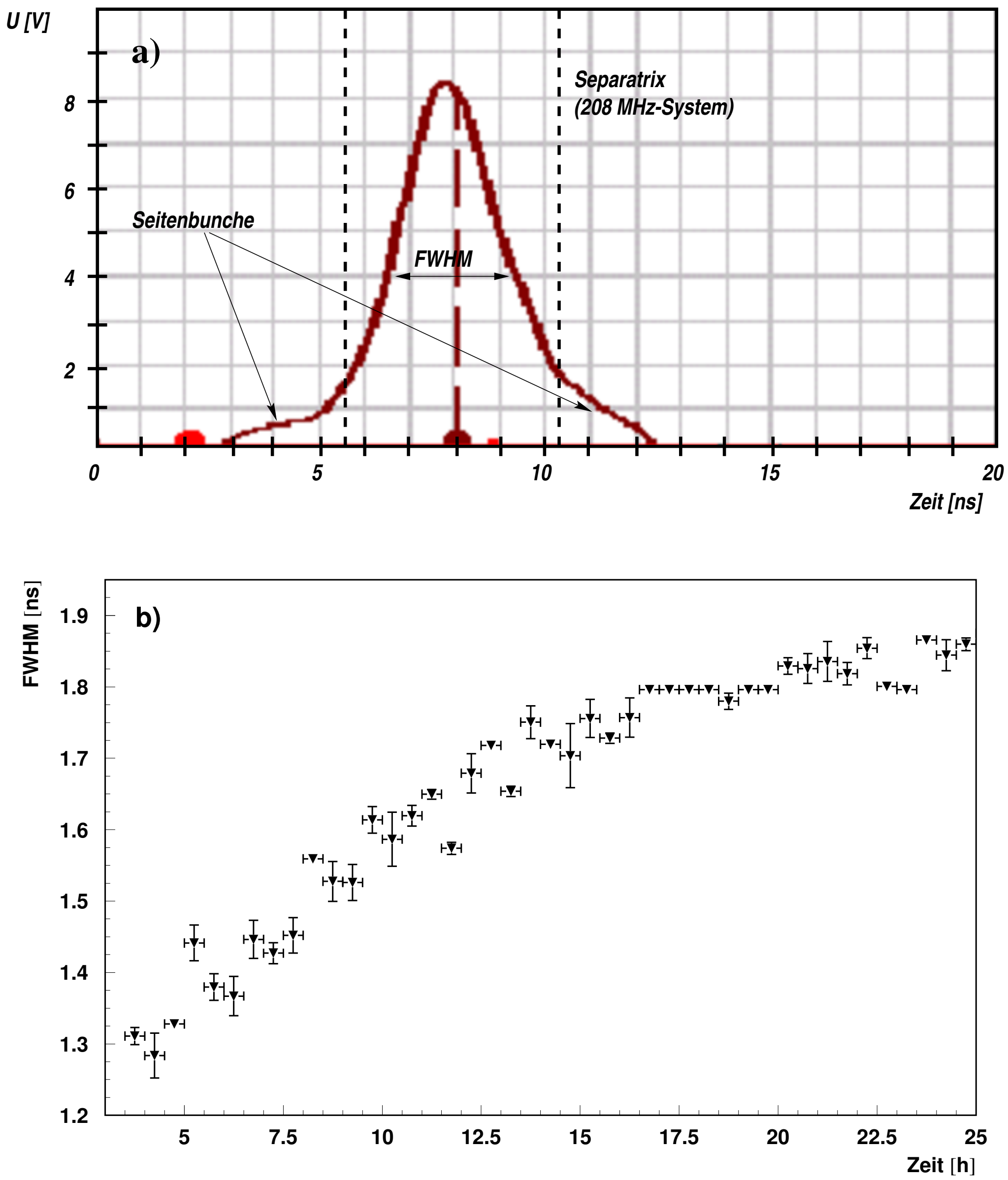

Abbildung 5.16: *a) Das aus der Messung mit dem Lopezmonitor bestimmte FWHM charakterisiert die longitudinale Strahlbreite des Protonenstrahls. Erkennbar ist die Überschneidung der dargestellten Verteilung mit der Separatrix und die Existenz der Seitenbunche. b) Zeitliche Entwicklung der longitudinalen Strahlbreite über einen Zeitraum von 23 Stunden.*

5.3.4 Die Energieabhängigkeit

Da die Energie der im HERA Speicherring umlaufenden Protonen in der Datennahmeperiode des Jahres 1998 von 820 auf 920 GeV erhöht wurde, kann mit der in Abschnitt 5.3.3.2 beschriebenen Meßmethode, bei der die akkumulierten Coasting Beam Protonen mit einem äußeren Draht zur Wechselwirkung gebracht werden, die Energieabhängigkeit der Coasting Beam Protonen untersucht werden. Dazu ist in Abbildung 5.17 für drei verschiedene Datennahmeperioden die nach Gleichung 5.35 aus dem Protonenstrom berechnete Größe N_{akk} als Maß für die Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen in Abhängigkeit des Alters der ausgewählten Protonfüllungen dargestellt. Mit dem Anstieg der Größe N_{akk} mit zunehmender Zeit t_{Strahl} ist das gleiche Verhalten für beide Strahlenergien zu beobachten. Über die Abhängigkeit der Zahl akkumulierter Protonen von der Strahlenergie E_p läßt sich aus diesen Messungen jedoch keine eindeutige Aussage treffen. So zeigen die Daten der Datennahmeperiode des Jahres 1997 bei 820 GeV und 1999A bei 920 GeV einen übereinstimmenden Anstieg für N_{akk}, während die Messungen der Datennahmeperiode des Jahres 1998 für dieselbe Strahlenergie von 920 GeV einen vergleichsweise stärkeren Anstieg ergeben. Daraus folgt, daß die Strahlenergie keinen signifikanten Auswirkungen auf die Produktionsrate der Coasting Beam Protonen hat.

Eine weitere Meßgröße, mit der die Menge an Coasting Beam innerhalb des Protonen–Speicherringes quantitativ erfaßt werden kann, ist der Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate des HERA–B Targets. Sie setzt sich zusammen aus einer sogenannten Bunch–Rate R_{BX}, mit der die zeitkorreliert mit den Protonenbunchen stattfindenden Wechselwirkungen auftreten und einer Coasting Beam Rate R_{CB} der zeitlich unkorrelierten Drahtwechselwirkungen:

$$R_{WW} = R_{BX} + R_{CB} \tag{5.36}$$

Aus dem Verhältnis von Bunch– und Coasting Beam Rate ergibt sich der relative Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate:

$$\kappa_{CB} = \frac{R_{CB}}{R_{WW}} \tag{5.37}$$

Da die Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate mit dem FADC–System zeitlich aufgelöst und die Wechselwirkungen somit zeitlich zugeordnet werden, kann die Größe κ_{CB} aus den zeitgemittelten Daten des FADC–Systems berechnet werden. Sie ist in Tabelle 5.3 für die Datennahmeperioden der Jahre 1997 bis 1999A und die vier verschiedenen Drahtorientierungen aufgelistet. Den Berechnungen liegen solche Meßreihen zugrunde, bei denen eine konstante Wechselwirkungsrate mit einem Draht angegebener Orientierung erzeugt wurde, die im Mittel etwa 10 MHz betrug. Angegeben ist der aus den Einzelmessungen resultierende Mittelwert mit der Standardabweichung als statistischem Fehler. Der Coasting Beam Anteil ergibt aufgrund der unterschiedlich großen Dispersion in horizontaler und vertikaler Richtung die voneinander abweichenden Werte für die verschiedenen Drahtorientierungen. So ist der Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate für die inneren Targetdrähte am kleinsten, gefolgt von dem der unteren, oberen und äußeren Drähte.

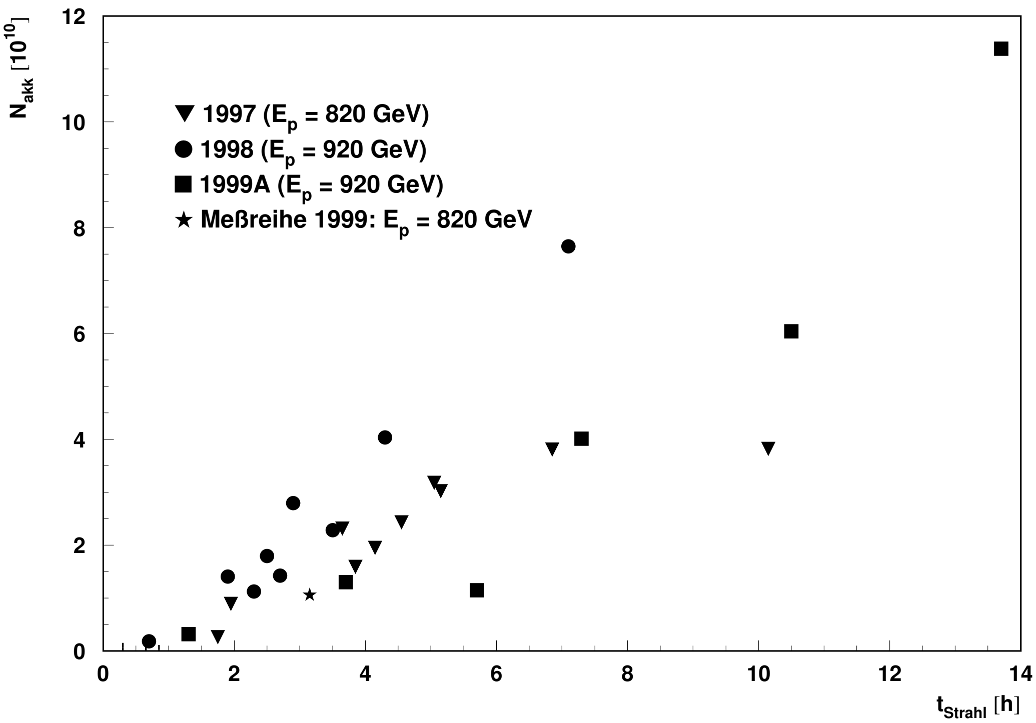

Abbildung 5.17: *Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen als Funktion des Alters der Protonfüllung für die angegebenen Datennahmeperioden und den entsprechenden Strahlenergien. Eine eindeutige Energieabhängigkeit ist nicht zu beobachten.*

Der Vergleich des Coasting Beam Anteils der verschiedenen Datennahmeperioden zeigt für alle Drahtorientierungen einen deutlichen Unterschied zwischen 820 und 920 GeV Protonen. Ob dieser Unterschied ausschließlich auf die Energieänderung der Protonen am Anfang der Datennahmeperiode des Jahres 1998 zurückzuführen ist, kann aber nicht eindeutig bestimmt werden.

Um genauere Aussagen über die Energieabhängigkeit der Coasting Beam Protonen treffen zu können, wurden die Protonen im Rahmen der Maschinenstudien des Jahres 1999 am 1.5.1999 wie in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Abbildung 5.18 zeigt die Wechselwirkungsrate, die nominelle Drahtposition und den mit dem FADC–System gemessenen Anteil der Coasting Beam Protonen an der Wechselwirkungsrate der anschließend durchgeführten Meßreihe mit dem inneren und äußeren Targetdraht der Station 2. Dabei wurde der äußere Draht bei einem Alter der Protonfüllung von etwa 4 h zuerst an den Protonenstrahl bewegt. Wie die Größe κ_{CB} in Abbildung 5.18c

Targetdraht	$\kappa_{\mathbf{CB}}$ **(1997)**	$\kappa_{\mathbf{CB}}$ **(1998)**	$\kappa_{\mathbf{CB}}$ **(1999A)**
oben	$(16.3 \pm 2.2)\%$	$(18.8 \pm 2.5)\%$	$(24.8 \pm 2.9)\%$
unten	$(4.6 \pm 1.0)\%$	$(14.2 \pm 1.5)\%$	$(13.5 \pm 1.7)\%$
innen	$(1.5 \pm 0.2)\%$	$(8.1 \pm 0.4)\%$	$(8.4 \pm 0.6)\%$
außen	$> 20\%$	$> 35\%$	$> 35\%$
E_p	820 GeV	920 GeV	920 GeV

Tabelle 5.3: *Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate der einzelnen Targetdrähte für die angegebenen Datennahmeperioden. Die Größe κ_{CB} wurde aus den Daten des FADC–Systems in Meßreihen mit einer konstanten Wechselwirkungsrate von etwa 10 MHz berechnet.*

zeigt, wird die Wechselwirkungsrate innerhalb der ersten Viertelstunde wie erwartet von Reaktionen der Coasting Beam Protonen dominiert. Danach sättigt der Coasting Beam Anteil bei etwa 25 %. Aus der Änderung des Protonenstroms innerhalb des Zeitraumes, in dem nur die Coasting Beam Protonen mit dem Target reagieren, ergibt sich für N_{akk} ein Wert von $1.06 \cdot 10^{10}$.

Um $4^{\underline{35}}$ Uhr wird der äußere Draht um 500 μm aus dem Strahl herausgezogen und an einer festen Stelle horizontal positioniert. Im folgenden driften die Coasting Beam Protonen nach außen und erzeugen die anwachsende Zahl an Wechselwirkungen. Nach der vollständigen Entfernung des äußeren Targetdrahtes um $5^{\underline{08}}$ Uhr wurde der innere Targetdraht betrieben und die Wechselwirkungsrate stufenweise bis auf 40 MHz erhöht. Aus den Daten des FADC–Systems berechnet sich ein Anteil von (15,6 $\pm$ 0,7) % an Wechselwirkungen, die von den Coasting Beam Protonen hervorgerufen wird. Der relativ große Fehler resultiert aus der begrenzten Meßzeit von 12 Minuten, in denen nur 7 Einzelmessungen, in 5.18c durch die großen Symbole gekennzeichnet, durchgeführt werden konnten. Die Einzelmessung bei einer Strahlenergie von 820 GeV zeigt aber im Vergleich zu den ausgewerteten Meßreihen der Datennahmeperiode des Jahres 1997 einen deutlich höheren Anteil an Wechselwirkungen, die von Coasting Beam Protonen erzeugt werden. Die aus den in Tabelle 5.3 dargestellten Ergebnissen abgeleitete Vermutung einer Energieabhängigkeit des Beitrags der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate wird durch die Einzelmessung nicht bestätigt.

