ENTWICKLUNG DES TARGET-STEUERSYSTEMS FÜR DAS HERA-B-EXPERIMENT

UND UNTERSUCHUNG DER EIGENSCHAFTEN DES TARGETBETRIEBS AM HERA-SPEICHERRING

Vom Fachbereich Physik der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte
DISSERTATION

von
Selim İşsever
aus Mersin

Dortmund, Januar 2001

Lies im Namen deines Herrn, Der erschuf.
Er erschuf den Menschen aus einem Blutklumpen.
Lies; denn dein Herr ist Allgütig.
Der mit dem Schreibrohr lehrt,
lehrt den Menschen, was er nicht wußte.

Koran (96:1–5)

Meinen lieben Schwestern.

Inhaltsverzeichnis

Prolog

Die Geschichte der Naturwissenschaften beginnt im sechsten Jahrhundert vor Christus mit den Philosophen von Milet[1]: Thales[2], Anaximander[3] und Anaximenes[4]. Diese waren die ersten, die die Vorgänge in der Natur nicht auf einen Akt göttlicher “Willkür”, sondern auf das Ursache/Wirkungs Prinzip zurückführten. Es existieren von ihnen z. B. Theorien über die Entstehung von Erdbeben[5] und Blitzen[6], welche den physikalischen Tatsachen, wie wir sie heute kennen, erstaunlich nahe kommen [Han70, Fow96].

Darüber hinaus versuchten sie die Existenz und Materie auf eine Ursache und wenige elementare Bausteine zurückzuführen. Bei Thales ist Wasser der Ausgangspunkt und Grund aller Dinge[7] [Han70]. Aufgrund des fehlenden mathematischen Unterbaus hatten deren Theorien jedoch nur geringe quantitative Aussagekraft und ihre experimentellen Methoden beschränkten sich nur auf die unmittelbare Beobachtung der Natur. Damit war ein Bestätigen oder Widerlegen der Theorien nur sehr eingeschränkt möglich.

Viele der damaligen Unzulänglichkeiten existieren heute nicht mehr, jedoch noch immer die Frage nach dem Aufbau und Ursprung der Materie. Diese Frage zu beantworten hat sich die Elementarteilchenphysik zur Aufgabe gemacht. Mit Hilfe der modernen Mathematik können präzise Theorien formuliert werden, die mit zum Teil technisch äußerst aufwendigen Experimenten überprüft werden.

---

[1] Griechische Stadt an der kleinasiatischen Küste (heutiges Gebiet der Türkei).

[2] Thales (624–546 v. Chr.) wird als erster Philosoph anerkannt und gehört zu den Sieben Weisen der Antike. Ihm wird die “Entdeckung der Natur” zugeschrieben [Han70, Fow96, Wil96].

[3] Anaximander (610–ca. 546 v. Chr.): Schüler des Thales. Anaximander hat als erster versucht die Karte der damals bekannten Welt zu zeichnen. Er hat die Bewegung der Sterne um den Polar Stern entdeckt und wegen der Änderung der Sternenpositionen bei Reisen eine gekrümmte Erdoberfläche gefordert. Bei ihm ist die Oberfläche jedoch zylindrisch. Eine weitere Theorie, die auf Anaximander zurückgeführt werden kann, ist, daß Leben seinen Ursprung im Wasser hatte [Han70, Wil96].

[4] Anaximenes (ca. 570–ca. 500 v. Chr.): Schüler des Anaximanders. Über Anaximenes ist nur wenig bekannt. Er war jedoch der erste, der zwischen Planeten und Sternen unterschied [Han70, Wil96].

[5] Die Erde ist eine flache Scheibe, die auf einem Ozean schwimmt. Nach Thales sind Erdbeben auf schweren Seegang zurückzuführen. Die bis dahin gängige Theorie war, daß sie durch den Gott des Meeres—Poseidon—erzeugt wurden, wenn dieser erzürnte [Fow96].

[6] Blitze entstehen, wenn Wolken zerbrechen (Anaximander). Die bis dahin gängige Theorie führte Blitze auf Zeus, den Oberhaupt der griechischen Götter, zurück [Fow96].

Allen Theorien ist noch immer die Idee gemein, daß sich alles Seiende auf wenige Grundlagen zurückführen läßt: wenige elementare Bausteine und möglichst nur eine allgemeine Wechselwirkung zwischen diesen.

Das Standardmodell ist in diesem Bestreben die zur Zeit erfolgreichste Theorie. Es gibt keine experimentellen Resultate, die diesem Modell widersprechen. Nach ihm sind die fundamentalsten Bausteine der Materie Quarks und Leptonen, von denen je sechs Sorten existieren und die sich in drei Generationen ordnen [HM84]:

	Generation			
	1	2	3	Ladung
Quarks	u	c	t	$+2/3$
	d	s	b	$-1/3$
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1: Tabelle der Elementarteilchen.

Zu jedem dieser Bausteine existiert noch ein Partner mit genau den entgegengesetzten Eigenschaften: sein Antiteilchen[7].

Aber auch das Standardmodell ist letztendlich nicht zufriedenstellend, da es auf 24 "elementaren" Bausteinen beruht, deren viele Parameter—z. B. Massen und Ladungen—willkürlich sind. Zudem besitzen sie eine innere Ordnung (siehe Tabelle), die einen Aufbau durch noch elementarere Teilchen vermuten läßt. Von den bekannten drei Wechselwirkungen läßt sich eine im Rahmen des Standardmodells nicht beschreiben und die anderen beiden sich nicht auf eine Gemeinsame zurückführen. Daher wird sie nicht als allumfassende Theorie angesehen, und es ist wichtig ihre Schwachstellen aufzuspüren.

Das Standardmodell ist eine lokale Eichtheorie; Symmetrien und ihre dazugehörigen (Eich-) Transformationen spielen eine wichtige Rolle in ihr: 1917 bewies die Mathematikerin Emmi Noether, daß zu jeder Eichtransformation eine Erhaltungsgröße gehört. Die Umkehrung dieses Satzes—zu jeder Erhaltungsgröße gehört eine Symmetrie mit ihrer dazugehörigen Transformation—gilt auch. So ist z. B. die zuvor bekannte Energieerhaltung auf die Unveränderlichkeit der physi-

---

[6] Laut Anaximander besteht die Materie aus "apeiron", einer unbeobachtbaren, unendlichen, mystischen, nicht materiellen Substanz. Sie ist gleichzeitig Anfang und Ende aller seienden Dinge. Anaximenes wiederum vertritt die Ansicht, daß alle Dinge aus Luft (materiell) bestehen, welches in vier verschiedenen Aggregatzuständen existiert: Feuer (verdünnte Luft), Luft, Wasser (verdichtete Luft) und Erde (weiter verdichtete Luft) [Wil96].

[7] Antiteilchen haben die gleiche Masse, jedoch umgekehrte Ladungen wie die ursprünglichen Teilchen.

kalischen Gesetze zurückzuführen [LL69]: egal, ob ein Versuch jetzt oder später durchgeführt wird, ihr Ausgang bleibt gleich. Dieses ist die Invarianz gegenüber Zeittranslationen, eine kontinuierliche Transformation.

Neben diesen existieren auch diskrete Transformationen. Die drei fundamentalen sind:

- Die P-Transformation/Parität: Spiegelung an dem Koordinatenursprung; d. h. Betrachtung der physikalischen Vorgänge in einer Spiegelwelt.
- Die T-Transformation: Umkehr der Zeitrichtung. In der klassischen Mechanik kann zwischen beiden Zeitrichtungen nicht unterschieden werden. Jedoch brechen thermodynamische Prozesse—z. B. die Ausdehnung des Universums—die T-Erhaltung. Diese Brechung der T-Parität geschieht auf makroskopischer Skala.
- Die C-Transformation: Spiegelung der Teilchenart, d. h. Teilchen werden gegen ihre entsprechenden Antiteilchen ausgetauscht.