5.4 Der Einfluß des HERA–B Targets

Die in Abschnitt 5.3.3.2 und 5.3.4 präsentierten Meßreihen haben gezeigt, daß bereits vor dem Betrieb eines Drahttargets ein signifikanter Anteil an Coasting Beam Protonen innerhalb des Protonen–Speicherringes akkumuliert und daher auch produziert wird. Unmittelbar bestätigt wird diese Beobachtung vor allem

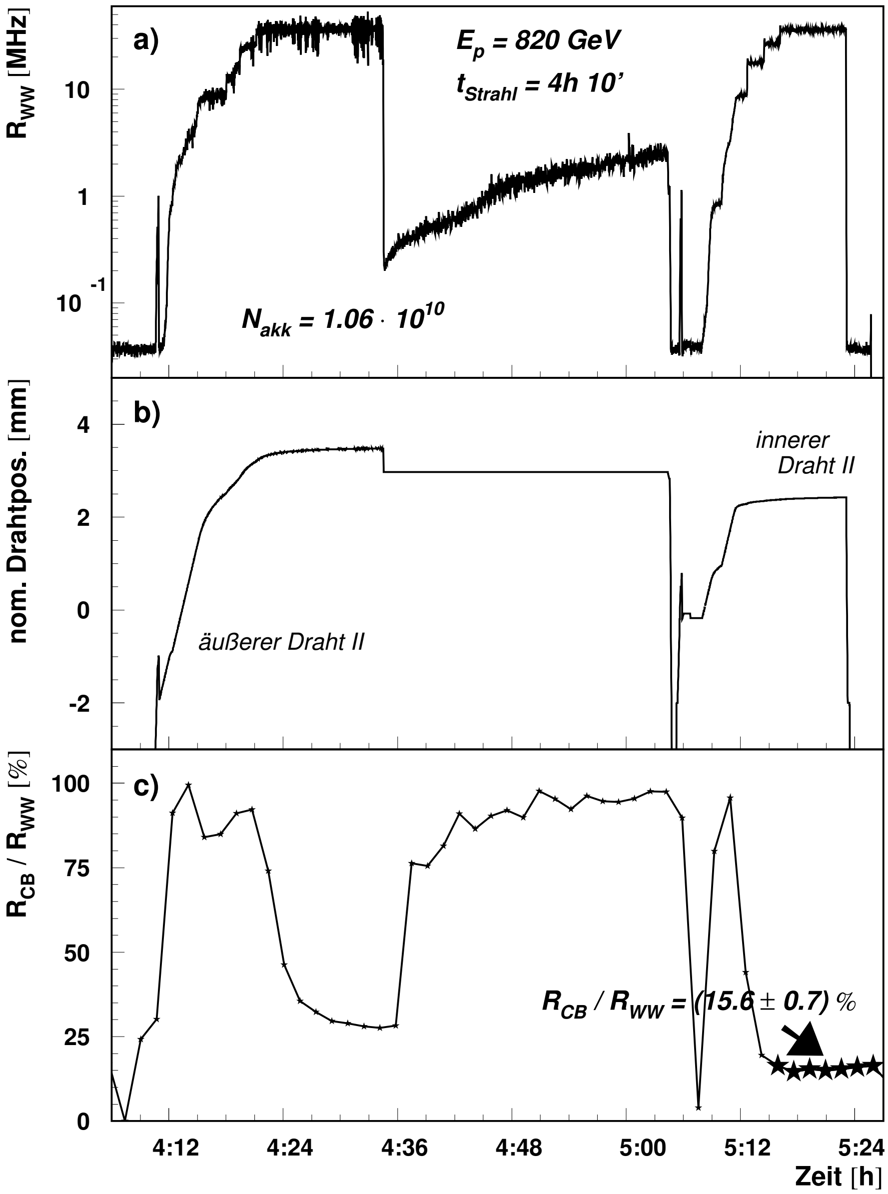

Abbildung 5.18: *c) Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate in a) für eine Meßreihe vom 1.5.1999. b) zeigt die nominelle Position des äußeren Drahtes, der zuerst betrieben wurde, und des inneren Targetdrahtes, mit dem am Ende der Meßreihe bei einer konstanten Wechselwirkungsrate von etwa 30 MHz im Mittel 15,6 % der Coasting Beam Protonen reagieren.*

durch die Stromdifferenzmessungen, die als Resultat auch ohne den Betrieb des Drahttargets vielfach einen Anstieg der Gleichstromkomponente I_{DC} ergeben. Dies zeigt beispielhaft Abbildung 5.19a mit der zeitlichen Entwicklung der Gleichstromkomponente für eine Meßreihe vom 27.7.1999 vor dem Betrieb des inneren Drahttargets der Station 2 um $1^{\underline{16}}$ Uhr, dessen Position in 5.19b dargestellt ist.

Aus dem Verhalten der Größe I_{DC} zum Zeitpunkt, an dem das innere Target den Strahlhalo des Protonenstrahls erreicht und Wechselwirkungen hervorruft, können Aussagen über die Produktion von Coasting Beam Protonen durch das Target gewonnen werden. So ist zum Zeitpunkt, an dem das innere Drahttarget den Strahlhalo erreicht und eine Wechselwirkungsrate von 20 MHz erzeugt, keine signifikante Veränderung des Gleichstromverhaltens zu beobachten. Die im Zeitraum von $0^{\underline{30}}$ bis $2^{\underline{00}}$ Uhr gemessene Akkumulationsrate liegt mit einem Wert von

$$\frac{\Delta I_{DC}}{\Delta t} = (0.14 \pm 0.02)\frac{\mathrm{mA}}{1.5\,\mathrm{h}} = (93 \pm 13)\,\frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{h}}$$

zwar über der Akkumulationsrate in der Messung vom 23.2.2000, sie ändert sich unter Hinzunahme des Targets aber nicht. Daraus folgt, daß vom HERA–B Target nicht signifikant langlebige Coasting Beam Protonen produziert werden. Eine Abschätzung der oberen Grenze für die Produktion langlebiger Coasting Beam Protonen findet sich in [84].

Bestätigt wird dieses Ergebnis durch eine Meßreihe vom 22.2.1999. Hier wird zunächst der äußere Targetdraht der Station 2 an den Strahl gefahren. Die Drahtpositionen der eingesetzten Targetdrähte bezüglich des Strahlmittelpunktes werden in dieser Messung mit Hilfe der Daten des Vertexdetektors bestimmt und sind in Abbildung 5.20b in Einheiten des transversalen Strahlsigmas (vgl. Tabelle 2.2) dargestellt. Die in 5.20a gezeigte Wechselwirkungsrate wird stufenweise von 1 auf 20 MHz erhöht. Um $19^{\underline{30}}$ Uhr erfolgt das Zurückziehen des Drahtes um definierte 500 μm, um für den Rest der Messung eine feste transversale Position von ungefähr $5\,\sigma$ einzunehmen. Die Wechselwirkungsrate fällt zum gleichen Zeitpunkt dramatisch ab, weil sich der Draht in einen Bereich bewegt wird, in dem keine Protonen mehr vorhanden sind. Durch den in Kapitel 2.2.3.1 beschriebenen Diffusionsprozeß gelangen aber wieder Protonen aus dem Zentrum des Strahls in den vom Targetdraht transversal überdeckten Bereich, so daß die Wechselwirkungsrate um $19^{\underline{42}}$ Uhr wieder anzusteigen beginnt. Die Messungen mit dem FADC–System, für die als Beispiel das Bunchspektrum der Teleskoprate R_{F1} zum gekennzeichneten Zeitpunkt dargestellt ist, zeigen, daß die Wechselwirkungen dabei ausschließlich von den Coasting Beam Protonen hervorgerufen werden. Um $20^{\underline{24}}$ Uhr erreicht der innere Targetdraht der Station 1, dessen Abstand vom Strahlmittelpunkt in Abbildung 5.20b ebenfalls dargestellt ist, den Protonenstrahl. Wie erwartet, erfolgt eine signifikante Erhöhung der Wechselwirkungsrate durch die Überlagerung der Coasting Beam Komponente mit zeitlich mit den Protonenbunchen korrelierten Wechselwirkungen. Dies zeigt ein weiteres FADC–Spektrum, das um $21^{\underline{06}}$ Uhr aufgezeichnet wurde. Um $20^{\underline{38}}$ Uhr wird der innere

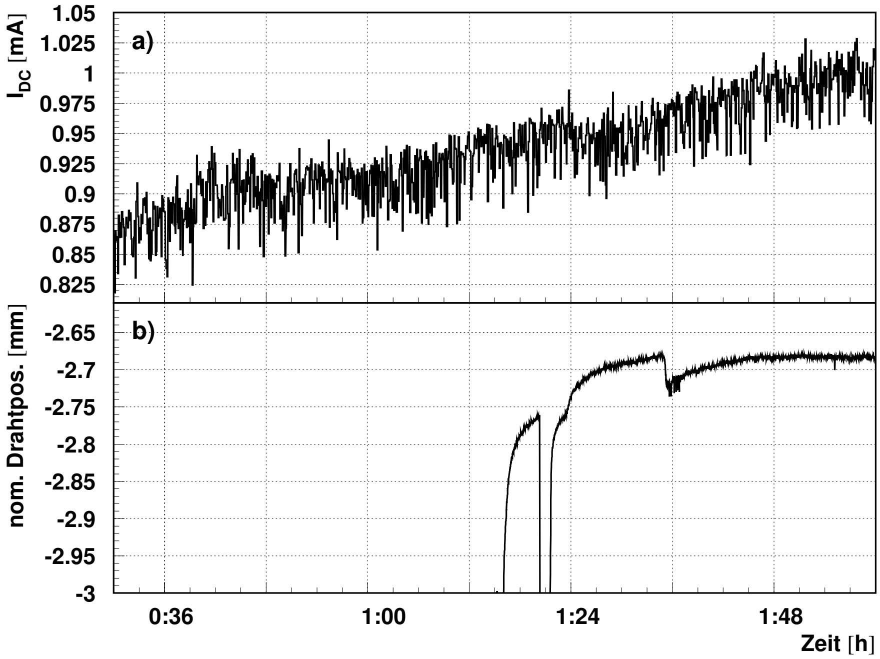

Abbildung 5.19: *a) Der aus den Protonenströmen nach Gleichung 5.34 berechnete akkumulierte Gleichstromanteil und b) die nominelle Drahtposition des inneren Targets der Station 2 für eine Meßreihe vom 27.7.1999. Die Akkumulationsrate, d.h. der Anstieg für I_{DC}, ändert sich mit Beginn der Drahtwechselwirkungen auf dem inneren Draht um $1^{\underline{15}}$ Uhr nicht.*

Draht um 2 mm zurückgezogen und die Wechselwirkungsrate sinkt auf das vor $20^{\underline{24}}$ Uhr beobachtete Niveau. Die Wechselwirkungen werden ebenfalls nur von der Coasting Beam Komponente hervorgerufen. Die Wiederholung des beschriebenen Vorgangs mit der Bewegung des inneren Drahtes im Zeitraum von $20^{\underline{50}} < t < 21^{\underline{18}}$ Uhr zeigt die Reproduzierbarkeit der Messung.

Die Beobachtung, daß die gemessenen Wechselwirkungsrate auf dem äußeren Targetdraht, die vollständig auf Reaktionen der Coasting Beam Protonen zurückzuführen ist, nach dem Betrieb des inneren Drahtes bei hoher Wechselwirkungsrate nicht merklich zunimmt, zeigt auch in dieser Meßreihe keine signifikante Produktion langlebiger Coasting Beam Protonen durch den Energieverlust im Target. Um die Aussagen über die Produktion des Coasting Beam durch das HERA–B Target zu erweitern, wird im folgenden Abschnitt überprüft, ob das HERA–B Target zur Produktion des kurzlebigen Coasting Beam Anteils im HERA Protonen–Ring beiträgt.

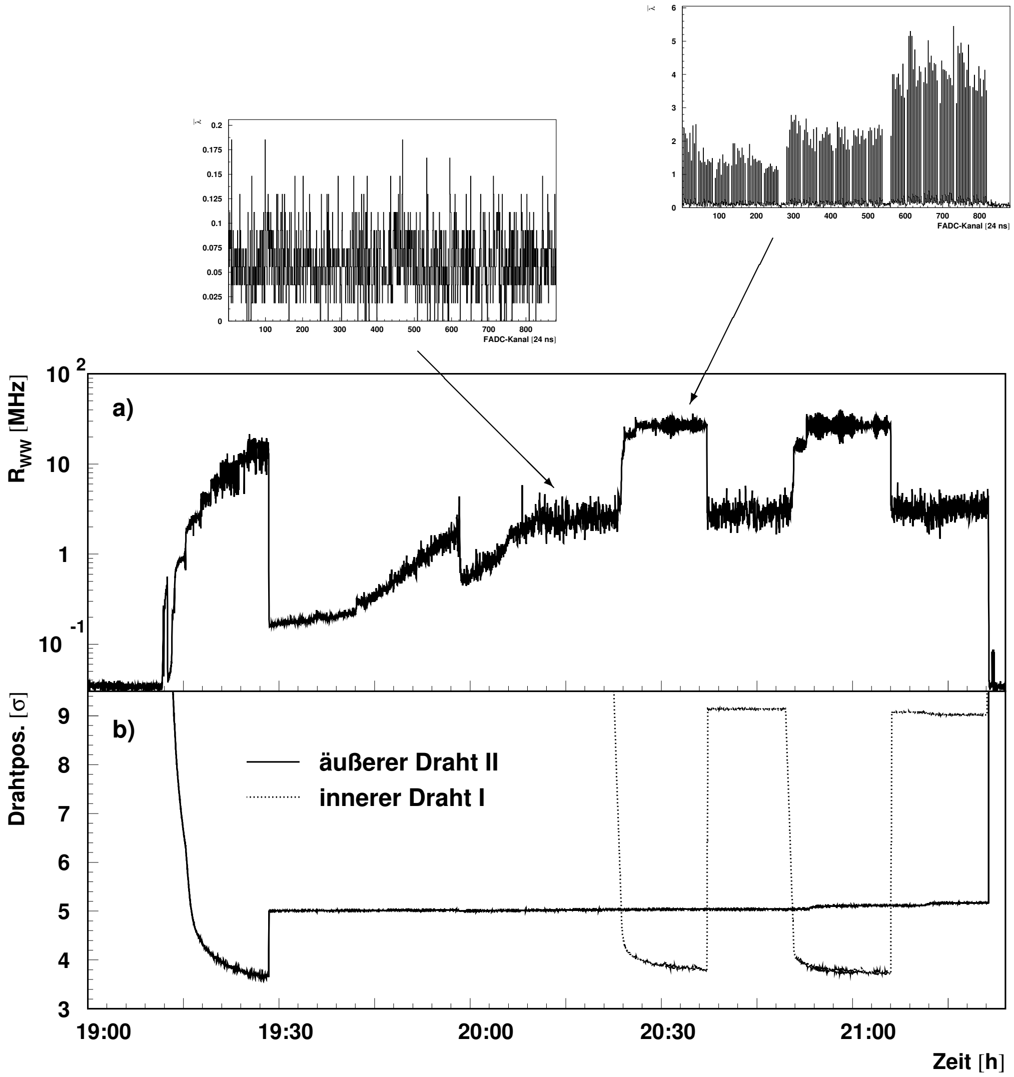

Abbildung 5.20: *Meßreihe vom 22.2.1999. Der innere Targetdraht wird bei fester transversaler Position des äußeren Drahtes zweimal an den Strahl bewegt und dabei zweimal bei hoher Wechselwirkungsrate betrieben. Eine signifikante Zunahme an Wechselwirkungen, die, wie das FADC–Spektrum vor dem Betrieb des inneren Drahtes zeigt, auf dem äußeren Draht durch Coasting Beam Protonen hervorgerufen werden, ist nicht festzustellen. b) Drahtposition der Targetdrähte in Einheiten des Strahlsigmas.*

5.4.1 Erzeugung kurzlebiger Coasting Beam Protonen

Nach den in Abschnitt 5.3.3 präsentierten Überlegungen wird ein Teil der Coasting Beam Protonen, deren Energieverlust allein durch den Prozeß der Synchrotronstrahlung verursacht wird, als langlebiger Coasting Beam im Speicherring akkumuliert. Der Rest der erzeugten Coasting Beam Protonen geht nach kurzer Zeit entweder auf Aperturgrenzen verloren oder wechselwirkt mit dem HERA–B Target und wird daher als kurzlebiger Coasting Beam bezeichnet.

Zur Untersuchung des Verhaltens der kurzlebigen Coasting Beam Protonen eignen sich deshalb vor allem Meßreihen mit einem äußeren Targetdraht als dem Target mit dem höchsten Beitrag an Wechselwirkungen, der durch Coasting Beam Protonen hervorgerufen wird. Aufgrund der hohen Zeitauflösung des eingesetzten FADC–Systems kann dabei die Zeitstruktur der Wechselwirkungen gemessen und somit das Zeitverhalten der kurzlebigen Coasting Beam Protonen untersucht werden.

Eine Meßreihe, die sich dafür besonders gut eignet, wurde am 23.10.1997 durchgeführt. Der äußere Targetdraht der Station 1 erzeugte dabei die in Abbildung 5.21a dargestellte Wechselwirkungsrate, die innerhalb des betrachteten Zeitraumes stufenweise von 4 auf 30 MHz erhöht wurde. Neben dem geforderten Betrieb des äußeren Drahttargets waren außerdem nur 120 der insgesamt 220 Bunche mit Protonen gefüllt. Wie im folgenden gezeigt wird, ist es damit möglich, den Beitrag der kurzlebigen Coasting Beam Protonen von dem der langlebigen zu trennen.

Das FADC–Spektrum in Abbildung 5.22a zeigt die über einen Zeitraum von etwa eineinhalb Minuten gemittelte Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate zu dem durch den Pfeil gekennzeichneten Zeitpunkt. Die 880 dargestellten FADC–Kanäle entsprechen dabei einem gesamten HERA–Umlauf. Die Wechselwirkungsbeiträge der 120 gefüllten Protonenbunche sind ganz deutlich erkennbar. Auffallend ist zunächst die deutliche Abnahme an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen zwischen FADC–Kanal 880 und 800. Wie bei der in Abschnitt 5.3.2 präsentierten Messung mit dem Coasting Beam Kicker, laufen die produzierten Coasting Beam Protonen schneller im Speicherring um als die Sollteilchen und erreichen den Targetdraht vergleichsweise etwas früher. Dadurch sind die den Einträgen im Zeitspektrum entsprechenden Wechselwirkungen zu kleineren FADC–Kanälen verschoben. Der exponentielle Abfall mit der charakteristischen Lebensdauer τ ergibt sich durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Target, welche dadurch aus dem Speicherring entfernt werden. Mit einer den Daten in Abbildung 5.22a angepaßten Exponentialfunktion der in Gleichung 5.30 aufgeführten Form ergibt sich für diese Messung eine Lebensdauer der kurzlebigen Coasting Beam Protonen von $\tau = (1{,}03 \pm 0{,}11)\,\mu$s. Die nach Gleichung 5.31 daraus resultierenden relativen Bahnlängenänderung bis zu einer Wechselwirkung beträgt

$$\left|\frac{\Delta L}{L}\right|_{WW} = (4.9 \pm 0.5)\,\% \ .$$

Mit einer Zeit von $T_{WW} = (2{,}0 \pm 0{,}5)$ s bis zu einer Drahtwechselwirkung und der Umlaufzeit eines Protons im HERA Ring ergibt sich daraus eine Bahnlängenände-

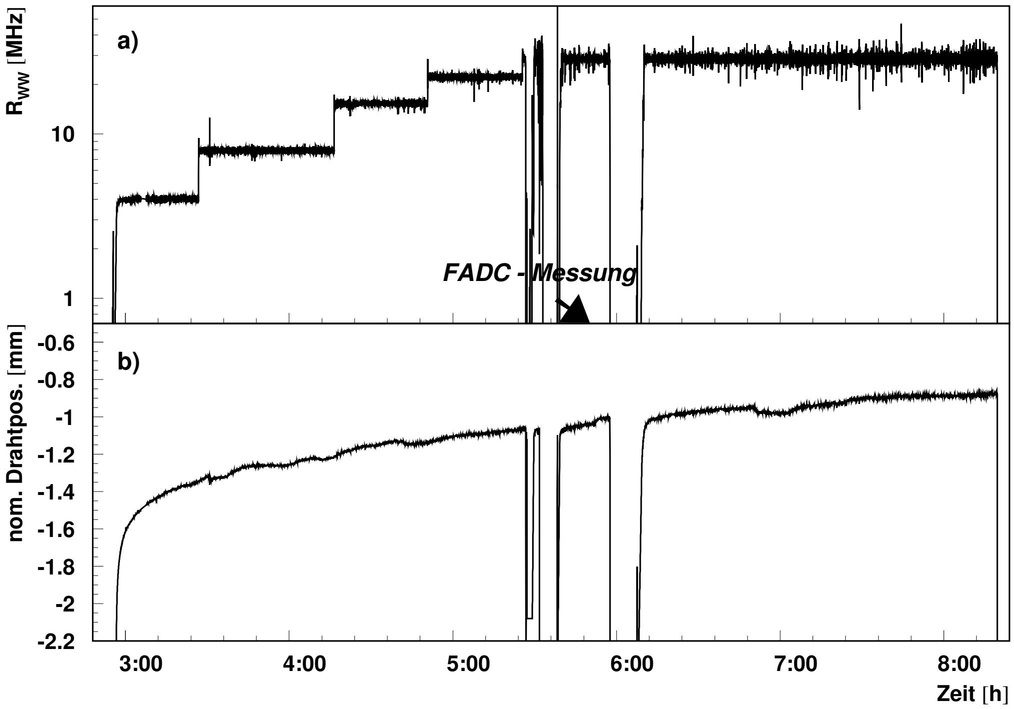

Abbildung 5.21: *Meßreihe während einer Protonfüllung mit 120 gefüllten Protonenbunchen am 23.10.1997. Die Wechselwirkungsrate in a) des äußeren Drahttargets der Station 1 wir stufenweise von 4 auf 30 MHz erhöht. Die in Abbildung 5.22a) dargestellte Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate wurde um* $5^{\underline{50}}$ *Uhr mit dem FADC–System gemessen.*

rung pro HERA Umlauf von

$$\left|\frac{\Delta L}{L}\right|_{Uml} = \left|\frac{\Delta L}{L}\right|_{WW} \cdot \frac{t_{Uml}}{T_{WW}} = (5.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-7} \ .$$

Der relativ große Fehler resultiert aus der großen Unsicherheitvon 25 %, mit der die Zeit T_{WW} behaftet ist. Mit dem Momentum–Compaction–Faktor $\alpha_p = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich nach Gleichung 5.12 in dieser Messung also eine mittlere Impulsabweichung der Coasting Beam Protonen von

$$\left\langle \frac{\Delta p}{p} \right\rangle = (3.98 \pm 1.07) \cdot 10^{-4} \ ,$$

die über der Separatrix von $2.5 \cdot 10^{-4}$ liegt.

Aus der oben ermittelten relativen Bahnlängenänderung folgt, daß die kurzlebigen Coasting Beam Protonen bis zur Reaktion mit dem Target im Mittel 11 vorhergehende Bunche überholen können. Dadurch überlagern und addieren sich die Wechselwirkungen im Bereich der gefüllten Protonenbunche. In Abbildung 5.23a ist die aus diesem Prozeß resultierende Anzahl von Protonen als Funktion der Position im Protonen–Speicherring schematisch dargestellt. Innerhalb der Bunchlücke ergibt sich aufgrund der ungefüllten Protonenbunche die beobachtete Abnahme an vorhandenen Coasting Beam Protonen, die in Abbildung 5.22a in der Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate ebenfalls deutlich zu sehen ist. Auch die Zunahme der Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen durch ihre oben beschriebene Überlagerung innerhalb der ersten Bunche hinter der Kickerlücke entspricht dem in Abbildung 5.23a dargestellten Verhalten.

Die über einen HERA–Umlauf gemittelte Zahl $\overline{\lambda}_{lang}$ der Wechselwirkungen langlebiger Coasting Beam Protonen läßt sich aufgrund der ungefüllten letzten 60 Bunche in der Protonfüllung vom 23.10.1997 in Abbildung 5.22a zwischen FADC–Kanal 550 und 800 besonders gut bestimmen, weil die Beiträge der lang– und kurzlebigen Coasting Beam Protonen dadurch deutlich voneinander getrennt sind. Insgesamt ergibt sich bei dieser Meßreihe eine mittlere Zahl von

$$< \overline{\lambda}_{CB} > = < \overline{\lambda}_{lang} > + < \overline{\lambda}_{kurz} > = 0.138$$

Wechselwirkungen, die innerhalb des durch die Zeitauflösung des FADC–Systems vorgegebenen Zeitintervalls von 24 ns gemessen werden. Mit einem Wert von $\overline{\lambda}_{lang} = 0,035$ liegt der Anteil an den dabei von langlebigen Coasting Beam Protonen hervorgerufenen Wechselwirkungen bei etwa 25 %.

Um zu untersuchen, ob die kurzlebigen Coasting Beam Protonen vom internen HERA–B Target produziert werden, wird die Größe $\overline{\lambda}_{kurz}$ aus den FADC–Daten zwischen FADC–Kanal 1 und 540 für den Zeitraum der in Abbildung 5.21 dargestellten Messung berechnet und ist in Abbildung 5.22b als Funktion der dabei variierten Wechselwirkungsrate dargestellt. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, aus dem durch die Anpassung einer Ausgleichsgerade als konstanter relativer Beitrag der Wechselwirkungen kurzlebiger Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate ein Wert von

$$\kappa_{CB}^{kurz} = (15.2 \pm 0.8)\,\%$$

resultiert. Der proportional mit der Wechselwirkungsrate ansteigende Wechselwirkungsbeitrag der kurzlebigen Coasting Beam Protonen weist auf ihre Produktion durch das HERA–B Target hin. Ob ausschließlich das HERA–B Target kurzlebige Coasting Beam Protonen produziert, kann aufgrund dieser Messungen aber nicht eindeutig festgestellt werden. Auf diesem Gebiet sind deshalb weitere Untersuchungen notwendig.

5.4.2 Coasting Beam auf der inneren Seite

Für Coasting Beam Protonen, die sich mit einer Impulsabweichung von $\Delta p/p = 2,6 \cdot 10^{-4}$ außerhalb des phasenstabilen Bereiches am Rande der Separatrix aufhal-

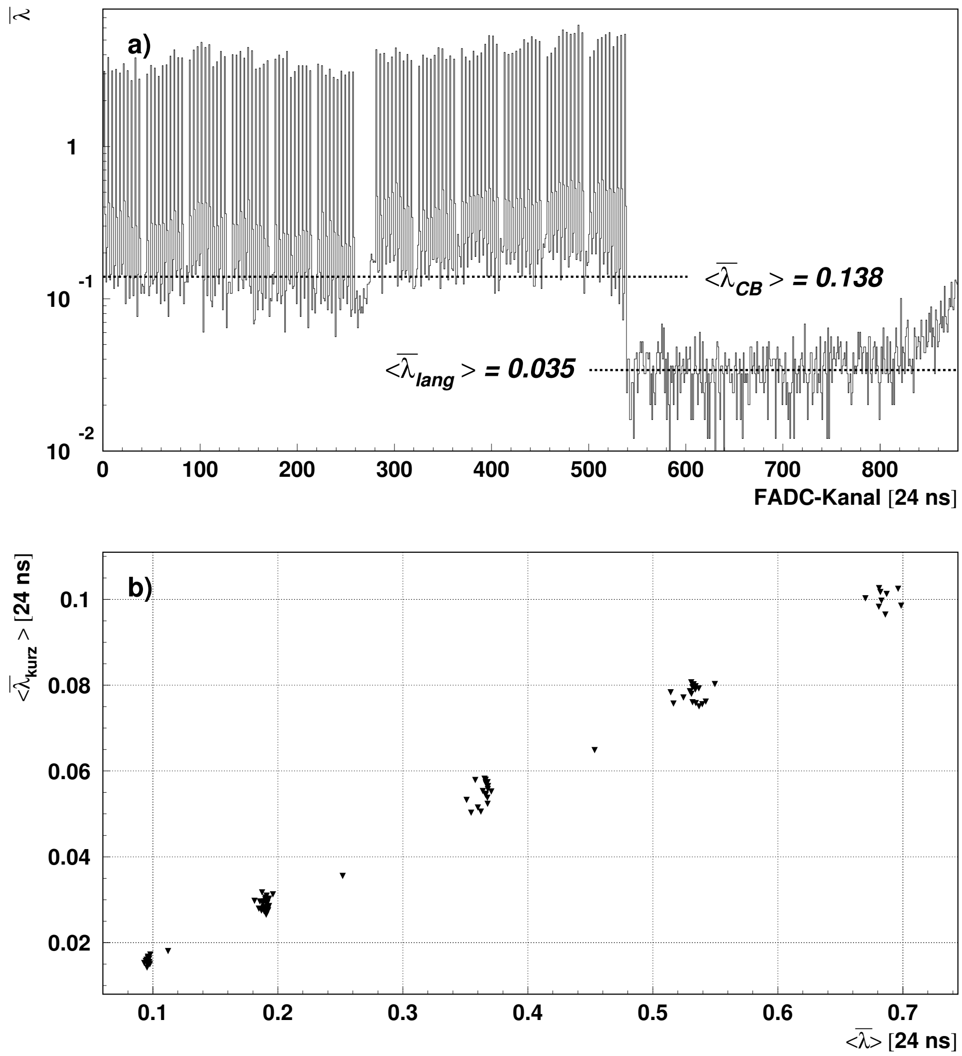

Abbildung 5.22: *a) Zeitliche Zuordnung der mittleren Zahl an Wechselwirkungen innerhalb eines HERA–Umlaufs mit deutlich unterschiedlichen Beiträgen der lang– und kurzlebigen Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate des äußeren Targetdrahtes der Station 1. b) Mittlere Anzahl an den von kurzlebigen Coasting Beam Protonen hervorgerufenen Wechselwirkungen als Funktion der Wechselwirkungsrate.*

ten, ergibt sich nach Gleichung 5.29 an der Stelle des HERA–B Targets aufgrund der horizontalen Dispersion von $D_x = -477\,\text{mm}$ eine transversale Schwerpunktverschiebung von etwa 0,1 mm in Richtung der äußeren Drahttargets. Deshalb können Coasting Beam Protonen mit negativer Impulsabweichung auch mit den a)

b)

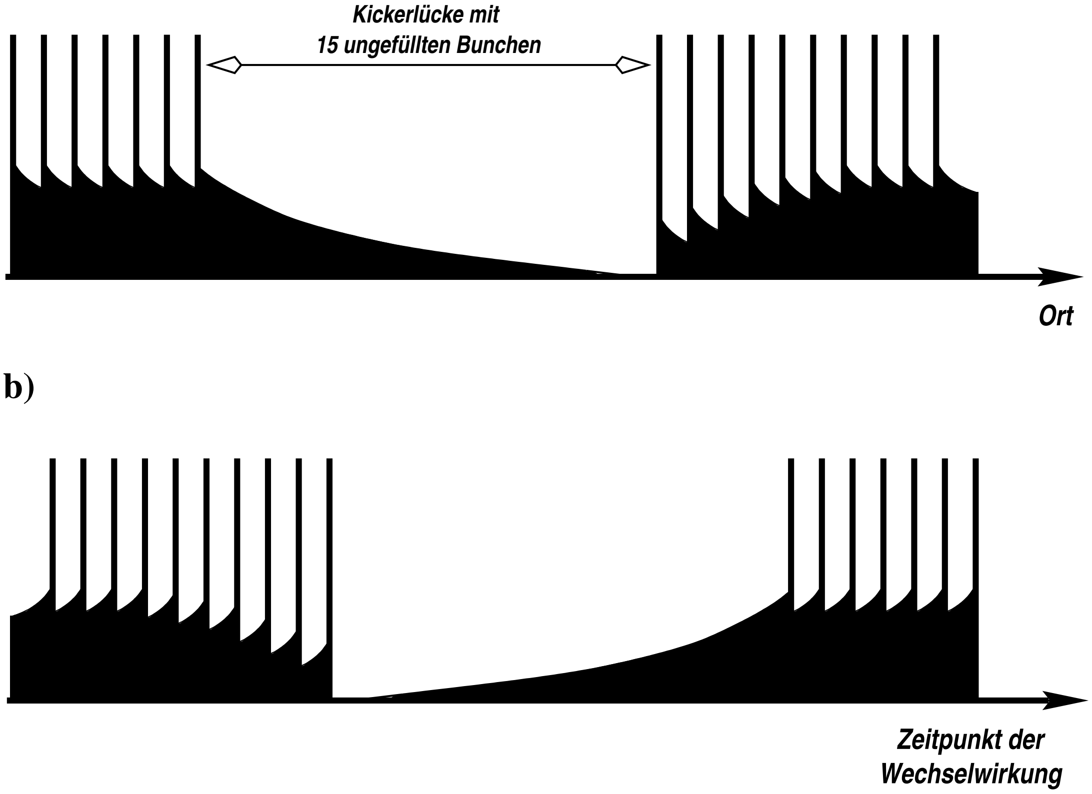

Abbildung 5.23: *a) Anzahl der Protonen als Funktion des Ortes im Speicherring vor und hinter der Kickerlücke in schematischer Darstellung. Die Zahl der durch das Target produzierten kurzlebigen Coasting Beam Protonen summiert sich zwischen den gefüllten Protonenbunchen auf, weil die Coasting Beam Protonen bis zur Reaktion mit dem Target mehrere vorhergehende Bunche überholen können. Weil diese Protonen dadurch früher mit dem HERA–B Target reagieren, ergibt sich für die Zeitstruktur der Wechselwirkungen in b) der exponentielle Abfall in die entgegengesetzte Richtung.*

inneren Targetdrähten reagieren. Wie im letzten Abschnitt dieses Kapitels gezeigt wird, kann die transversale Anregung der Coasting Beam Protonen durch den Coasting Beam Kicker in der Kickerlücke sogar zu einem dominanten Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen mit negativer Impulsabweichung auf den inneren Drähten führen.