Ein sehr allgemeines Theorem besagt, daß die kombinierte Anwendung der C-, P- und T-Transformation die physikalischen Gesetze nicht ändert [Pau55, Lüd57]. Das Standardmodell wie auch alle anderen lokalen Eichtheorien genügen diesem Theorem. Es wird nicht angenommen, daß eine konsistente lokale Eichtheorie formuliert werden kann, die nicht CPT-invariant ist. Über die alleinige C-, P- oder T-Transformation wird keine Aussage gemacht.

Dennoch war die Entdeckung der Paritätsverletzung 1957 beim Betazerfall überraschend für die Physikwelt [W^+57]. Sie wird auf die Eigenart der Natur zurückgeführt, daß die Wechselwirkung von Teilchen und Antiteilchen unterschiedlich sind. Dieser bis dahin nicht beachtete Freiheitsgrad ließ sich konsistent in das Standardmodell einbauen und da die kombinierte CP-Transformation erhalten blieb, war das Modell immer noch intuitiv verständlich.

1964 wurde ein sehr kleiner Effekt im System der neutralen Kaonen festgestellt: Die CP-Verletzung in der Schwachen Wechselwirkung [C^+64]. Dieses System ist bis heute das einzige, in dem die CP-Verletzung beobachtet wurde. Zwar ließ sie sich auch ins Standardmodell einbauen, jedoch wurde dazu die dritte Teilchengeneration benötigt und ein weiterer freier Parameter festgesetzt: die komplexe Phase θ einer unitären 3×3 Matrix[8], die die ursprüngliche Basis der Quarks (siehe Tabelle 1) in eine neue transformiert; die Quarks in dieser Basis sind diejenigen, die schwach wechselwirken[9]. Teilchen und Antiteilchen werden jeweils durch eigene 3×3 Matritzen transformiert, die sich durch Konjugation auseinander ergeben. Wegen der komplexen Phase sind diese und somit die Transformation von Teilchen und Antiteilchen nicht identisch. Damit ist ihre Zusammensetzung

---

[8] Die sogenannte CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) Matrix [KM73].

[9] Für Leptonen existiert ein entsprechender Formalismus. Die zugehörige Matrix ist hier die sogenannte MNS (Maki-Nakagana-Sakata) Matrix.

aus Quarks der ursprünglichen Basis verschieden[10]. Da der Unterschied jedoch nur in einer Phase besteht und somit keine direkt meßbare Größe darstellt, kann er nur in einem Interferenzversuch gemessen werden.

Nach der Festlegung der komplexen Phase hat die Transformations-Matrix keine weiteren freien Parameter, ist aber aufgrund ihrer Unitarität festen Bedingungen unterworfen, die man zum Test des Standardmodells benutzen kann. Die dafür notwendigen Experimente können mit den schwersten Elementarteilchen durchgeführt werden. Sie sind unter anderem in den sogenannten B-Mesonen enthalten, welche eine hervorragende Möglichkeit darstellen, das Standardmodell nach strengen Maßstäben zu testen. Darüberhinaus wären sie das zweite System, in dem die CP-Verletzung beobachtet würde. Die vorhergesagten Effekte sind hier viel größer als im Kaonen System.

Die Etablierung der CP-Verletzung hat weitreichende Folgen, von denen einige sogar über die Elementarteilchenphysik hinausgehen:

Im Universum existiert mehr Materie als Antimaterie. Es ist unmöglich dieses Ungleichgewicht nur mit symmetrischen, physikalischen Gesetzen zu erklären und jede kosmologische Theorie, die den Ursprung von Materie beschreibt verlangt, neben anderen Bedingungen, auch die CP-Verletzung [Sak67]. Mit der CP-Verletzung wird also ein Band vom kleinsten zum größten in der Physik gespannt.

Daher ist die CP-Verletzung im B-System zur Zeit eine der interessantesten Forschungsgebiete der Physik, zu dessen Erforschung auch das HERA-B-Experiment beitragen will.

Die benötigten B-Mesonen werden bei HERA-B in Proton-Nukleon-Reaktionen erzeugt. Der Vorteil ist, daß eine große Vielfalt an B-Mesonen mit jeweils hoher Statistik erzeugt wird und damit das Standardmodell auf viele Arten präzisen Test unterworfen werden kann.

Diese Arbeit ist im Rahmen des HERA-B-Experimentes entstanden. Sie befaßt sich mit der Komponente des Detektors, die für die Proton-Nukleon-Reaktionen verantwortlich ist: dem HERA-B-Target. Im nächsten Kapitel wird das HERA-B-Experiment vorgestellt und die Arbeit in diesen Rahmen eingeordnet.

---

[10] Man spricht in diesem Zusammenhang von “(Quark-)Mischung”.

Kapitel 1

Einleitung

Das HERA-B-Experiment ist in der westlichen Experimentierhalle der Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) aufgebaut. Sein primäres Ziel ist die Messung der CP-Verletzung im B-System. Die dafür benötigten B-Hadronen werden in inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugt: Die auf 920 GeV beschleunigten Protonen von HERA werden mit einem feststehenden Ziel—einem sogenannten Fixed-Target—zur Wechselwirkung gebracht:

$$pN \to b\bar{b} + X \to B\overline{B} + X' \tag{1.1}$$

Aufgrund der paarweise erzeugten b-/$\bar{b}$-Quarks, existiert in jedem Ereignis zu jedem B-Hadron auch ein $\overline{B}$-Hadron.

Bei der HERA-Protonenenergie von 920 GeV wird jedoch nur etwa jede 10^6-te Proton-Nukleon-Wechselwirkung auch tatsächlich b-Quarks erzeugen; die übrigen Wechselwirkungen können nicht zum Studium des B-Systems verwendet werden und stellen in erster Linie Untergrund dar. Wegen dieses ungünstigen Signal-/Untergrundverhältnisses müssen die untersuchten Ereignisse eine besonders klare Signatur aufweisen. Ein Zerfall, der eine solche Signatur aufweist und geeignet ist, die CP-Verletzung zu studieren, ist der sogenannte "Goldene Zerfall":

$$\begin{array}{lllll} B^0 & \to & J/\Psi\ K^0_S & \to & l^+l^-\ \pi^+\pi^- \qquad \text{(Zerfallsrate } R\text{)} \\ \overline{B^0} & \to & J/\Psi\ K^0_S & \to & l^+l^-\ \pi^+\pi^- \qquad \text{(Zerfallsrate } \overline{R}\text{)} \end{array} \tag{1.2}$$

Der Endzustand $J/\Psi\ K^0_S$ ist für beide Zerfälle derselbe, und es ist nicht möglich aus diesem auf den Anfangszustand zu schließen und damit die Zerfallsraten R und $\overline{R}$ zu bestimmen. Da aber die B-Hadronen immer paarweise als Teilchen/Antiteilchen erzeugt werden, kann das jeweils andere Hadron zur Identifikation des den "Goldenen Zerfall" induzierenden B-Hadrons benutzt werden. Dieser Vorgang wird als "Tagging"[1] bezeichnet.

---

[1] tagging: engl. kennzeichnen.

Die Anfangszustände B^0 und $\overline{B^0}$ des “Goldenen Zerfalls” können, bevor sie zerfallen, ineinander übergehen. Sie oszillieren mit einer Frequenz x_d, die von der Massendifferenz beider Teilchen abhängt, zwischen beiden Zuständen [A+87]. Erst in dieser Oszillation interferieren Teilchen und Antiteilchen und die für die CP-Verletzung verantwortliche Phase θ der CKM-Matrix (siehe Seite VII) wird meßbar.