Die zeitliche Verteilung der Wechselwirkungen wird wie beim Betrieb der äußeren Targets mit dem FADC–System gemessen. Am Beispiel einer Meßreihe vom 29.10.1997 mit dem inneren Draht der Station 1 ist ein für den Betrieb eines inneren Targets typisches FADC–Spektrum in Abbildung 5.24a dargestellt. Da die Statistik aufgrund des in Tabelle 5.3 angegebenen Wechselwirkungsbeitrages der Coasting Beam Protonen für diese Targetdrähte am geringsten ist, wurden die innerhalb des HERA–Umlaufs zeitlich zugeordneten Einträge im FADC–Spektrum über den gesamten Zeitraum der Messung von 12 Stunden aufsummiert. Die resultierende zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate mit der exponentielle Abnahme an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen in der Kickerlücke entspricht dabei der auf der äußeren Seite gemessenen. Hervorgerufen wird der exponentielle Abfall in Richtung kleinerer FADC–Kanäle also auch auf der inneren Seite durch Coasting Beam Protonen mit negativer Impulsabweichung, die bezüglich eines Sollteilchens schneller umlaufen und daher früher mit dem Targetdraht reagieren.

Im Gegensatz dazu zeigt das auf die gleiche Weise gewonnene FADC–Spektrum in Abbildung 5.24b, das am 21./22.8.1999 beim Betrieb des inneren Targets der Station 2 über einen Zeitraum von 10,5 Stunden aufgezeichnet wurde, in der Kickerlücke eine exponentielle Abnahme an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen in Richtung größerer FADC–Kanäle. Nach den in Abschnitt 5.3.2.2 präsentierten Überlegungen muß es sich dabei um Coasting Beam Protonen mit einer positiven Impulsabweichung handeln, weil diese langsamer umlaufen als die Sollteilchen und daher etwas später mit dem Target reagieren.

Diese Messungen stehen nicht im Widerspruch zu den theoretischen Überlegungen. Danach können auch Protonen mit $\Delta p/p > 0$ den phasenstabilen Bereich verlassen, die aufgrund der negativen horizontalen Dispersion an der Stelle des Targets eine zusätzliche transversale Ablage in Richtung der inneren Drähte haben. Außerdem existiert mit dem Touschek–Effekt, bei dem durch die Streuung zweier Protonen innerhalb der gefüllten Bunche der Transversalimpuls in einen Longitudinalimpuls umgewandelt werden kann, immer ein möglicher Entstehungsprozeß für Protonen mit positiver Impulsabweichung. Die Beobachtungen sind aber untypisch und wurden nur in 3 speziellen Meßreihen innerhalb einer Woche beobachtet. Der starke Beitrag an Coasting Beam Protonen mit $\Delta p/p > 0$ weist auf maschinenbedingte Quellen für ihre Produktion hin, wie zum Beispiel Hochfrequenzrauschen, das zu einer zeitweisen Erhöhung des Teilchenimpulses führen kann, die ausreicht, um Protonen aus dem phasenstabilen Bereich zu entfernen.

5.5 Auswirkungen auf die HERA–Experimente

In diesem Abschnitt wird an einigen Beispielen erläutert, welche Konsequenzen die Existenz des Gleichstromanteils für die HERA–Experimente im allgemeinen und das HERA–B Experiment im speziellen haben. Für die HERA–Experimente ist dabei hauptsächlich die Höhe des Untergrundes von Bedeutung, während die Effizienz des HERA–B Experiments zusätzlich durch Ratenfluktuationen und wie

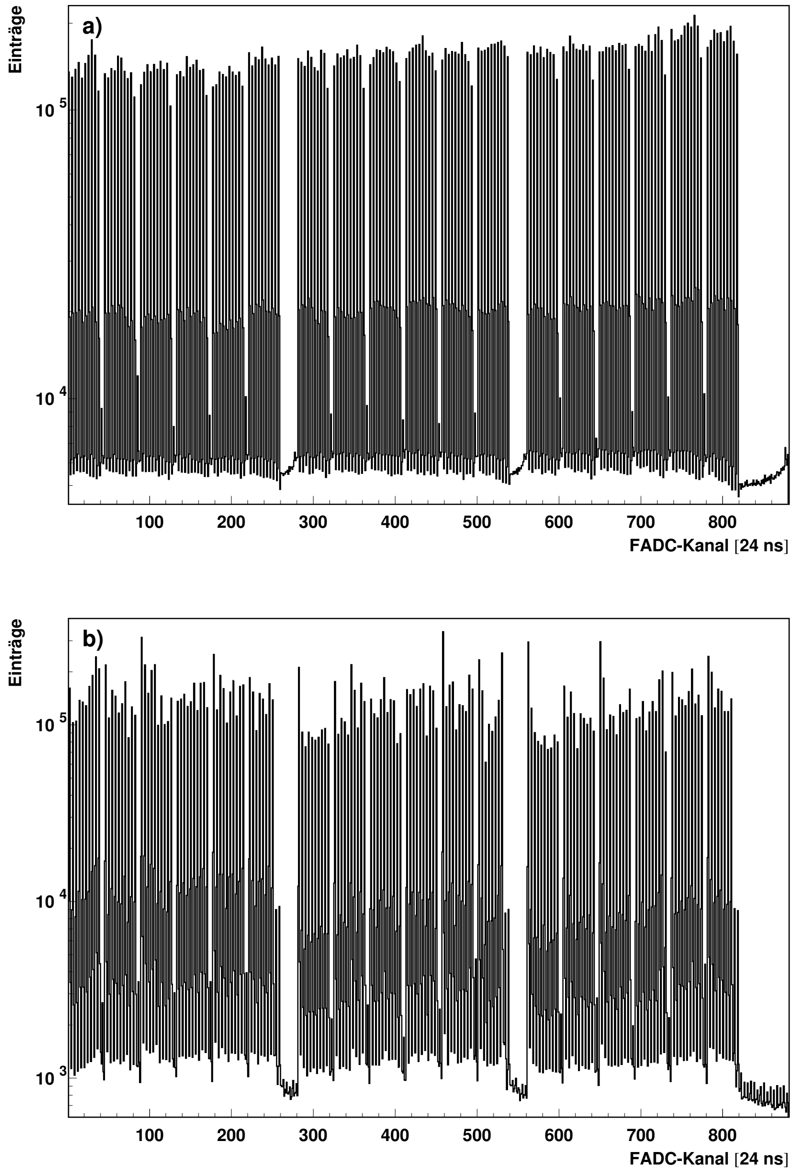

Abbildung 5.24: *a) Typisches FADC–Spektrum beim Betrieb eines inneren Targets. Die exponentielle Abnahme an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen in der Kickerlücke ist auf Protonen mit negativer Impulsabweichung zurückzuführen. Im Gegensatz dazu zeigt das FADC–Spektrum dreier Messungen mit dem inneren Drahttarget die Wechselwirkung von Protonen mit positiver Impulsabweichung. In b) ist das Spektrum einer solchen Meßreihe dargestellt. Nähere Erläuterungen zur zeitlichen Struktur finden sich im Text.*

bereits in Kapitel 2 beschrieben, durch die zeitliche Unkorreliertheit der Wechselwirkungen selbst beeinträchtigt wird.

5.5.1 Konsequenzen für das HERA–B Experiment

Aus der Existenz des Coasting Beam im HERA Protonen–Ring ergeben sich verschiedene Phänomene, die beim Betrieb einzelner Targetdrähte beobachtet werden. Sie werden im ersten Teil dieses Abschnitts beschrieben. Die Konsequenzen aus dem der üblichen Situation im HERA–B Experiment entsprechenden gleichzeitigen Betrieb von vier Targetdrähten wird im zweiten Teil anhand geeigneter Meßreihen näher untersucht.

5.5.1.1 Ratenfluktuationen

Wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben und gezeigt wurde, halten sich die langlebigen Coasting Beam Protonen, die im Speicherring akkumuliert werden, aufgrund der negativen horizontalen Dispersion an der Stelle des HERA–B Targets bevorzugt auf der äußeren Seite auf. Um mit dem äußeren Targetdraht überhaupt die vom Detektor benötigten zeitlich mit den Protonenbunchen korrelierten Wechselwirkungen zu erzeugen, muß dieser Bereich zunächst durchfahren und die Coasting Beam Protonen dabei aus dem Speicherring entfernt werden. Vielmehr als die dazu benötigte Zeit, die abhängig ist von der Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen und damit, wie in Abschnitt 5.3.3.2 gezeigt, vom Alter der Protonfüllung, beeinflussen die dabei auftretenden starken Ratenfluktuationen die Effizienz des Detektors. Für die in Abschnitt 5.1.1 präsentierte Meßreihe sind sie in Abbildung 5.27a ganz deutlich für den Zeitraum von $14^{\underline{18}}$ bis $15^{\underline{00}}$ Uhr, in dem der äußere Targetdraht den transversalen Bereich des akkumulierten Coasting Beam durchquert, zu sehen. Die auftretenden Ratenfluktuationen sind teilweise so stark, daß der Targetdraht aufgrund der Sicherheitseinstellungen der Targetsteuerung bei zu hohen Ratenspikes[6] vielfach um 200 μm aus dem Strahlhalo zurückgezogen wird. Die Situation ändert sich mit der Abnahme der starken Ratenfluktuationen um etwa $15^{\underline{03}}$ Uhr. Abbildung 5.2 **(5)** zeigt, daß zu diesem Zeitpunkt die an der transversalen Position des äußeren Targetdrahtes akkumulierten Coasting Beam Protonen durch den Betrieb des Targets aus dem Speicherring entfernt worden sind und mit dem Draht auch die zeitlich mit den Protonenbunchen korrelierten Protonen wechselwirken.

Allerdings hat sich in vielen Messungen gezeigt, daß die Ratenfluktuationen im Laufe einer Meßreihe wieder signifikant zunehmen können. Besonders deutlich ist dies anhand der Wechselwirkungsrate in Abbildung 5.25a einer Messung vom 29./30.8.1999, die ebenfalls mit einem äußeren Drahttarget durchgeführt wurde,

[6] engl.: Spitze. Als Ratenspike wird ein kurzzeitig massiver Anstieg der Wechselwirkungsrate bezeichnet.

zu erkennen. Die dargestellte Meßreihe zeichnet sich dadurch aus, daß an der Stelle des Targets relativ wenig Coasting Beam Protonen auf der äußeren Seite akkumuliert wurden, obwohl die Protonen zu Beginn der Messung um $22^{\underline{50}}$ Uhr bereits 7,5 Stunden gespeichert waren. Schon um $23^{\underline{08}}$ Uhr ist der Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate in Teil b der Abbildung auf 17 % gesunken. Die deutliche Zunahme der Ratenfluktuationen ist um $23^{\underline{42}}$ Uhr zu beobachten. Die Zunahme des Coasting Beam Anteils an der Wechselwirkungsrate in 5.25b weist auf Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen als Ursache für die auftretenden Ratenfluktuationen. Sie sind nicht nur beim Betrieb der äußeren Targetdrähte zu beobachten, sondern treten auch bei allen anderen Drahttargets auf. So wird die Zunahme der Ratenfluktuationen mit dem Alter der Protonfüllung besonders bei langen Luminositätsmeßreihen vielfach beobachtet. Aus den in Kapitel 1.4 beschriebenen Gründen ist ersichtlich, daß die Effizienz des HERA–B Detektors unter diesen Bedingungen erheblich eingeschränkt ist. Da während des geplanten Betriebs des HERA–B Experimentes mehrere Targetdrähte gleichzeitig eingesetzt werden, um die erforderliche Wechselwirkungsrate von 40 MHz zu erreichen, werden im folgenden Abschnitt Randbedingungen beschrieben, die sich bei Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen mit vier gleichzeitig betriebenen Targetdrähten ergeben können.

5.5.1.2 Vierdrahtbetrieb

Ähnliche Beobachtungen wie bei den Messungen mit einzelnen Targetdrähten ergeben sich auch beim gleichzeitigen Betrieb mehrerer Drahttargets. Als repräsentatives Beispiel dafür ist in Abbildung 5.26 eine Meßreihe dargestellt, die am 30.10.1999 durchgeführt wurde. Die Wechselwirkungsrate von im Mittel ungefähr 6 MHz wurde dabei gleichmäßig von den vier Targets der Station 1 erzeugt, deren nominelle Drahtposition Teil c dieser Abbildung zeigt. Der äußere Draht wurde um etwa $7^{\underline{40}}$ Uhr vom Automatikbetrieb der Drähte abgekoppelt und vom Protonenstrahl entfernt.

Abbildung 5.26b zeigt mit der Größe κ_{CB} den Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate in 5.26a. Er liegt zu Beginn der Messung deutlich über 50 % und ist auf den Betrieb des äußeren Drahttargets zurückzuführen, mit dem zuerst die auf der äußeren Seite akkumulierten Coasting Beam Protonen reagieren. Im Gegensatz zum Einzeldrahtbetrieb liegt der Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate aber unter 100 %, da die übrigen Drähte auch die mit den Protonenbunchen zeitkorrelierten Wechselwirkungen liefern. Nach der Entfernung der akkumulierten Coasting Beam Protonen durch den äußeren Draht ergibt sich ein Anteil von etwa 20 % an Wechselwirkungen, die von den Coasting Beam Protonen auf allen eingesetzten Targets hervorgerufen werden. Ein Vergleich mit den in Tabelle 5.3 aufgeführten Wechselwirkungsbeiträgen der einzelnen Targetdrähte zeigt, daß sich die Einzelbeiträge unter der Voraussetzung einer Gleichverteilung der Wechselwirkungen dabei anteilsmäßig aufsummieren.