Bei HERA-B wird θ nicht direkt bestimmt, sondern die abgeleitete Größe β gemessen. Sie tritt als Winkel in den Unitaritätsbedingungen der CKM-Matrix auf und ist nur ungleich Null, falls θ ungleich Null ist—also CP-Verletzung auftritt. β läßt sich durch die Bildung der Asymmetrie A von R und $\overline{R}$ berechnen. Sie hängt von der Flugzeit t des B-Hadrons ab:

$$A(t) = \frac{R - \overline{R}}{R + \overline{R}} = \sin 2\beta \sin x_d t \tag{1.3}$$

Falls gezeigt werden kann, daß sich die Zerfallsraten R und $\overline{R}$ unterscheiden, ist die CP-Verletzung im B-System bewiesen. Der Wert für $\sin 2\beta$ wird auf 0.7 geschätzt [CPRS00] und soll im HERA-B-Experiment mit einer Genauigkeit von 0.1–0.15 bestimmt werden. Um diese Genauigkeit zu erreichen, sind etwa 1000 rekonstruierte “Goldene Zerfälle” nötig [L+94].

Berücksichtigt man die Verzweigungsverhältnisse für den “Goldenen Zerfall” und die Tatsache, daß nur etwa jeder zehnte “Goldene Zerfall” vom HERA-B-Detektor mit ausreichender Information rekonstruiert werden kann, so werden je verwertbarem “Goldenen Zerfall” $3 \cdot 10^{11}$ primäre Proton-Nukleon-Wechselwirkungen benötigt [A+92]. Um diese innerhalb eines “HERA-Jahres” von ca. 10^7 Sekunden zu erzeugen, muß die Rate der primären Proton-Nukleon-Wechselwirkungen 30–40 MHz betragen.

Die Protonen von HERA passieren das Target in Paketen—im folgenden Bunche[2] genannt—mit einem Abstand von 96 ns. Damit ergibt sich für die Protonenbunchfrequenz von HERA ein Wert von etwa 10 MHz. Diese ist einen Faktor drei bis vier kleiner als die geforderte Wechselwirkungsrate und daher müssen mit jedem Protonenbunch mehrere primäre pN-Wechselwirkungen erzeugt und der HERA-B-Detektor im 10 MHz-Takt ausgelesen werden. Bei jedem Auslesezyklus müssen aus den ca. 200 Spuren im Detektor die relevanten gefunden und deren Parameter rekonstruiert werden.

Der HERA-B-Detektor ist der erste einer neuen Generation von Detektoren, die in einem solch technisch schwierigen Umfeld betrieben werden. Zur Bewältigung der hohen Raten und Teilchenflüße sind neue Teilchendetektoren und eine sehr schnelle Elektronik nötig.

---

[2] bunch: engl. Bündel.

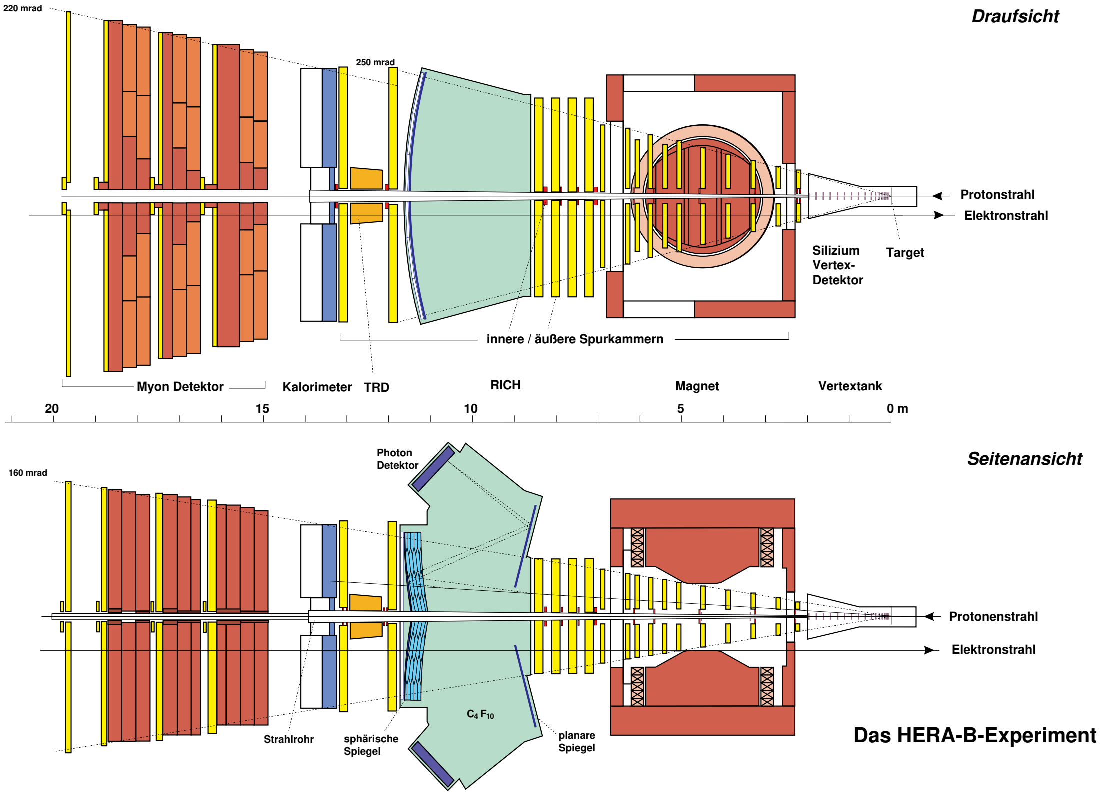


Abbildung 1.1: Schemazeichnung des HERA-B-Detektors.

1.1 Der HERA-B-Detektor

Der HERA-B-Detektor ist auf die Erkennung des “Goldenen Zerfalls” optimiert. Dessen Signatur ergibt sich aus den zwei Leptonen des J/Ψ-Zerfalls und den zwei Pionen des K_S^0-Zerfalls. Es müssen also je zwei Leptonen und Pionen mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen und jeweils gemeinsamem Vertex gefunden werden, deren invariante Massen im Bereich der J/Ψ- bzw. K_S^0-Masse liegen.

Dazu ist es notwendig, Elektronen, Myonen, Pionen und für das Tagging Kaonen zu identifizieren und deren Vertices und invariante Massen zu bestimmen. Die Flugzeit des B-Hadrons wird aus der Position seines Zerfallsvertexes relativ zu seinem Entstehungsort—dem Target—ermittelt.

Diese Anforderungen führen zu dem in Abbildung 1.1 skizzierten Aufbau des HERA-B-Detektors.

Elektronen werden im Kalorimeter und im Bereich hoher Teilchendichten im Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) identifiziert. Die Trennung der Kaonen von Elektronen und Pionen erfolgt im Cherenkov-Zähler (RICH). Myonen werden im Myonensystem identifiziert. Zur Bestimmung der Impulse dient das Spurkammersystem im Zusammenspiel mit dem Magneten. Eine weitere Aufgabe des Spurkammersystems ist es, die identifizierten Teilchen zur Vertexbestimmung mit den Spuren im Vertexsystem zu verknüpfen. Detailliertere Informationen über den HERA-B-Detektor und seinen Komponenten finden sich in [A$^+$92, L$^+$94, H$^+$95, L$^+$00].

Das Target besteht aus dünnen Drähten, die an den Rand des Protonstrahls gehalten werden. Protonen, die diese durchqueren, wechselwirken inelastisch mit den Kernen des Targetmaterials und erzeugen die zu beobachtenden pN-Wechselwirkungen. Eine detaillierte Beschreibung des Targets findet sich in Kapitel 4 dieser Arbeit.

1.2 Ziele der Arbeit

Das Target ist ein wichtiger Bestandteil des HERA-B-Experiments und muß vielfältigen Anforderungen gerecht werden, die einerseits von HERA-B selbst stammen, aber auch von HERA und den anderen Experimenten, die am HERA-Speicherring aufgebaut sind. Viele dieser Anforderungen können nicht alleine durch das Design des Targets erfüllt werden und es bedarf eines Steuersystems, um allen zu genügen.