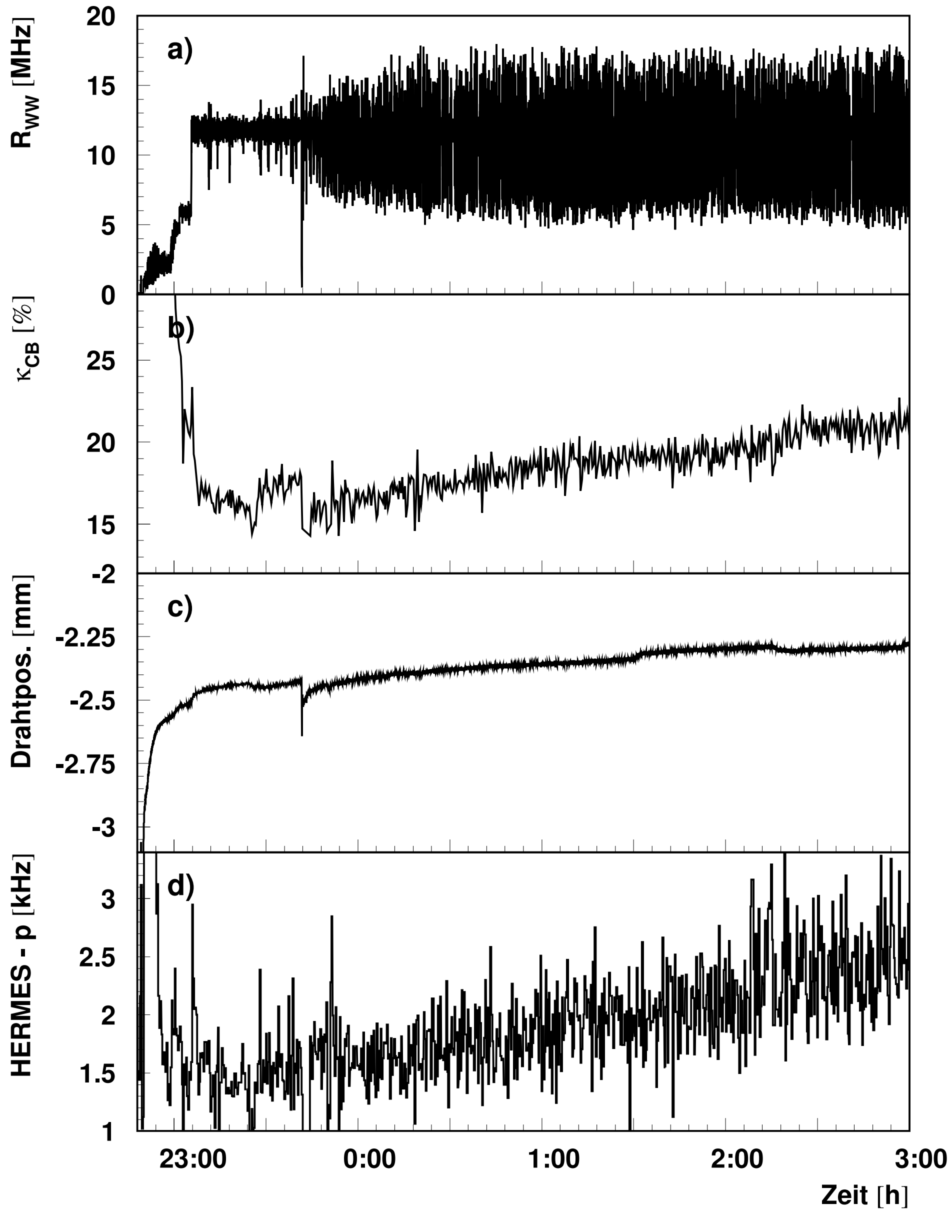

Abbildung 5.25: *Die Wechselwirkungsrate in a) zeigt während des Betriebs eines äußeren Drahttargets eine signifikante Zunahme der Ratenfluktuationen um* $23^{\underline{42}}$ *Uhr. Zum gleichen Zeitpunkt beginnt sowohl der Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate in b) als auch die Untergrundrate des HERMES–Experimentes in d) anzusteigen.*

Der im Verlauf der Messung zu beobachtende Anstieg der Größe κ_{CB} zeigt, daß die Produktionsrate der Coasting Beam Protonen größer ist, als die Vernichtungsrate durch die Targetdrähte. Mit dem in Abschnitt 5.3.3.1 bestimmten Wert für den akkumulierten Strom von etwa $60\,\mu$A/h ergibt sich nach Gleichung 5.35 beispielsweise eine Akkumulationsrate von

$$\frac{N_{akk}}{t} = R_{akk} = 2.2\,\mathrm{MHz}\ .$$

Da die Wechselwirkungen auf den Targetdrähten gleichverteilt sind, beträgt die Wechselwirkungsrate für jeden einzelnen Targetdraht 1.5 MHz und liegt damit unter der oben berechneten Akkumulationsrate für die Coasting Beam Protonen. Unter diesen Bedingungen kann die Zahl der akkumulierten Coasting Beam Protonen durch den Einsatz des äußeren Drahttarget, wie sie beim Einzeldrahtbetrieb bei geeigneten Wechselwirkungsrate beobachtet wird (vgl. Abbildung 5.5), nicht verringert werden. Vielmehr wird der am Ende des Vierdrahtbetriebs um $7^{\underline{40}}$ Uhr gemessene Wert für κ_{CB} durch die Zunahme an Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen auf dem äußeren Draht erklärt: Unter der Annahme, daß die Wechselwirkungen auf dem äußeren Draht zu diesem Zeitpunkt allein durch Coasting Beam Protonen hervorgerufen werden, ergibt sich mit den Werten für κ_{CB} (1999A) der übrigen drei Targetdrähte aus Tabelle 5.3 ein Mittelwert von

$$< \kappa_{CB} >= (36.7 \pm 0.2)\,\%$$

der dem in Abbildung 5.26b gemessenen Anteil entspricht.

Die Zunahme der Ratenfluktuationen wurde bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben und ist für den Targetbetrieb mit mehreren Drähten ebenfalls sehr oft zu beobachten.

5.5.2 Untergrundbedingungen

Der Anstieg der Protonen Untergrundrate des HERMES Experimentes in Abbildung 5.25d, der ebenso wie die Zunahme zeitlich unkorrelierter Wechselwirkungen in 5.25b mit den Ratenfluktuationen korreliert ist macht deutlich, daß die Existenz des Coasting Beam im Protonen–Speicherring nicht nur Auswirkungen auf das HERA–B Experiment selbst hat, sondern daß dadurch auch die Untergrundbedingungen der anderen HERA–Experimente zum Teil erheblich verschlechtert wird.

Eine Zählrate, die sich besonders gut dazu eignet, den Coasting Beam induzierten Untergrund zu messen, ist die sogenannte 'H1 e–gated'–Rate R_{egate}, weil sie aufgrund ihrer elektronischen Erzeugung ausschließlich den Untergrund, der zwischen den Protonenbunchen auftritt, vermißt. Diese Untergrundrate ist in Abbildung 5.27c zusammen mit der Wechselwirkungsrate und der nominellen Drahtposition der in der betrachteten Meßreihe vom 19./20.1.1999 betriebenen

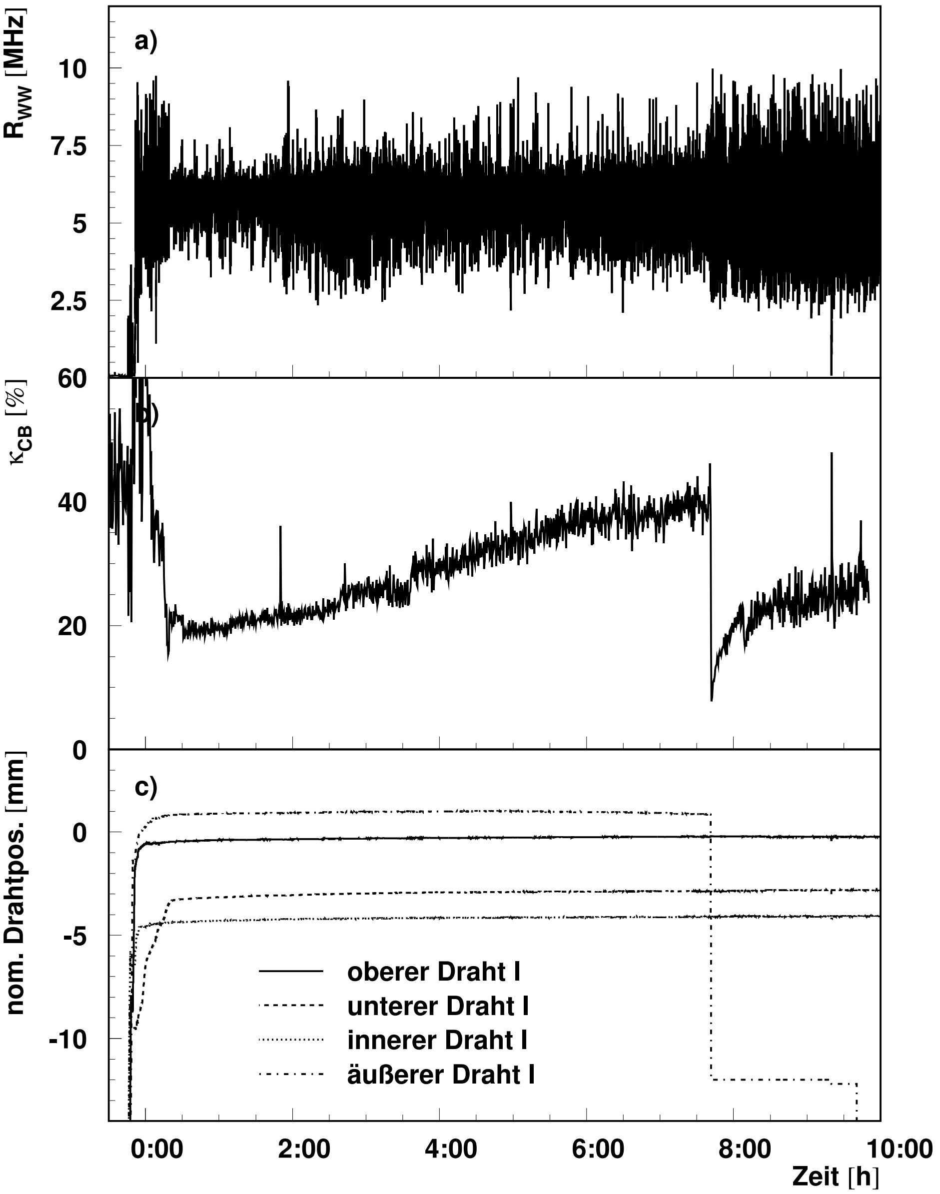

Abbildung 5.26: *a) Wechselwirkungsrate, b) Beitrag der Coasting Beam Protonen zur Wechselwirkungsrate und c) nominelle Drahtpositionen der vier zwischen* $0^{\underline{00}}$ *und* $7^{\underline{40}}$ *Uhr gleichzeitig betriebenen Targetdrähte. Danach wurde das äußere Target vom Protonenstrahl entfernt.*

Targetdrähte dargestellt. Schon vor Beginn des Drahtbetriebs um $19^{\underline{10}}$ Uhr steigt die Untergrundrate des H1 Experimentes stark an. Während des Betriebs des inneren Drahtes der Station 2 nimmt sie nochmals leicht zu und erreicht am Ende der Messung mit dem inneren Draht um $0^{\underline{12}}$ Uhr einen mittleren Wert von etwa 0,5 kHz. Nach dem Austausch des inneren durch den äußeren Targetdraht ist, neben der schon in Abschnitt 5.5.1.1 beschriebenen Zunahme der Ratenfluktuationen in Abbildung 5.27a, der signifikante Anstieg an Untergrundereignissen in 5.27c für $0^{\underline{15}} < t < 0^{\underline{33}}$ Uhr zu erkennen. Dieses Verhalten zeigt ganz deutlich, daß der Untergrund durch die Wechselwirkung der Coasting Beam Protonen mit dem HERA–B Target als dominierender Aperturgrenze produziert wird. Da die auf der äußeren Seite akkumulierten Coasting Beam Protonen innerhalb dieses Zeitraumes durch ihre Reaktion mit dem Target aus dem Speicherring entfernt werden, nimmt die H1–Untergrundrate danach um mehr als eine Größenordnung ab.

Der oben bereits angesprochene Anstieg der H1–Untergrundrate ohne den Betrieb des HERA–B Targets ist ebenfalls auf die Wechselwirkung der Coasting Beam Protonen auf Elementen des Protonen–Speicherringes zurückzuführen, die ohne das Target die Aperturgrenzen des Protonen–Speicherringes definieren. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.28 die H1–Untergrundrate R_{egate} über einen Zeitraum von 9 Stunden, deren Anstieg ohne den Betrieb des HERA–B Targets am 13.2.1999 in der gleichen Größenordnung liegt, wie in Abbildung 5.27c. Eine deutliche Zunahme der Ratenfluktuationen im Laufe der Messung ist ebenfalls zu beobachten. Die Messung der Gleichstromkomponente I_{DC} wurde zum Zeitpunkt dieser Messung noch nicht durchgeführt. Für spätere Meßreihen gibt es keine vergleichbaren Messungen über einen Zeitraum von mehreren Stunden ohne das HERA–B Target, da dieses in jeder Luminositätsmeßreihe kontinuierlich betrieben wurde.

Ursache für den Untergrund sind Verluste von Coasting Beam Protonen auf Aperturgrenzen, die im Falle des HERA–B Betriebs durch die eingesetzten Targetdrähte definiert werden. Mit der Entfernung akkumulierter Coasting Beam Protonen durch den Betrieb des äußeren Drahttargets als aperturdefinierendes Element an einer Stelle mit großer horizontaler Dispersion können die Untergrundbedingungen dabei sogar verbessert werden. Ohne den Betrieb des HERA–B Targets wird die Apertur des Speicherringes durch andere Elemente vorgegeben wie zum Beispiel Detektorkomponenten oder Kollimatorbacken. Eine signifikante Verbesserung der Untergrundbedingungen ohne das HERA–B Target wurde aber nicht festgestellt.

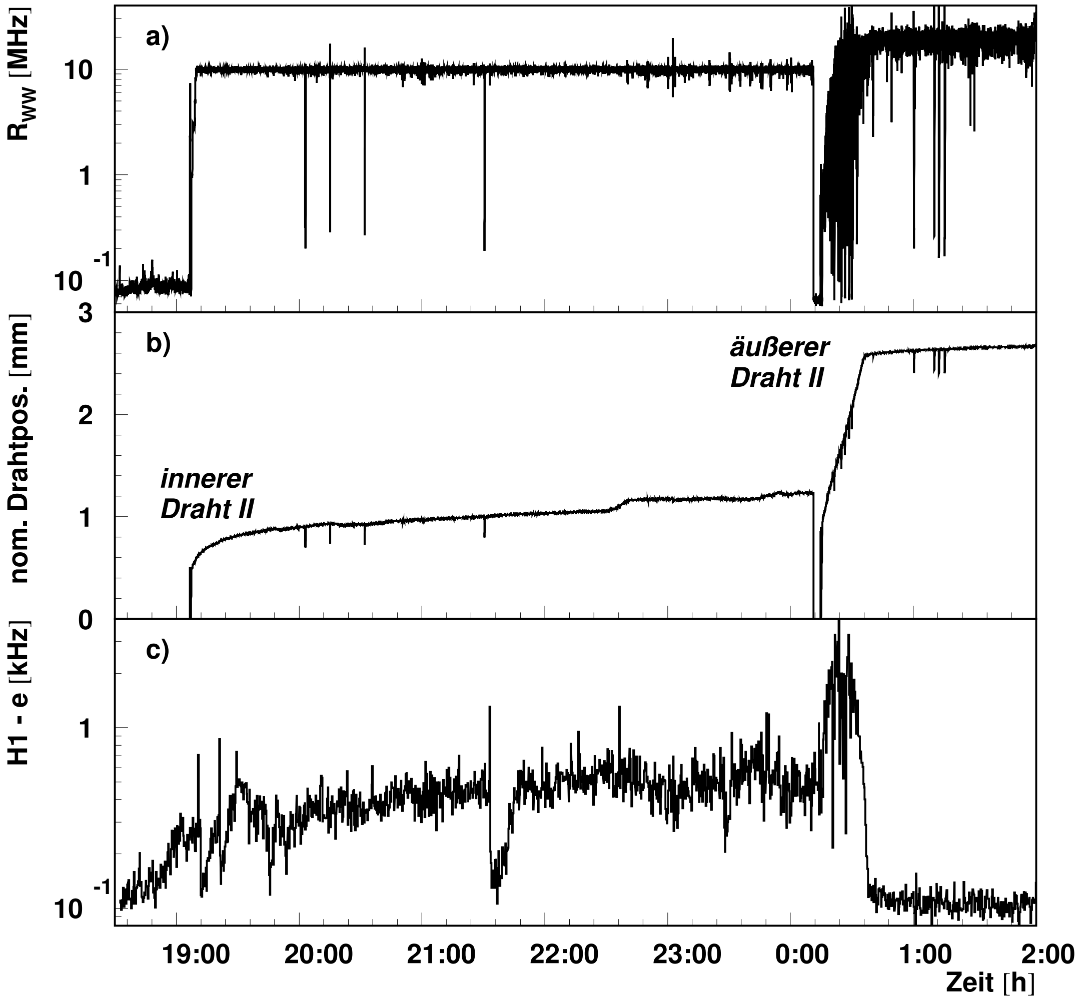

Abbildung 5.27: *a) Wechselwirkungsrate und b) nominelle Drahtposition der in einer Meßreihe vom 19./20.1.1999 betriebenen Targetdrähte. Die in c) dargestellte Untergrundrate beim H1–Experiment mißt den Untergrundbeitrag zwischen den Protonenbunchen.*