Schon 1992 begannen Tests, um ein Drahttarget in HERA zu betreiben. Der erste Versuch einer automatischen Steuerung wurde 1993 durchgeführt [H$^+$94] und bis 1996 wurde die erste Version eines Kontrollsystems entwickelt [Iss96], welches den grundlegenden Betrieb des Targets garantierte. Es wurde gezeigt, daß der parallele Betrieb eines Drahttargets mit den anderen Experimenten unter den angestrebten Bedingungen prinzipiell möglich ist. Aus dieser Zeit stammen viele wichtige Erkenntnisse über das Target und seinen Betrieb in HERA. Jedoch war das bis dahin benutzte Steuersystem in erster Linie nur Experten vorbehalten und wies in Details Schwachstellen auf.

Mit den damals gewonnen Erfahrungen wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein neues Kontrollsystem für den Routinebetrieb entwickelt. Viele der damaligen Ansätze wurden verbessert und Sicherheit und Betriebseffizienz waren entscheidende Designkriterien. Seine Automatiken wurden in Teilen verbessert und neu entwickelt.

Das Verständnis des Targetbetriebs in HERA und das Zusammenspiel zwischen Protonstrahl und Drahttarget sind weitere Schwerpunkte dieser Arbeit. Es wurde untersucht, ob das Target die an ihn gestellten Anforderungen auch im Routinebetrieb erfüllen kann. Daher beschränken sich die Analysen nicht nur auf einzelne Messungen, sondern beziehen die Messungen von zwei Jahren Targetbetrieb ein, um so statistisch relevante Ergebnisse zu erhalten.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kapitel 2 gibt einen Einblick in die Grundlagen der Strahlphysik, die für das Verständnis der Targetoperation am Protonstrahl wichtig ist. In Kapitel 3 wird der Speicherring HERA beschrieben und erste Voruntersuchungen werden präsentiert.

Kapitel 4 und 5 beschreiben das Target und sein Kontrollsystem. Es werden die Anforderungen an diese Systeme erarbeitet und erste Analysen an ausgewählten Messungen präsentiert, die untersuchen, wie gut die Anforderungen erfüllt werden können.

Die in den Analysen dieser Arbeit benutzten Daten werden Kapitel 6 vorgestellt.

In Kapitel 7 wird der Targetbetrieb der Jahre 1999 und 2000 an HERA untersucht. Das Hauptgewicht liegt hierbei in der Messung grundlegender Betriebsparameter wie z. B. die freie Apertur in HERA und Betriebsposition des Targets. Weitere Analysen schließen die Targeteffizienz und die Fahrgeschwindigkeit des Targets ein.

In Kapitel 8 wird die Ratenstabilität untersucht. Die zugrundeliegenden Daten stammen ebenfalls aus den Jahren 1999 und 2000. Es werden viele systematische Abhängigkeiten untersucht. Weitere Analysen beinhalten die Messungen der Protonendichteverteilung an der Stelle des Targets und deren gezielte Veränderung.

Das abschließende Analysekapitel 9 beschäftigt sich mit dem Mehrdrahtbetrieb und ob die Anforderungen auch in diesem Modus erfüllt werden können.

Eine Zusammenfassung, Kapitel 10, schließt die Arbeit ab.

Kapitel 2

Grundlagen der Beschleunigerphysik

Das Target stellt mit seinen Drähten das mechanisch naheste Element zum Protonstrahl dar. Es berührt ihn quasi und hat damit einen direkten Einfluß auf ihn. Umgekehrt hängen viele seiner Eigenschaften von denen des Strahls ab, die letztendlich von der Bewegung der Protonen im Strahl bestimmt sind. Die Beschleunigerphysik stellt einen Formalismus bereit, mit dem diese effizient beschrieben und berechnet werden können. Um den Betrieb und die Funktionsweise des Targets besser verstehen zu können, ist daher ein grundlegendes Verständnis der Beschleunigerphysik nötig. Die wichtigsten Grundlagen werden in diesem Kapitel eingeführt. Eine sehr gute Einführung in dieses Thema bietet [Wil92].

Viele der dargestellten Zusammenhänge gelten im allgemeinen für Beschleuniger; jedoch wird im folgenden ein Speicherring für Hochenergiephysik-Experimente, wie es HERA ist, als Grundlage der Diskussion dienen. Die Grundanforderung an solche Beschleuniger ist es, möglichst viele Wechselwirkungen bei möglichst hoher Energie zu erzeugen. Die beschleunigten Teilchen müssen dabei elektrisch geladen sein, da nur die elektromagnetische Wechselwirkung zum einen ausreichend stark ist, um die geforderten Energien und Kräfte zu übertragen und zum anderen eine genügend große Reichweite besitzt, um sie technisch zu nutzen.

Elektrische Felder werden zum Beschleunigen der Teilchen eingesetzt und magnetische, um sie auf die gewünschte Bahn zu lenken. Entlang der Bahn sollte ein gutes Vakuum herrschen, damit die Teilchen nicht durch Streuung an Luft verloren gehen. Daher laufen sie innerhalb einer Vakuumkammer um.

Im folgenden werden zunächst die Bewegungsgleichungen der Teilchen im speziellen Koordinatensystem des Beschleunigers hergeleitet. Danach wird die lineare Strahloptik beschrieben, in der wichtige Begriffe wie die Dispersion, die Betafunktion und -amplitude und die Tune eingeführt werden. Das Kapitel schließt mit Betrachtungen der weiteren Strahlphysik ab, die für das Verständnis des Targetbetriebs wichtig sind.

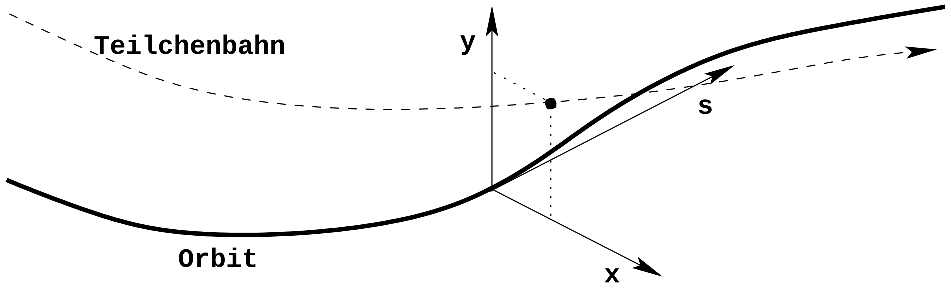


Abbildung 2.1: Mitbewegtes Koordinatensystem in der Beschleunigerphysik.

2.1 Teilchenbewegung im Beschleuniger

Die erste Aufgabe beim Entwurf eines Beschleunigers ist es die Bahn der Teilchen festzulegen. Diese Bahn, auf der ein ideales Teilchen umläuft, wird Orbit genannt. Im Fall eines Speicherings ist es eine geschlossene Linie, bei deren Festlegung verschiedene Kompromisse eingegangen werden müssen: Zum Beispiel ist es wünschenwert, daß der Beschleuniger möglichst kompakt ist, d. h. einen kleinen Radius hat. Insbesondere für Elektronen gilt jedoch, je kleiner der Radius ist, desto mehr Energie strahlen sie ab, welches in Konkurrenz mit der Anforderung nach hoher Energie steht. Bei Protonen sind die erreichbare Magnetfeldstärke und die relativistische Massenzunahme die Begrenzung. Die heutigen Beschleuniger erreichen daher Dimensionen im Bereich $\mathcal{O}(1\,\mathrm{km})$.

Im Gegensatz dazu betragen die Abweichungen realer Teilchen vom Orbit üblicherweise nur $\mathcal{O}(1\,\mathrm{mm})$. Ein statisches Koordinatensystem ist daher nicht geeignet, um die Bahnen realer Teilchen zu beschreiben. Statt dessen wird ein Koordinatensystem eingeführt, welches sich mit dem idealen Teilchen mitbewegt. Ein solches befindet sich nicht nur zu jedem Zeitpunkt auf dem Orbit, sondern hat auch die Ideal-Energie und -Geschwindigkeit, so daß es zu jedem Zeitpunkt eine genau definierte Position auf dem Orbit einnimmt. Diese legt den Ursprung des linkshändigen und kartesischen Koordinatensystems fest. Seine Achsen werden mit x, y und s bezeichnet; die s-Achse zeigt in die Bewegungsrichtung des idealen Teilchens, die x-Achse gibt Ablagen realer Teilchen in horizontaler und die y-Achse in vertikaler Richtung an. Abbildung 2.1 zeigt ein Schema dieses Koordinatensystems. s wird auch als die Bahnkoordinate bezeichnet.

Es ist nun wichtig, die Bewegungsgleichungen der Teilchen in diesem Koordinatensystem zu beschreiben. Da im Beschleuniger nur die elektromagnetische Kraft benutzt wird und die Gravitation vernachlässigbar ist, dient als Ausgangspunkt die Lorenzkraft:

$$\vec{F} = e\,(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \dot{\vec{p}} \tag{2.1}$$

Zu ihrer Lösung werden folgende realistische Annahmen gemacht: Die Abhängigkeit von $\vec{E}$ braucht nicht weiter betrachtet zu werden, da sie nur in Beschleunigungsstecken zum Einsatz kommen. Zur Strahlführung werden nur Magnetfelder benutzt. Die s-Komponente des Magnetfeldes wird vernachlässigt. Weiterhin wird angenommen, daß die Ablenkung auf die Kreisbahn mit dem Radius R nur in horizontaler Richtung geschieht. Da außerdem die Zeit t eindeutig mit der Orbitkoordinate s verbunden ist, wird sie durch diese ersetzt, so daß in den Bewegunggleichungen nur die Koordinaten x, y und s auftauchen. Damit erhält man nach einiger Rechnung für die Bewegungsgleichungen im mitbewegten Koordinatensystem [Wil92]:

$$\begin{aligned} x'' - \left(1 + \frac{x}{R}\right)\frac{1}{R} &= -\left(1 + \frac{x}{R}\right)^2 \frac{e}{p_0} B_y \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0}\right) \\ y'' &= \left(1 + \frac{x}{R}\right)^2 \frac{e}{p_0} B_x \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0}\right) \end{aligned} \tag{2.2}$$

mit Δp der Abweichung des Teilchenimpulses von seinem Idealimpuls p_0 und x'' und y'' jeweils den zweiten Ableitungen nach der Bahnkoordinate s.

2.2 Die lineare Strahloptik

Es zeigt sich, daß es sinnvoll ist Magnetfelder in der Umgebung des Orbits zu entwickeln [Wil92].

$$\begin{array}{ccccccccccc} \frac{e}{p_0}B_y(x) & = & \frac{e}{p_0}B_{y,0} & + & \frac{e}{p_0}\frac{dB_y}{dx}x & + & \frac{e}{p_0}\frac{1}{2!}\frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 & + & \frac{e}{p_0}\frac{1}{3!}\frac{d^3B_y}{dx^3}x^3 & + & \cdots \\ & = & \frac{1}{R} & + & kx & + & \frac{1}{2!}mx^2 & + & \frac{1}{3!}ox^3 & + & \cdots \\ & & \text{Dipol} & & \text{Quadrupol} & & \text{Sextupol} & & \text{Oktupol} & & \end{array} \tag{2.3}$$

In Beschleunigern werden üblicherweise die magnetischen Multipolfelder getrennt voneinander und gezielt zur Führung der Teilchen eingesetzt. Dipole werden zur Strahlablenkung, Quadrupole zur Strahlfokussierung, Sextupole zur Kompensation der Chromatizität[1] und höhere Multipolfelder zur Korrektur von Feldfehlern benutzt. Kommen nur Dipole und Quadrupole zum Einsatz, so spricht man von linearer Strahloptik.

---

[1] Chromatizität ist die Abhängigkeit der Strahlfokussierung vom Teilchenimpuls.

Um ein ideales Teilchen auf dem Orbit zu halten reichen Dipole zur Strahlführung aus. Da jedoch reale Teilchen neben ihrer Strahlablage auch einen Winkel zur idealen Flugrichtung haben, würden sie sich in einer solchen Maschine innerhalb kürzester Zeit weit von Orbit entfernen. Daher müssen Teilchen mit einer Ablage wieder auf den Orbit fokussiert werden. Das kann mit Quadrupolen erreicht werden, deren Feldstärke linear mit der Ablage wächst und daher Teilchen auf dem Orbit nicht beeinflußt und eine um so größere rückführende Kraft ausübt, je größer die Ablage des Teilchens ist. Diese beiden Multipole und somit die lineare Strahloptik stellen die Grundlage für jede Art von Strahlführung dar.

Entwickelt man in Gleichung 2.2 die B-Felder bis zum linearen Term und vernachlässigt die Quadrate oder Produkte von x, y und $\Delta p/p$, so erhält man die fundamentalen Gleichungen der linearen Strahloptik [Wil92][2]:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s)\right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \tag{2.4}$$

$$y''(s) + k(s) y(s) = 0 \tag{2.5}$$

Man sieht, daß bei der linearen Strahloptik die x- und y-Richtung entkoppelt sind. Das hat den großen Vorteil, daß die Bewegungsgleichungen separat gelöst werden können.

2.2.1 Der Matrixformalismus

Der Matrixformalismus bietet eine einfache Technik, um die Bahn eines Teilchens durch den Beschleuniger zu berechnen. Die Grundlage hierfür bilden Gleichung 2.4 und 2.5. Da beide Gleichungen entkoppelt sind und die Gleichung 2.5 einen Spezialfall der Gleichung 2.4 darstellt, reicht es nur die Bewegunggleichung in x-Richtung zu lösen.

Da außerdem in Beschleunigern die verschiedenen Magnettypen getrennt voneinander eingesetzt werden, soll zunächst die die Bahn des Teilchens durch nur einen Magneten berechnet werden. Als Vereinfachung wird angenommen, daß das Teilchen Sollenergie hat, seine Impulsabweichung also Null ist. Mit diesen Voraussetzungen läßt sich Gleichung 2.4 für einen Dipolmagneten umformen in:

$$x''(s) + \frac{1}{R^2(s)} x(s) = 0 \tag{2.6}$$

Dieses ist eine lineare, homogene Differentialgleichung, die sich einfach lösen

---

[2] Dieses ist eine gute Näherung, da $x \ll R$, $y \ll R$ und $\Delta p/p \ll 1$ sind.

läßt. Am Anfang des Magneten sei $s = 0$. Damit lautet ihre Lösung:

$$x(s) = \cos\frac{s}{R}\,x_0 + R\sin\frac{s}{R}\,x_0' \tag{2.7}$$

$$x'(s) = -\frac{1}{R}\,\sin\frac{s}{R}\,x_0 + \cos\frac{s}{R}\,x_0' \tag{2.8}$$

mit x_0 der Ablage und x_0' der Flugrichtung des Teilchens bei $s = 0$. Man sieht, daß die Bahn des Teilchens sowohl von x als auch von x' abhängt. Damit ist x' eine ebenso wichtige Variable wie x. Gleichung 2.8 kann kompakt in Matrixschreibweise ausgedrückt werden:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\frac{s}{R} & R\sin\frac{s}{R} \\ -\frac{1}{R}\sin\frac{s}{R} & \cos\frac{s}{R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

$$\Rightarrow \qquad \vec{X} = \mathrm{M}_{Dipol}\,\vec{X}_0 \tag{2.10}$$

Entsprechende Matritzen existieren auch für Quadrupole und feldfreie Strecken, womit die Wirkung aller Elemente eines linearen Beschleunigers mit Matritzen ausgedrückt werden kann. Zur vollständigen Beschreibung des Teilchens geht man auf vier Dimensionen über. Der Bahnvektor nimmt dann folgende Form an:

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Die Transformationsmatritzen sind dann 4×4-Matritzen. Mit diesem Formalismus kann man nun den Bahnvektor eines Teilchens vom Anfang zum Ende eines jeden Beschleuniger-Elements transformieren, womit es sich dann am Anfang des nächsten Elements befindet, erneut transformiert werden kann und so fort. Die Transformation durch eine gesamte Beschleunigerstrecke lautet dann:

$$\vec{X_E} = \mathrm{M}_N\,(\mathrm{M}_{N-1}\cdots(\mathrm{M}_2\,(\mathrm{M}_1\,\vec{X}_0))) \tag{2.12}$$

$$= \mathrm{M}\,\vec{X}_0 \tag{2.13}$$

Das heißt, man kann die Transformation durch den gesamten Beschleuniger mit nur einer Gleichung berechnen.