5.6 Ergebnisse des Coasting Beam Kicker Betriebs

Seit der ersten Inbetriebnahme des Coasting Beam Kickers in der Meßreihe vom 13.7.1998, deren Ergebnisse in Abschnitt 5.3.2.2 präsentiert wurden, werden Eigenschaften und Auswirkungen des Kickerbetriebs auf den Experimentier– und

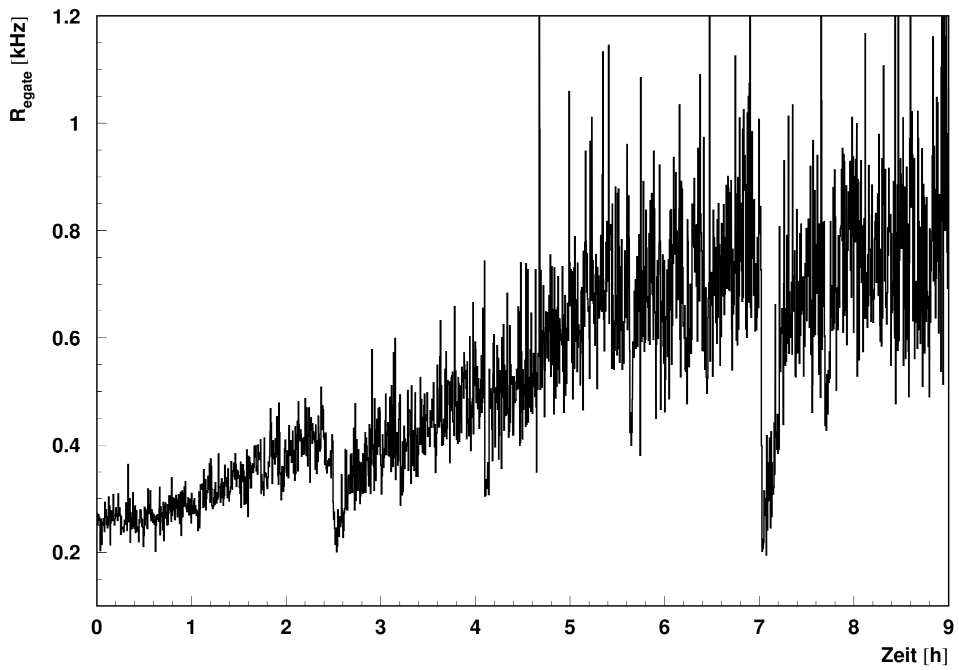

Abbildung 5.28: *Anstieg der H1–Untergrundrate R_{egate} ohne Drahtbetrieb über einen Zeitraum von 9 Stunden. Eine deutliche Zunahme der Ratenfluktuationen ist in diesem Zeitraum ebenfalls zu beobachten.*

Speicherringbetrieb eingehend untersucht. Am Beispiel einiger typischer Messungen mit dem FADC–System, die die zeitlichen Struktur der Wechselwirkungsrate beim Betrieb des HERA–B Targets und des Coasting Beam Kickers zeigen, werden die Ergebnisse des Coasting Beam Kicker Betriebs diskutiert.

Die zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate in Abbildung 5.29 beim Betrieb des äußeren Targets der Station 1 zeigt deutlich die durch die transversale Anregung der Coasting Beam Protonen verursachte Zunahme an Wechselwirkungen zum Zeitpunkt der Kickeranregung bei FADC–Kanal 820. Der exponentielle Abfall der registrierten Wechselwirkungen, der etwa bis zu FADC–Kanal 600 reicht, ist dabei wie in Abschnitt 5.3.2.2 bereits erwähnt, auf die Wechselwirkung der Coasting Beam Protonen mit Impulsabweichung $\Delta p/p < 0$ zurückzuführen. Anhand des dargestellten Datensatzes wird im folgenden überprüft, ob sich der Einsatz des Coasting Beam Kickers signifikant auf die Höhe des Coasting Beam Anteils an der Wechselwirkungsrate auswirkt. Dazu wird der Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen innerhalb der 560 FADC–Kanäle von 1 bis 560 berechnet, in denen der Einfluß der Wechselwirkungen der durch den

Kicker produzierten kurzlebigen Coasting Beam Protonen vernachlässigbar ist. Der Wechselwirkungsbeitrag κ_{CB} der Coasting Beam Protonen beträgt in dieser Meßreihe

$$\kappa_{CB} = (11.1 \pm 0.5)\,\%$$

und liegt damit deutlich unter dem in Tabelle 5.3 angegebenen und üblicherweise beobachteten Wert von κ_{CB} eines äußeren Targetdrahtes für Protonen mit einer Energie von 920 GeV. Dieses Ergebnis zeigt, daß eine Reduzierung des Gleichstromanteils im HERA Proton–Ring mit dem Coasting Beam Kicker prinzipiell möglich ist. Allerdings zeigen die Messungen auch, daß die Größe der Dispersion und des Strahlsigmas an der Stelle der inneren Kollimatorbacke des Kollimators WL150 nicht ausreicht, um die angeregten Coasting Beam Protonen dominant abzufangen. Vielmehr resultieren Coasting Beam Verluste nach wie vor auch aus Drahtwechselwirkungen, da zum einen auch die nach Gleichung 2.6 aus der Dispersion resultierende zusätzliche transversale Ablage zum Orbit an der Stelle des HERA–B Targets sehr groß ist (vgl. Tabelle 2.2). Zum anderen definieren im wesentlichen die Targetdrähte bei ihrem Betrieb die Apertur, weil sie sich dabei in typischen Abständen von $4\,\sigma$ zum Strahlmittelpunkt bewegen. Wie im letzten Teil dieses Abschnitts beschrieben wird, können die Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen unter bestimmten Randbedingungen sogar die durch innere Targetdrähte erzeugte Wechselwirkungsrate dominieren.

Probleme beim Betrieb des Coasting Beam Kickers ergeben sich zeitweise aufgrund von Kabelreflektionen der Steuerpulse für die zeitlich in der Kickerlücke positionierte Anregung. Da eine perfekte Impedanzanpassung der Signalkabel nur sehr schwierig zu realisieren ist [85], können zeitlich verschobene, abgeschwächte Signale an den Kabelenden auftreten, die auch Protonen der gefüllten Bunche transversal anregen. Ein besonders deutliches Beispiel dafür zeigt das in Abbildung 5.30 dargestellte FADC–Spektrum. Die vom inneren Draht der Station 2 produzierte konstante Wechselwirkungsrate von 5 MHz wird dabei hauptsächlich von den Protonen der ersten 13 gefüllten Bunche erzeugt. Diese übermäßig starken Wechselwirkungsbeiträge werden öfter beobachtet und sind mit dem Betrieb des Coasting Beam Kickers eindeutig korreliert. Die dabei entstehenden starken Ratenfluktuationen verhindern einen effizienten Betrieb des HERA–B Detektors.

Weitere Probleme entstehen bei einer schmalbandigen Anregung durch den Coasting Beam Kicker. In diesem Fall zeigen sich zunehmend Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen auch auf den inneren Targets, die in anderen Anregungsmodi nicht beobachtet werden. Abbildung 5.31 zeigt die Zunahme des Wechselwirkungsbeitrages der Coasting Beam Protonen anhand der FADC–Spektren, die in einer Meßreihe mit dem inneren Targetdraht der Station 2 über einen Zeitraum von 8 Stunden zu den angegebenen Zeitpunkten aufgezeichnet wurden. Zu Beginn der Messung ergibt sich die typische Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate

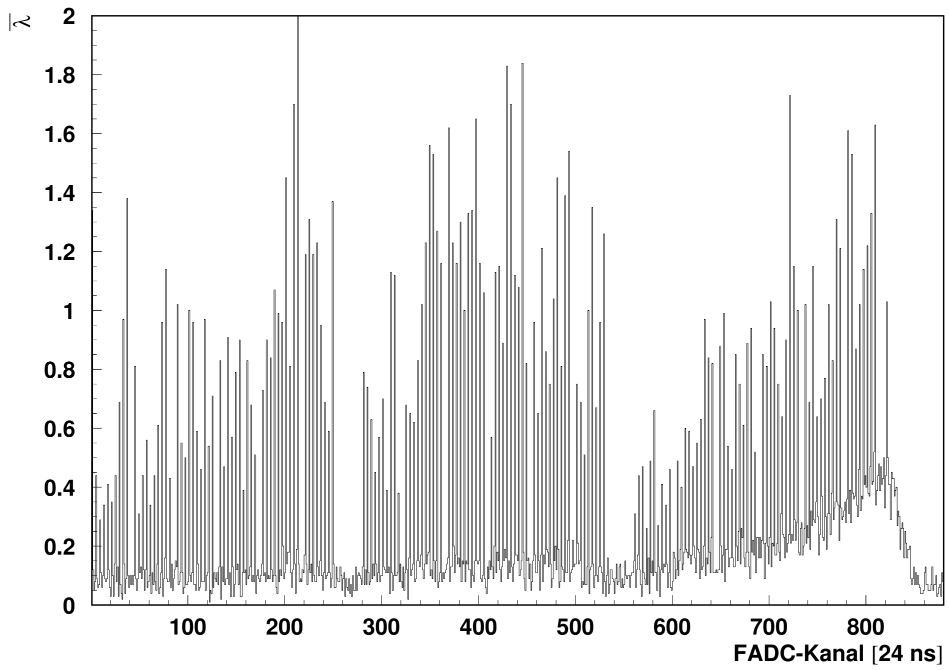

Abbildung 5.29: *Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate des äußeren Targetdrahtes der Station 1 beim Betrieb des Coasting Beam Kickers. Die Wechselwirkungen der in der Kickerlücke transversal angeregten Coasting Beam Protonen sind in FADC–Kanal 700 bis 840 deutlich zu erkennen.*

beim Betrieb eines inneren Targets, mit dem geringsten Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen, der bereits eine Stunde später schon deutlich angestiegen ist. Mit fortlaufender Dauer der Messung überlagern sich immer mehr Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen den zeitkorrelierten Reaktionen, so daß am Ende der Messung um $8^{\underline{20}}$ Uhr nur noch die vom Coasting Beam Kicker transversal angeregten Protonen mit dem inneren Draht reagieren. Dies verhindert eine sinnvolle Datennahme des HERA–B Detektors, dessen Komponenten für Wechselwirkungen von zeitlich definiertem Abstand konzipiert wurden, vollständig.

Zusammenfassung

Zahlreiche Meßreihen, die beim Betrieb des Coasting Beam Kickers durchgeführt wurden, zeigen, daß es möglich ist, mit dieser Methode den im Speicherring akkumulierten Anteil der Coasting Beam Protonen zu entfernen. Die Coasting Beam Produktionsrate wird dabei nicht verringert. Vielfach ergeben sich bessere Be-

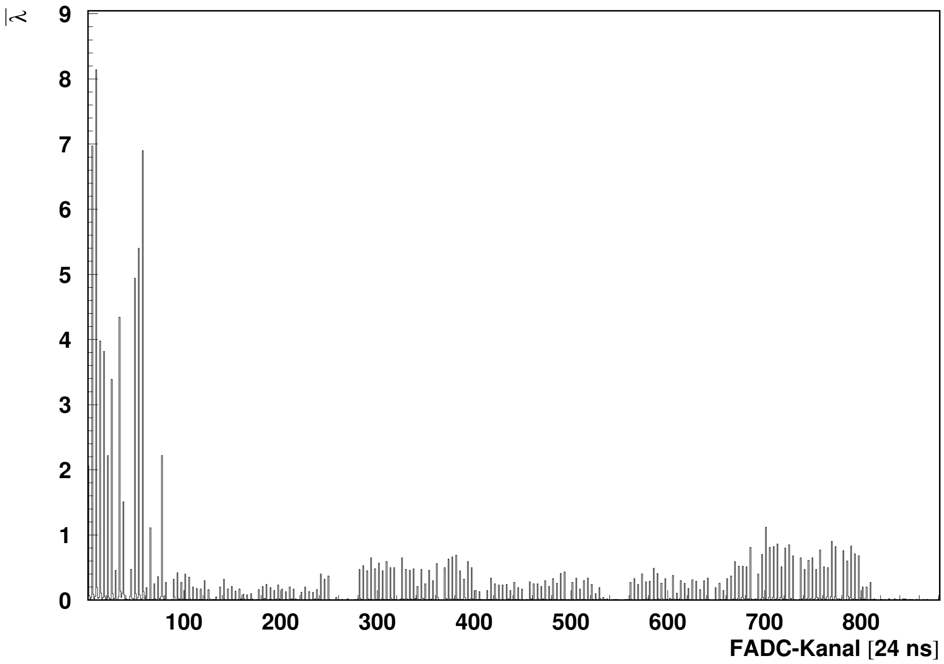

Abbildung 5.30: *Zeitstruktur der vom inneren Targetdraht der Station 2 erzeugten Wechselwirkungsrate beim Betrieb des Coasting Beam Kickers. Kabelreflexionen verursachen die transversale Anregung der Protonen in den ersten 13 Protonenbunchen, die deshalb dominant zur Wechselwirkungsrate beitragen.*

triebsbedingungen für den HERA Protonen–Speicherring und die HERA Experimente durch die Verringerung des mit Coasting Beam Verlusten auf Aperturgrenzen korrelierten Untergrundes. Für das HERA–B Experiment ergeben sich abhängig vom Betriebszustand des Coasting Beam Kickers aber oftmals Situationen, bei denen ein effizienter Betrieb des HERA–B Detektors reduziert wird oder sogar ganz ausgeschlossen ist. Allerdings wird der Coasting Beam Kicker zur Zeit weiter betrieben, um die Erhöhung des Coasting Beam induzierten Protonenuntergrundes beim HERMES Experiment zu begrenzen. Dabei wird ein Betriebsmodus gewählt, in dem die Beeinträchtigungen für das HERA–B Experiment minimal sind.