2.2.2 Die Dispersion

Die bis hier ausgearbeiteten Lösungen können Teilchen mit Impulsabweichung nicht beschreiben. Daher sollen als nächstes die Bahngleichungen auch für solche

Teilchen gelöst werden. Nach Gleichung 2.4 hat eine Impulsabweichung nur dann einen Einfluß auf die Bahn des Teilchens, wenn $1/R \neq 0$ ist. Das ist nur in Dipolmagneten der Fall, die üblicherweise nur in der x-Ebene ablenken. Die zu lösende Gleichung lautet also:

$$x'' + \frac{1}{R^2}\,x = \frac{1}{R}\frac{\Delta p}{p} \tag{2.14}$$

Sie wird zunächst nur für ein bestimmtes Teilchen mit $\Delta p/p = 1$ gelöst. Die Bahn, die es beschreibt, nennt man die Dispersionsbahn $D(s)$. Damit schreibt man Gleichung 2.14 um zu:

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}\,D(s) = \frac{1}{R} \tag{2.15}$$

Diese inhomogene Differentialgleichung läßt sich leicht lösen:

$$\begin{aligned} D(s) &= \cos\frac{s}{R}\,D_0 + R\,\sin\frac{s}{R}\,D_0' + R\,(1-\cos\frac{s}{R}) && (2.16)\\ D'(s) &= -\frac{1}{R}\sin\frac{s}{R}\,D_0 + \cos\frac{s}{R}\,D_0' + \sin\frac{s}{R} && (2.17)\end{aligned}$$

In Matrixschreibweise erhält man:

$$\begin{pmatrix} D(s) \\ D'(s) \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\frac{s}{R} & R\,\sin\frac{s}{R} & R(1-\cos\frac{s}{R}) \\ -\frac{1}{R}\sin\frac{s}{R} & \cos\frac{s}{R} & \sin\frac{s}{R} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0 \\ D_0' \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Diese Lösung ist linear in $\Delta p/p$. Das heißt für ein Teilchen mit einer Impulsabweichung von $\Delta p/p$ ist die zusätzliche Bahnablage $x_D(s)$:

$$x_D(s) = D(s)\,\frac{\Delta p}{p} \tag{2.19}$$

Und die Gesamtablage $x_g(s)$ des Teilchens beträgt dann:

$$x_g(s) = x(s) + x_D(s) = x(s) + D(s)\,\frac{\Delta p}{p} \tag{2.20}$$

Wenn man nun die Transformationsmatrix in der x-Ebene aufstellen möchte, so muß man analog zu Gleichung 2.18 von 2×2 auf 3×3 dimensionale Matritzen übergehen. Zusammen mit der y-Ebene wächst die Dimension auf 5 × 5 an und die Transformation nimmt folgende Form an:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \mathrm{M} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \tag{2.21}$$

2.2.3 Die Betafunktion

Mit dem bis jetzt erarbeiteten Formalismus kann die Bahn eines Teilchens stückweise an jedem Punkt im Beschleuniger berechnet werden. Im folgenden sollen jedoch die Bahngleichungen 2.4 und 2.5 so gelöst werden, daß das Ergebnis direkt einen Ausdruck für die Bahn durch den ganzen Beschleuniger liefert. Dazu gehen wir wieder von Teilchen mit Idealenergie aus, also $\Delta p/p = 0$. Damit schreibt sich Gleichung 2.4 zu:

$$x''(s) - \kappa(s)\, x(s) = 0 \tag{2.22}$$

$$\text{mit} \qquad \kappa(s) = k(s) - \frac{1}{R^2(s)} \tag{2.23}$$

Das ist eine Bewegungsgleichung vom Hill'schen Typ. Ihre Lösung lautet [Wil92]:

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon}\sqrt{\beta(s)}\cos[\Psi(s) + \phi] \tag{2.24}$$

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} \big(\alpha(s)\cos[\Psi(s) + \phi] + \sin[\Psi(s) + \phi] \big) \tag{2.25}$$

$$\text{mit} \qquad \Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \tag{2.26}$$

$$\alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2} \tag{2.27}$$

ε und ϕ sind durch die Anfangsbedingungen bestimmt; $\Psi(s)$ und $\alpha(s)$ hängen nur von $\beta(s)$ ab. $\beta(s)$ ist die sogenannte Betafunktion. Sie ist durch die Magnetstruktur im Beschleuniger bestimmt und immer positiv. Für $\beta(s)$ existiert im Allgemeinen keine analytische Lösung, aber die obigen Gleichungen eignen sich dennoch um die Bahn eines Teilchens im Beschleuniger zu diskutieren.

Aus Gleichung 2.24 sieht man, daß das Teilchen im wesentlichen eine Schwingung um den Orbit beschreibt. Dieses ist die sogenannte Betatronschwingung. Deren ortsabhängige Amplitude $E(s)$ wird Enveloppe genannt:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon\, \beta(s)} \tag{2.28}$$

Sie gibt die maximale Ablage des Teilchens an. Bahnen für alle ϕ liegen zwischen $-E(s)$ und $E(s)$ und somit legt die Enveloppe die transversalen Dimensionen des Strahls für Teilchen mit gleichem ε fest. Die Phase $\Psi(s)$ ist monoton ansteigend in s, da $\beta(s) > 0$ ist (Gleichung 2.26). Insgesamt hängen sowohl die Amplitude als auch die Phase der Betatronschwingung von der Bahnkoordinate s ab.

2.2.4 Die Phasenellipse

Auch wenn die Betafunktion im allgemeinen analytisch nicht berechenbar ist, so können die Gleichungen 2.24 und 2.25 zur Berechnung der Teilchenbahn in der x-x'-Ebene genutzt werden. Diese Phasenebene ist für die lineare Strahloptik von noch entscheidenderer Bedeutung als die x-y-Ebene: Die Bewegung in der x- und in y-Ebene sind voneinander entkoppelt; jedoch hat der x'-Zustand einen direkten Einfluß auf den x-Zustand und der wiederum auf den x'-Zustand. Die Bewegung des Teilchens wird durch das Zusammenspiel von x und x' bestimmt, woraus die Bedeutung dieser Phasenebene resultiert.

Setzt man Gleichung 2.24 in Gleichung 2.25 ein, so erhält man nach kurzer Umformung [Wil92]:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\,\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \varepsilon \tag{2.29}$$

$\gamma(s)$ steht für den Ausdruck

$$\gamma(s) = \frac{1+\alpha^2(s)}{\beta(s)}, \tag{2.30}$$

der sich direkt von β ableiten läßt. Gleichung 2.29 hat die Form einer allgemeinen Ellipsengleichung mit der Fläche $\pi\,\varepsilon$. Das heißt das Teilchen befindet sich im x-x'-Phasenraum auf einer Ellipse, die Phasenellipse genannt wird. Sie ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Nach dem Satz von Liouville ist das Volumen jedes Phasenraumelements zeitlich konstant, wenn die Bewegungsgleichungen kanonisch sind. Das ist für die lineare Strahloptik der Fall, was zur Folge hat, daß sich die Phasenellipse zwar in ihrer Form verändern kann, aber ihre Fläche an jeder Stelle im Beschleuniger gleich groß bleibt. Damit ist ε eine Konstante der Bewegung. Sie wird als Emittanz bezeichnet.

Ein Teilchen in einem Speicherring befinde sich an der Postion $s = s_0$ auf der Phasenellipse. Während des Umlaufs ändert sich zwar die Ellipse, nach einem

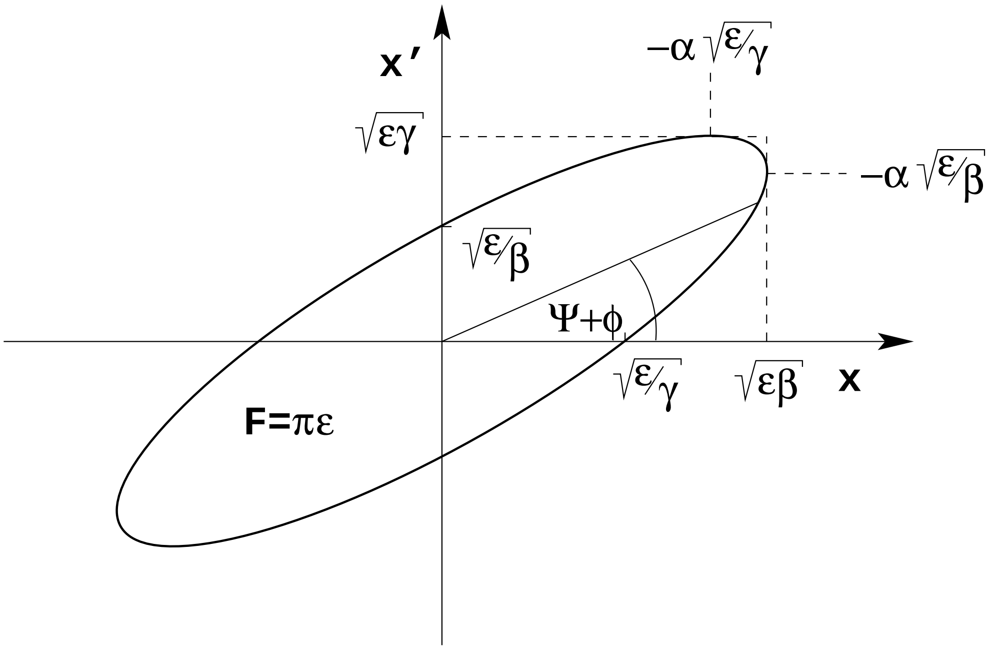


Abbildung 2.2: Phasenellipse in der x-x'-Ebene.

vollständigen Umlauf jedoch befindet sich das Teilchen wieder auf der selben Phasenellipse. Ihre Position auf dieser hängt von der Phase $(\Psi(s) + \phi)$ ab und da $\Psi(s)$ üblicherweise kein vielfaches von 2π ist, bewegt sich das Teilchen im Laufe der Zeit entlang der Ellipse und nimmt an der selben Postion $s = s_0$ viele verschiedene Werte von x und x' an. Es überstreicht damit den gesamten Bereich innerhalb der Enveloppe $\pm E(s) = \pm\sqrt{\varepsilon\beta(s)}$.

2.2.5 Der Strahlquerschnitt

Im vorherigen Abschnitt wurde die maximale Ablage und die Emittanz eines einzelnen Teilchens eingeführt. Ein Strahl besteht jedoch aus vielen Teilchen und es ist interessant diese Größen auf den gesamten Strahl zu übertragen.

Die transversale Dichteverteilung der Teilchen im Strahl kann gut mit einer zwei-dimensionalen Gaußfunktion beschrieben werden [Sei94, Wil92]:

$$\rho(x, y) = \frac{N}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}) \tag{2.31}$$

mit N der Anzahl der Teilchen im Strahl, von denen sich über 99 % innerhalb der ersten drei Standardabweichungen befinden. Dieser Teil des Strahls wird auch mit Strahlkern bezeichnet. Der Bereich außerhalb des Strahlkerns wird Halo genannt. In diesem bewegen sich die Teilchen, je weiter außen sie sich befinden, auf um

HERA-p	x	y
β	35 m	35 m
α	0	0.01
ε (typisch)	$4 \cdot 10^{-9}$ radm	$3 \cdot 10^{-9}$ radm
D	−470 mm	−1 mm
D'	−13.5 mrad	0
$\sigma_{x/y}$	0.4 mm	0.4 mm
$\sigma_{x'/y'}$	10.5 µrad	9.2 µrad

Tabelle 2.1: Parameter der linearen Strahloptik für den Protonstrahl an der Stelle des Targets.

so instabileren Bahnen und die Näherungen der linearen Strahloptik sind um so schlechter anwendbar. Die Grenze zwischen Halo und Strahlkern ist fließend.

Es bietet sich an, die Dimension des Strahls als die erste Standardabweichung der Dichteverteilung zu definieren. Damit definiert σ_x die horizontale und σ_y die vertikale Strahlbreite, die natürliche Einheiten darstellen, wenn z. B. Abstände zum Strahl gemessen werden.

Die Emittanz des Strahls ist definiert als die Emittanz von Teilchen, die $1\,\sigma$ Abstand zum Orbit haben. In x-Richtung gilt:

$$\varepsilon_{x,Strahl} = \frac{\sigma_x^2(s)}{\beta_x(s)} \tag{2.32}$$

$$\Rightarrow \quad \sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_{x,Strahl}\,\beta_x(s)} \tag{2.33}$$

Diese Gleichung entspricht der Gleichung 2.24. Sinnvollerweise fehlen jedoch die phasenbehafteten Terme, da hier der gesamte Strahl betrachtet wird. Analog definiert man mit Gleichung 2.25 die Strahldivergenz zu:

$$\sigma_{x'} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{x,Strahl}}{\beta_x(s)}} \tag{2.34}$$

Für die y-Richtung gelten jeweils die entsprechenden Definitionen. In Tabelle 2.1 sind diese und weitere Parameter der linearen Strahloptik für HERA-p an der Stelle des Targets aufgelistet.

Die totale normierte Betatronamplitude eines Teilchens ist definiert als [Jag98]:

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_{x,Strahl}} + \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_{y,Strahl}}} \tag{2.35}$$

Sie beschreibt in dem vierdimensionalen Phasenraum x-x', y-y' den Abstand eines Teilchens zum Orbit. Wie die Emittanz ist auch sie eine Konstante der Bewegung und trägt den konstanten Phasenräumen in x-x' und y-y' Rechnung. Für HERA ist in beiden Ebenen $\alpha \approx 0$. Damit entfällt der erste Term in Gleichung 2.25 und W kann in einfacherer Form dargestellt werden [Jag98]:

$$W = \sqrt{\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{x'^2}{\sigma_{x'}^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{y'^2}{\sigma_{y'}^2}} \tag{2.36}$$