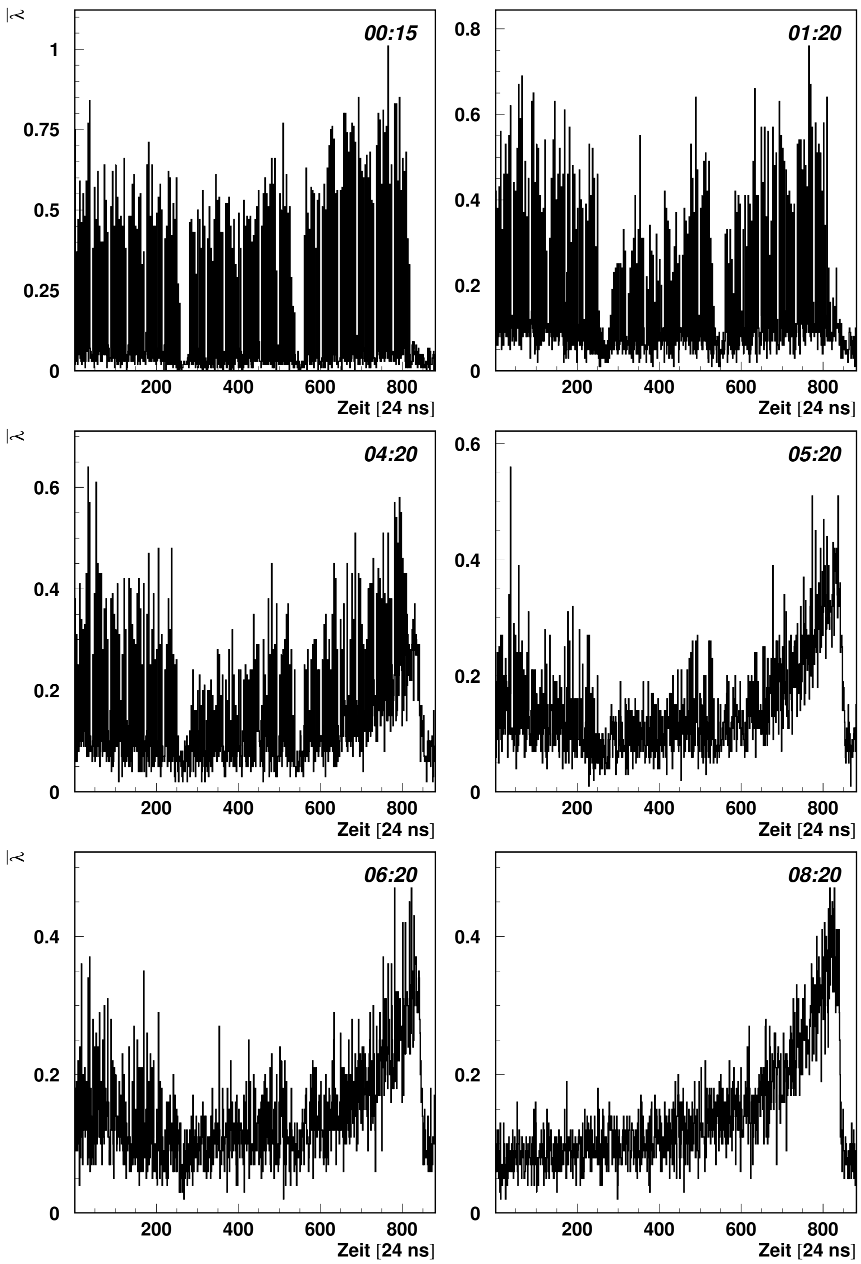

Abbildung 5.31: *Änderung der Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate bei eingeschaltetem Coasting Beam Kicker über einen Zeitraum von 8 Stunden. Obwohl die Wechselwirkungen von einem inneren Targetdraht erzeugt werden, zeigen sich am Ende ausschließlich Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen.*

Kapitel 6

Zusammenfassung

Mit dem HERA–B Target müssen Wechselwirkungsraten von 40 MHz erzeugt werden, um die für eine erste signifikante Messung der CP–Verletzung im B–System erforderliche Statistik zu erhalten. Damit ist die Wechselwirkungsrate eine der wichtigsten Führungsgrößen des Targets und ihre genaue Bestimmung von entscheidender Bedeutung.

Der HERA–B Detektor ist darauf ausgelegt, Ereignisse im zeitlichen Abstand der einzelnen Protonenbunche von 96 ns zu untersuchen. Ratenfluktuationen und Wechselwirkungen zwischen den gefüllten Protonenbunchen, die aufgrund einer Gleichstromkomponente im HERA Protonen–Ring beobachtet werden, schränken die Effizienz des Detektors erheblich ein.

Die Wechselwirkungsrate wird mit einem System von Szintillationszählern gemessen, die im Rahmen eines Zählratenexperimentes innerhalb des HERA–B Experimentes betrieben werden. Das dabei seit der Datennahmeperiode des Jahres 1994 eingesetzte eingesetzte Flash ADC–System erlaubt die Messung der zeitlichen Struktur der Wechselwirkungsrate auf dem Niveau des Abstandes der einzelnen Protonenbunche und ermöglicht somit eine genaue Untersuchung der Wechselwirkungen, die sich aufgrund der Gleichstromkomponente im Protonen–Speicherring ergeben.

Nach der Beschreibung des Aufbaus des Zählratenexperimentes wurde in dieser Arbeit zunächst eine Methode beschrieben, mit der die Wechselwirkungsrate des internen HERA–B Targets bestimmt wird. Grundlage ist dabei der Vergleich von Zählraten der eingesetzten Zählersysteme, durch den die absolute geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems a_{F1} berechnet wird. Die geometrische Akzeptanz des Teleskopzählersystems zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Targetmaterial und lag in der Datennahmeperiode des Jahres 1997 im Mittel bei 4 bis 5 %. In den Datennahmeperioden des Jahres 1998 und 1999 ergab sich aufgrund einer Positionsänderung der Teleskopzähler ein Wert von etwa 1 %.

Bei der Überprüfung der Auswirkungen inhomogener Wechselwirkungsbeiträge der einzelnen Protonenbunche auf die Ergebnisse der Anpassungsrechnung, mit der die Zählraten verglichen werden, zeigte sich, daß die Einführung einer effektiven Bunchcrossingrate R_{BX}^{eff} die Variation des Wechselwirkungsbeitrages λ_i einzelner Protonenbunche berücksichtigt. Die effektive Bunchcrossingrate R_{BX}^{eff} kann auf eine effektive Anzahl n_{eff} gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragender Bunche zurückgeführt werden. Die Größe n_{eff} wird aus der mit dem FADC–System gemessenen Verteilung des Wechselwirkungsbeitrags λ_i individueller Protonenbunche ermittelt. Für typische Luminositätsmeßreihen liegt der Wert für n_{eff} zwischen 140 und 160 Bunchen, in Meßreihen stark variierender Wechselwirkungsbeiträge ergeben sich teilweise Werte, die weit unter 100 Bunchen liegen. Die Effizienz des HERA–B Detektors, die für gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragende Protonenbunche am größten ist, wird dadurch erheblich eingeschränkt. Auf die numerische Berechnung der geometrischen Akzeptanz a_{F1} haben variierende Wechselwirkungsbeiträge der Protonenbunche keine Auswirkungen.

Die Existenz einer Gleichstromkomponente im HERA Protonen–Speicherring wurde beim Betrieb des HERA–B Targets entdeckt, da die mit dem FADC– und TDC–System gemessene zeitliche Struktur der Wechselwirkungsrate immer auch Wechselwirkungen mit den Drahttargets zeigt, die von Protonen zwischen den gefüllten Bunchen verursacht werden. Die Existenz der Gleichstromkomponente wurde anhand der Daten des HERA–B Vertexdetektors und der bei HERA eingesetzten Strommonitore überprüft und damit zweifelsfrei bestätigt. Sie wird als Coasting Beam Komponente bezeichnet und besteht aus Protonen mit Energieabweichung $\frac{\Delta E}{E} \neq 0$, die den durch das Hochfrequenzsystem vorgegebenen phasenstabilen Bereich des Proton–Ringes verlassen haben, sich aber noch innerhalb der Impulsakzeptanz des Speicherringes befinden.

Aufgrund der Energieabweichung der Coasting Beam Protonen ergibt sich durch die negative horizontale und vertikale Dispersion an der Stelle des HERA–B Targets eine transversale Verschiebung des Schwerpunktes der Coasting Beam Protonen. Direkt beobachtet wird die räumliche Verschiebung mit dem HERA–B Vertexdetektor, indirekt durch den bei konstanter Wechselwirkungsrate gemessenen unterschiedlichen Wechselwirkungsbeitrag der Coasting Beam Protonen auf den verschiedenen Targetdrähten, der für die äußeren Drähte am größten ist, gefolgt von dem der oberen, unteren und inneren Drähte.

Die Energieabweichung der Coasting Beam Protonen wurde ermittelt, indem Informationen über ihre transversale Verschiebung und ihre Abweichung von der Umlaufzeit der gebunchten Protonen ausgewertet wurden. Da die relative Bahnlängenänderung eines Coasting Beam Protons direkt mit seiner Energieabweichung zusammenhängt, wurde in einer Meßreihe die zeitliche Verschiebung der Drahtwechselwirkungen der mit dem Coasting Beam Kicker transversal angeregten Coasting Beam Protonen bestimmt. Aus rekonstruierten Vertizes, die aus den Daten des HERA–B Vertexdetektors ermittelt wurden, konnte in einer zweiten Messung die transversale Verschiebung des Wechselwirkungsortes der Coasting

Beam Protonen entlang der Targetdrähte berechnet werden, die aufgrund der Dispersion aus der Energieabweichung resultiert. Bei beiden Messungen lag die Energieabweichung der mit dem Target wechselwirkenden Coasting Beam Protonen zwischen der Separatrix von $\frac{\Delta E}{E} = 2...3 \cdot 10^{-4}$ und der Impulsakzeptanz des HERA Protonen–Ringes von $(5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$.

Bei konstanter Wechselwirkungsrate des HERA–B Targets wurde die Coasting Beam Produktionsrate $\frac{\Delta I_{CB}}{\Delta t}$ aus der dabei gemessenen Änderung des Bunchstromes I_{BX} der im HERA Protonen–Ring umlaufenden Protonenbunche abgeschätzt. Sie lag in dieser Messung zwischen 157 und 310 $\frac{\mu A}{h}$, einem Bereich, in dem die Coasting Beam Produktionsrate anderer Messungen ebenfalls zu finden ist. Die Akkumulationsrate der im Speicherring akkumulierten Coasting Beam Protonen beträgt dabei etwa 60 $\frac{\mu A}{h}$. Bestimmt wird sie aus dem seit Februar des Jahres 1999 regelmäßig gemessenen Gleichstromanteil I_{DC} im HERA Protonen–Ring. Das zeitliche Verhalten des davon auf den äußeren Targetdrähten wechselwirkenden akkumulierten Coasting Beam N_{akk} weist dabei auf eine mit der Zeit ansteigende Coasting Beam Produktionsrate hin. Dieses Verhalten kann durch die im Laufe einer Protonenfüllung zunehmende Bunchlänge erklärt werden, die mit dem HERA–Lopezmonitor gemessen wird. Mögliche Prozesse, aus denen die Zunahme der Bunchlänge resultiert, sind Intrabeam Scattering, Touschek–Streuung und Hochfrequenzrauschen. Dadurch erreichen im Laufe der Zeit immer mehr Protonen die Separatrix als Grenze des phasenstabilen Bereiches, weil dieser durch die longitudinale Strahlaufweitung immer weiter ausgefüllt wird. An der Separatrix reichen kleine Energieabweichungen aus, um die Protonen aus dem phasenstabilen Bereich zu transportieren. Als Folge steigt die Coasting Beam Produktionsrate mit der Zeit an. Eine Abhängigkeit der Produktionsrate von der Energie der Protonen wurde dabei nicht festgestellt.

Da es sich bei den Coasting Beam Protonen hauptsächlich um Protonen handelt, die Energie verloren haben, wird Proton–Synchrotronstrahlung mit einem Energieverlust von 10 eV pro HERA Umlauf für 920 GeV Protonen als dominierender Energieverlustmechanismus angenommen. Zusätzlich kann der Energieverlust im HERA–B Target dazu führen, daß Protonen die Separatrix kreuzen. Im allgemeinen können Coasting Beam Protonen, die den phasenstabilen Bereich verlassen haben, mehrere Stunden innerhalb des Speicherringes akkumuliert werden. Die Zunahme des akkumulierten Coasting Beam N_{akk} mit dem Alter der Protonfüllung bestätigt diese Überlegung. Dagegen existieren Coasting Beam Protonen, die durch Energieverlust im Target produziert werden, im Mittel nur etwa zwei Sekunden, da sie nach dieser Zeit mit dem Target reagieren. Konsistent sind diese Überlegungen mit der Beobachtung von Wechselwirkungen lang– und kurzlebiger Coasting Beam Protonen, aus denen sich die Coasting Beam Komponente im HERA Protonen–Ring zusammensetzt. Messungen mit dem FADC–System zeigen, daß etwa 75 % aller Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen von den durch Energieverlust im Target produzierten kurzlebigen Coasting Beam Protonen verursacht werden.

Die Effizienz des HERA–B Experimentes wird sowohl durch die zeitlich unkorrelierten Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen selbst als auch durch die damit zusammenhängenden teilweise sehr starken Ratenfluktuationen beeinträchtigt, die auch in den Untergrundraten der anderen HERA Experimente beobachtet werden. Zusätzlich wird ein Anstieg der Untergrundraten mit zunehmender Dauer der Luminositätsmeßreihen beobachtet, der mit der Produktion des Coasting Beam korreliert ist. Um die Zahl der im Protonen–Ring umlaufenden Coasting Beam Protonen zu verringern und die daraus resultierenden Beeinträchtigungen des Experimentierbetriebs zu minimieren, wird seit September des Jahres 1999 regelmäßig ein Coasting Beam Kicker eingesetzt, der die Coasting Beam Protonen innerhalb der Kickerlücke auf der Betatronresonanz transversal anregt. An Stellen mit großer transversaler Dispersion können Coasting Beam Protonen dann aufgrund ihrer Energieabweichung und der damit verbundenen zusätzlichen transversalen Ablage abgefangen werden. Zahlreiche Messungen haben gezeigt, daß es möglich ist, damit den akkumulierten Anteil des Coasting Beam zu reduzieren und die Untergrundbedingungen durch den Kickerbetrieb teilweise zu verbessern. Vielfach ergeben sich aber Probleme, die vom Betriebszustand des Coasting Beam Kickers abhängen. So bewirken Kabelreflexionen oftmals zusätzliche Anregungen der ersten gefüllten Bunche, die zu übermäßig starken Wechselwirkungsbeiträgen führen. Außerdem kann die transversale räumliche Verteilung der Coasting Beam Protonen durch die Anregung des Kickers zum Teil so stark aufgeweitet werden, daß die Wechselwirkungsrate selbst auf den inneren Targetdrähten ausschließlich von Coasting Beam Protonen mit negativer Energieabweichung verursacht wird.

Die Betriebserfahrung und eine Vielzahl von Messungen zeigen, daß die Coasting Beam Komponente im HERA Protonen–Speicherring und ihre Produktion zahlreichen Einflüssen und Abhängigkeiten unterliegt. Das Verständnis für die grundlegenden physikalischen Mechanismen, die sich vor allem durch den Betrieb des Speicherringes ergeben, wurde deshalb aus mehreren Einzelmessungen gewonnen. Für den Betrieb des Protonen–Ringes und der HERA Experimente wird es vor allem wichtig sein, die Produktion des Coasting Beam zu minimieren bzw. neben dem Einsatz und der Optimierung des Coasting Beam Kickers weitere Möglichkeiten zur effizienten Reduzierung des Gleichstromanteils zu finden.

Anhang A

Targetmaterialien der Jahre 1997 bis 1999

Tabelle A.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Targetmaterialien, die seit der Datennahmeperiode des Jahres 1997 in den angegebenen Meßperioden eingesetzt wurden.

	1997 21.2.–13.8.	**1997** 29.8.–31.10.	**1998** 12.7.–10.12.	**1999 (I)** 19.1.–2.5.	**1999 (II)** 9.7.–19.12.
Station I					
oben	Al	Al	Al	Al	Ti
unten	Al	Al	Ti	Ti	Ti
innen	Al	Al	Al	Al	Ti
außen	Al	C	Al	Al	Ti
Station II					
oben	Cu	Fe	Fe^{45^o}	Fe^{45^o}	Al
unten	Al	Ti	Al^{45^o}	Al^{45^o}	W
innen	Al	Ti	C–Bündel	C–Bündel	$C^{1000\,\mu m}$
außen	C	C	Ti	Ti	Ti (rund)

Tabelle A.1: *Die in den einzelnen Meßperioden der Jahre 1997 bis 1999 eingesetzten Targetmaterialien. Aufgrund des Austausches der Targets innerhalb der Datennahmeperiode des Jahres 1999 wird diese Datennahmeperiode in zwei Abschnitte unterteilt.*

Literaturverzeichnis

[1] E. Noether:
Invariante Variationsprobleme,
Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen **2**, 235 (1918)

[2] G. Lüders:
Proof of the TCP Theorem,
Ann. Phys. **2**, 1 (1957)

[3] W. Pauli:
Niels Bohr and the Development of Physics: Exclusion Principle, Lorentz–Group and Reflection of Space–Time and Charge,
Pergamon Press, London, 2nd edition, 1955

[4] J. H. Christenson et al.:
Evidence for the 2π Decay of the K_2^0,
Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)

[5] Particle Data Group:
Review of Particle Physics,
Eur. Jour. Phys. **C3**, 1 (1998)

[6] N. Cabibbo:
Unitary Symmetry And Leptonic Decays,
Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)

[7] M. Kobayashi und T. Maskawa:
CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction,
Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

[8] L. Wolfenstein:
Parametrization of the Kobayashi–Maskawa Matrix,
Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)

[9] J. L. Rosner:
CKM Matrix and Standard–Model CP Violation,
Nucl. Phys. Proc. Suppl. **59**, 1 (1997)

[10] T. Lohse et al. (HERA–B Kollaboration):
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

[11] H. Albrecht et al. (HERA–B Kollaboration):
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

[12] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration):
Observation of $B^0 - \overline{B^0}$ Mixing
Phys. Lett. **B192**, 245 (1987)

[13] V. Balagura et al.:
The possibility to observe B_s^0 oscillations at HERA–B
HERA–B internes Dokument 00–096

[14] I. I. Bigi:
D^0 Anti–D^0 Mixing And CP Violation In D Decays: Can There Be High Impact Physics In Charm Decays ?,
UND-HEP-89-BIG01, Given at Tau Charm Factory Workshop, Stanford, CA, May 23-27, 1989

[15] T. E. Browder:
Results On D^0 Anti–D^0 Mixing From E691,
In Les Arcs 1988, Proceedings, Electroweak interactions and unified theories, 287 (1988)

[16] E. Hartouni et al.:
HERA–B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring,
Design Report, DESY–PRC 95/01, Januar 1995

[17] ZEUS Kollaboration,
The ZEUS Detector,
Technical Proposal, DESY–HERA–ZEUS–1, März 1986

[18] H1 Kollaboration,
The H1 Detector at HERA,
DESY 93–103, Juli 1993

[19] HERMES Kollaboration,
A Proposal to Measure the Spin dependant structure functions of the neutron and the proton at HERA
DESY–PRC 90–01

[20] DESY,
Wissenschaftlicher Jahresbericht 1994,
Juni 1995

[21] M. Bieler,
persönliche Mitteilung

[22] M. Seidel:
The Proton Collimation System of HERA,
Doktorarbeit, DESY 94–103, Juni 1994

[23] M. Seidel:
Study of Background Caused by Scattering at the HERA–B Wire Target,
DESY HERA 95–04, 1995

[24] K. Ehret:
Summary of Cohabitation Task Force '96,
Vortrag auf dem HERA Koordinationsmeeting am 22.1.1997,
http://www–hera–b.desy.de/
subgroup/detector/target/documents/tfsum96.ps.gz

[25] S. Spratte:
HERA–B Target – Status, Results & Plans,
Plenarvortrag auf dem HERA–B Kollaborationsmeeting am 5.2.1998,
http://www–hera–b.desy.de/
subgroup/detector/target/target_98/documents/plenary.ps

[26] B. Holzer:
The HERA Run year 1997,
Vortrag auf dem HERA Betriebsseminar, Bad Lauterberg, Januar 1998

[27] F. Willeke:
HERA 1998,
Vortrag auf dem HERA Betriebsseminar, Bad Lauterberg, Januar 1998

[28] M. Funcke:
Alignement der HERA–B Targetmechanik,
Diplomarbeit, Dortmund, März 1999

[29] D. M. Jansen et al. (E789 Collaboration):
Measurement of the Bottom-Quark Production Cross Section in 800 GeV/c Proton-Gold Collisions,
Phys. Rev. Lett. **74**, 3118 (1995)

[30] T. Alexopoulos et al. (E771 Collaboration):
A measurement of the b anti-b cross section in 800-GeV/c proton silicon

interactions,
Phys. Rev. Lett. **82**, 41 (1999)

[31] W. Beenakker et al.:
QCD Corrections to Heavy Quark Production in Hadron–Hadron Collisions,
Nucl. Phys. **B351**, 507 (1991)

[32] R. Meng et al.:
Simple Formulae for the Order α_s^3 *QCD Corrections to the Reaction* $p+\overline{p} \to Q + \overline{Q} + X$,
Nucl. Phys. **B339**, 325 (1990)

[33] G. Altarelli et al.:
Total Cross–Sections for Heavy Flavour Production in Hadronic Collision and QCD,
Nucl. Phys. **B308**, 724 (1988)

[34] P. Nason, S. Dawson und R.K. Ellis:
Nucl. Phys. **B303**, 607 (1988), **B327**, 49 (1989), **B335**, 260 (1990)

[35] E. Laenen, J. Smith und W.L. van Neerven:
All Order Resummation of Soft Gluon Contributions to Heavy Quark Production in Hadron–Hadron Collisions,
Nucl. Phys. **B369**, 543 (1992)

[36] E.L. Berger und R. Meng:
Bottom Quark Cross–Sections at Collider and Fixed Target Energies at the SSC and LHC,
hep-ph/9308372

[37] J. Biel et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 1004 (1976)
Murthy et al., Nucl. Phys. **B92**, 269 (1975)
F. Fumuro et al., Nucl. Phys. **B152**, 376 (1979)
A.S. Carroll et al., Phys. Lett. **80B**, 319 (1979)
S.P. Denisov et al., Nucl. Phys. **B61**, 62 (1973)

[38] W. Hofmann:
A random collection of thoughts about the target,
Vortrag auf dem Target Subgroup Meeting am 3.2.1997

[39] O. Brüning:
An analysis of the long term stability of the particle dynamics in hadron storage rings,
DESY 94–085 (1994)

[40] T. Jagla:
Untersuchung der Target–Strahl Wechselwirkung im HERA–B Experiment,
Diplomarbeit, Dortmund, Oktober 1998

[41] C. Hast et al.:
Test of Internal Halo Targets in the HERA Proton Ring,
NIM **A354**, 224 (1995)

[42] F. Zimmermann:
Emittance Growth and Proton Beam Lifetime in HERA,
DESY 93–059 (1993)

[43] T. Lohse:
Simulationsprogramm zur Berechnung von Targeteffizienzen,
unveröffentlicht, 1993

[44] S. Spratte:
Untersuchung zu den Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA–B Experiment,
Diplomarbeit, Dortmund, März 1996

[45] F. Klefenz:
Die Hochfrequenz–Abschirmung des HERA–B Vertexdetektors,
Diplomarbeit, Heidelberg, Juni 1997

[46] S. Masciocchi:
Double sided mikrostrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment,
HERA–B internes Dokument 99–006

[47] R. Eckmann:
First Step toward a design of the the compensation coil (e^-–beam),
HERA–B internes Dokument 94–001

[48] K. Sinram et al.:
Status Report. HERA–B – Magnet + Compensation Coil System,
HERA–B internes Dokument 95–003

[49] T. Hott:
Entwicklung und Test großflächiger Mikro–Streifen–Gaskammern für das innere Spurkammersystem von HERA–B,
Dissertation, Heidelberg, September 1997

[50] R. Mankel:
How Deadly is a "Coasting Beam" for the HERA–B Outer Tracker ?,
HERA–B internes Dokument 99–007

[51] O. Igonkina et al.:
ECAL Performances for J/Ψ Reconstruction,
HERA–B internes Dokument 97–150

[52] O. Igonkina,
persönliche Mitteilung

[53] V. Saveliev:
The HERA–B Transition Radiation Detector,
NIM **A408**, 289 (1998)

[54] M. Buchler,
Simulationsergebnisse (unveröffentlicht), persönliche Mitteilung

[55] A. Gellrich, M. Medinnis:
HERA–B higher–level triggers: architecture and software,
NIM **A408**, 173 (1998)

[56] R.E. Kalman, Trans. ASME, J. Basic Engineering (1960)
R. Battin, Am. Rocket Soc. **32**, 1681 (1962)
R.E. Kalman und R.S. Bucy, Trans. ASME, J. Basic Engineering (1962)

[57] S. Scharein:
Die dritte Triggerstufe des HERA–B Experiments,
Doktorarbeit in Vorbereitung

[58] M. Reber:
Studium von Halo–Targets zur Erzeugung von Proton–Kern–Wechselwirkungen mit hoher Rate am HERA–Proton–Speicherring,
Diplomarbeit, Heidelberg, Januar 1994

[59] J. Rieling:
Studium eines Fadentargets im Protonenstrahl des HERA–Ringes,
Diplomarbeit, Heidelberg, 1994

[60] M. Funcke,
Simulationsergebnisse (unveröffentlicht), persönliche Mitteilung

[61] M. Bräuer:
Aufbau und Untersuchung der Eigenschaft des Targets für den HERA–B Detektor,
Diplomarbeit, Dortmund, April 1997

[62] Firma STRUCK:
STR750 – FADC–System, STR755 (FADC), STR751(Master),
Technical Manual

[63] G. Leffers:
Entwicklung einer neuen Ausleseelektronik fr das Cosmic-Ray-Tracking Projekt,
Diplomarbeit, Heidelberg, 1992

[64] Application Software Group (IT Division):
GEANT – Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library Long Writeup W5013

[65] S. Schaller:
Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA–B Experiments,
Diplomarbeit, Heidelberg, 1998

[66] V. K. Gupta et al.:
Target Mass Dependence Of Charged Particle Multiplicity In P Nucleus Interactions,
Z. Phys. **C10**, 29–36 (1981)

[67] A. Somov:
HERA–B Rate calibration and luminosity determination using ECAL Energy Sum,
HERA–B internes Dokument 00–076

[68] A. Somov,
persönliche Mitteilung

[69] G. Baki:
Untersuchung der Wechselwirkungsraten einzelner Protonenbunche mit dem HERA–B Target,
Diplomarbeit, Dortmund, April 2000

[70] K. Wille:
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen,
B. G. Teubner Stuttgart, 1992

[71] H. Wiedemann:
Particle Accelerator Physics Vol. 1,
Springer Verlag Heidelberg, 1993

[72] Mit freundlicher Genehmigung von T. Lohse

[73] B. Holzer,
persönliche Mitteilung

[74] A. Meseck,
HERA Accelerator Studies 1999,
DESY HERA 00–02, 50 (2000)

[75] A. Meseck,
persönliche Mitteilung

[76] Diskussion der Dispersionsmessungen im Rahmen des HERA Beschleunigerphysik Seminar, Mai 2000

[77] D. Heins et al.,
The Transverse Damping System with DSP PLL Tune Measurement for HERA P,
DESY M 96–21, September 1996

[78] C. Montag:
HERA Accelerator Studies 1999,
DESY HERA 00–02, 98 (2000)

[79] R. Neumann,
persönliche Mitteilung

[80] G. Lopez, J. R. Maidment und J. Speth,
Observation of proton bunch behavior in HERA,
In *Hamburg 1992, Proceedings, High energy accelerators, vol. 1* 251-253.
(Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 251-253) und
DESY HERA 92-19 (92/08,rec.Oct.) 16-18

[81] F. Willeke:
HERA Status and Plans,
HERA–Experimente Koordinations Meeting, April 2000

[82] T. Linnecar,
The High Frequency Longitudinal And Transverse Pickups Used In The SPS,
IEEE Trans. Nucl. Sci. **26**, 3409 (1979)

[83] J. Durand,
A new wall current monitor for the PS,
PS/PSR/Note 85–17 (1985)

[84] K. Ehret et al.:
Observation of Coasting Beam at the HERA Proton–Ring,
DESY 00–018, Januar 2000

[85] J. Klute,
persönliche Mitteilung

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit angelangt, möchte ich mich bei den vielen Menschen bedanken, die mich auf meinem Weg begleitet und zum guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meiner lieben Christine für ihre Geduld bedanken, mit der sie mich und meine Launen oftmals ertragen mußte. Ohne ein großes Maß an Verständnis ist so etwas wohl nicht möglich. Außerdem hat sie mir immer vor Augen gehalten, daß es noch wichtigeres gibt als Targets und Coasting Beam.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die interessante Themenstellung und die Möglichkeit, diese Arbeit am DESY in Hamburg anzufertigen.

Bei Herrn Prof. Dr. T. Weis bedanke ich mich für das Interesse an dieser Arbeit und die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Die hervorragende Arbeitsatmosphäre und Zusammenarbeit innerhalb des Targetteams hat die Grundlage für diese Arbeit geschaffen. Dafür gilt mein Dank den Mitgliedern des Targetteams: Meinen beiden Zimmerkollegen Selim und Georg, sowie Mitch, Funcky, Klaus, Christopher, Vladimir und Yuri.

Klaus sei an dieser Stelle besonders gedankt. Er hat nicht nur den Überblick, der einem oftmals abhanden kommt, wenn man sich intensiv mit einem kleinen Teil eines großen Problems beschäftigt. Er war auch immer ein Ansprechpartner und hat mir dadurch vor allem zum Ende dieser Arbeit sehr geholfen. Unsere zahlreichen Diskussionen haben wichtige Denkanstöße geliefert und mein Wissen erheblich erweitert. Trotz viel eigener Arbeit hat er auch das Korrekturlesen dieser Dissertation übernommen.

Durch die sehr gute Zusammenarbeit mit den vielen Maschinenphysikern des HERA Speicherringes waren zahlreiche Messungen möglich, deren Ergebnisse erheblich zum Verständnis des Coasting Beam beigetragen haben. Dabei sei vor allem Jens Klute für den Aufbau des Coasting Beam Kickers und Christoph Montag für seinen Einsatz bei den Messungen mit diesem Kicker gedankt. Mit Mark Lomperski und Georg Hoffstätter habe ich nicht nur unzählige Diskussionen bezüglich des Coasting Beam Phänomens geführt, sie haben auch meine Fragen in Bezug auf den Protonen–Speicherring immer bereitwillig beantwortet.

Bedanken möchte ich mich in diesem Zusammenhang auch bei Bernhard Holzer, der mir die Betriebsstatistik des HERA Protonen–Ringes zur Verfügung gestellt hat.

Das Dortmunder Konstruktionsbüro und die mechanische Werkstatt haben bei der Entwicklung und beim Bau des HERA–B Targets hervorragende Arbeit geleistet. Ohne die Zuverlässigkeit der Targetmechanik hätten mir wohl viel weniger Daten zur Analyse zur Verfügung gestanden. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch unseren Schichtbesatzungen, durch deren Einsatz die mir zur Verfügung gestandene Datenmenge erst möglich wurde.

Unverzichtbar für den reibungslosen Ablauf des Targetbetriebs ist auch die Zusammenarbeit mit den Experimenten H1, ZEUS und HERMES, für die ich mich an dieser Stelle bei den entsprechenden Schichtbesatzungen ebenfalls bedanke.

Meinem Freund Matthias danke ich für sein Engagement in Sachen Targetmechanik, deren Installation in den zahlreichen Tagen und Nächten durch seine Anwesenheit und seinen Ideenreichtum nicht nur vereinfacht wurde, sondern auch sehr viel Spaß gemacht hat. Die Tradition unserer Schottlandurlaube und Motorradtouren wird auch in Zukunft hoffentlich bestehen.

Ein letzter Gedanke geht an meinen lieben Onkel, der leider viel zu früh verstorben ist. Ihm ist diese Arbeit gewidmet.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft und Technologie unter der Vertragsnummer 05 7DO 55P gefördert.