Die Apertur

Ein signifikanter Anteil von Teilchen hat größere Emittanzen als die in Gleichung 2.32 definierte Emittanz des Strahls. Letztendlich aber wird der Phasenraum des Teilchens durch die Wände der Vakuumkammer begrenzt. Diese habe an der Stelle s einen Abstand $A(s)$ zum Strahl[3]. $A(s)$ ist die sogenannte Apertur. Die strahloptisch engste Stelle sei bei $s = s_A$. Jedoch ist sie nicht durch die kleinste Apertur definiert, da die Enveloppe der Teilchen $E(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)}$ an dieser Stelle auch klein sein kann. Zu ihrer Bestimmung geht man jeweils von dem Teilchen mit der größten Emittanz $\varepsilon_A(s)$ an der Stelle s aus:

$$A(s) = E_A(s) \tag{2.37}$$

$$= \sqrt{\varepsilon_A(s)\beta(s)} \tag{2.38}$$

$$\Rightarrow \qquad \varepsilon_A(s) = \frac{A^2(s)}{\beta(s)} \tag{2.39}$$

$\varepsilon_A(s)$ beschreibt die Menge von Teilchen, die die größten Emittanzen an jeder Stelle im Beschleuniger haben. Aber nur das Teilchen mit dem kleinsten $\varepsilon_A(s)$ kann durch den gesamten Beschleuniger laufen, ohne gegen die Kammerwände zu stoßen. Es definiert die sogenannte transversale Akzeptanz ε_A

$$\varepsilon_A = \left(\frac{A^2(s)}{\beta(s)}\right)_{\min} \tag{2.40}$$

$$= \frac{A^2(s_A)}{\beta(s_A)} \tag{2.41}$$

$$= \frac{A^2}{\beta(s_A)} \tag{2.42}$$

---

[3] Die folgenden Betrachtungen gelten jeweils getrennt für die horizontale und vertikale Ebene. Daher werden keine Indizes benutzt, um die betrachtete Ebene zu kennzeichnen.

und die strahloptisch engste Stelle s_A im Beschleuniger. An dieser Stelle hat die Apertur $A(s)$ den Wert A; sie wird auch freie Apertur genannt und in Strahlbreiten gemessen.

2.2.6 Der Arbeitspunkt

In Ringbeschleunigern geht die Magnetstruktur und damit auch die Betafunktion nach jedem Umlauf wieder in sich über. Das hat zur Folge, daß periodisch auf den Strahl Kräfte wirken, die in ungünstigen Fällen den Strahl resonant anregen können. In dem Fall spricht man von optischen Resonanzen.

Der Phasenvorschub $\Delta\Psi$ für einen vollen Umlauf ist hierbei eine wichtige Größe. Wird sie mit 2π normiert, so erhält man die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf. Sie wird als Arbeitspunkt Q bezeichnet oder auch Tune oder Q-Wert:

$$Q := \frac{\Delta\Psi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{1}{2\pi}\oint \frac{ds}{\beta(s)} \tag{2.43}$$

mit L dem Umfang des Beschleunigers. Es existieren jeweils separate Arbeitspunkte für die x- und für die y-Ebene. Sie werden mit Q_x und Q_y bezeichnet.

Nach einer etwas längeren Rechnung [Wil92] kann man zeigen, daß Dipol-Feldfehler Resonanzen anregen können, wenn Q ganzzahlig ist. Ebenso zeigt man, daß Quadrupol-Fehler bei halbzahligen und Sextupol-Fehler bei drittelzahligen Q-Werten Resonanzen anregen können. Diese Reihe setzt so fort bis zu immer höheren Multipol-Feldfehlern. Die Resonanzen in der x- und y-Ebene können sogar miteinander koppeln, welches man dann als Koppelresonanz bezeichnet. Insgesamt läßt sich folgende Bedingung für das Auftreten von Resonanzen aufstellen:

$$mQ_x + nQ_y = p \qquad m, n, p \in \mathbb{Z} \tag{2.44}$$

Die Summe $|m| + |n|$ gibt die Ordnung der Resonanz an. Deren jeweiligen Stärken zu bestimmen ist sehr schwierig, jedoch nimmt sie mit der Ordnung schnell ab. Abbildung 2.3 zeigt das Diagramm der optischen Resonanzen bis zur dritten Ordnung. Man versucht den Arbeitspunkt so zu legen, daß er möglichst weit von den Linien entfernt ist. Für HERA wurden z. B. im Jahr 1999 $Q_x = 31.292$ und $Q_y = 21.297$ gewählt.

2.2.7 Die Momentum Compaction Faktor

In Abschnitt 2.2.2 wurde gezeigt, daß Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen auf verschiedenen Bahnen im Beschleuniger umlaufen, die auch verschiedene Längen

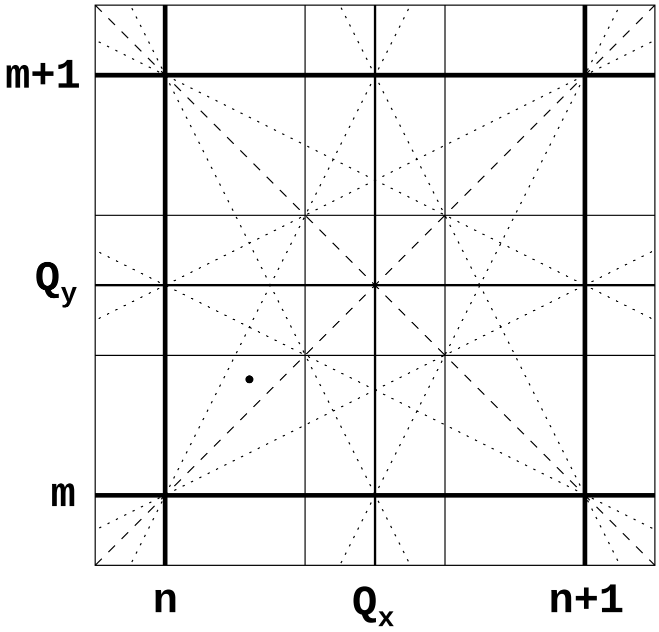


Abbildung 2.3: Diagramm der optischen Resonanzen bis zur dritten Ordnung. Der Punkt deutet einen möglichen Arbeitspunkt an.

haben können. In diesem Zusammenhang ist die Längenänderung pro Impulsabweichung eine wichtige Größe, die als Momentum Compaction Faktor α_p bezeichnet wird:

$$\alpha_p = \frac{\Delta L / L_0}{\Delta p / p_0} \tag{2.45}$$

Ist α_p negativ, so legen Teilchen mit kleinerem Impuls eine größere Strecke zurück und umgekehrt. Positive α_p bedeuten entsprechend, daß Teilchen mit kleinerem Impuls eine kürzere Strecke pro Umlauf zurücklegen.

Der Wert von α_p hängt direkt von der Magnetstruktur ab. Zu ihrer Berechnung betrachtet man ein ideales Teilchen, das die Strecke ds in einem Dipol zurücklegt und eines, das die Ablage x_D zum Orbit hat. Dieses legt die Strecke

$$ds_D = \frac{R + x_D}{R} ds \tag{2.46}$$

zurück. Da Quadrupole im wesentlichen geradlinig durchquert werden, tragen sie nicht zur Bahnlängenänderung bei und können in dieser Betrachtung vernachlässigt werden. Also legt das Teilchen in einem Umlauf die folgende Strecke L zurück:

$$L = L_0 + \Delta L \tag{2.47}$$

$$= \oint \frac{R + x_D}{R} ds \tag{2.48}$$

$$= \oint ds + \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \tag{2.49}$$

$$\Rightarrow \quad \Delta L = \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \tag{2.50}$$

Dieses Ergebnis setzt man in Gleichung 2.45 ein und erhält:

$$\alpha_p = \frac{1}{L_0} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \tag{2.51}$$

Mit dieser Gleichung kann nun der Momentum Compaction Faktor eines Beschleunigers berechnet werden, der angibt, um wieviel die Bahn des Teilchens bei abweichendem Impuls länger oder kürzer wird.

Da die Teilchen im Beschleuniger mit fast Lichtgeschwindigkeit umlaufen, ist der Einfluß der Impulsabweichungen auf ihre Geschwindigkeit vernachlässigbar. Daher wird eine Impulsabweichung in einer Änderung der Umlaufgeschwindigkeit resultieren. Damit ist der Zusammenhang zwischen der Abweichung vom Sollimpuls und der Änderung der Umlaufzeit linear.

2.3 Allgemeine Strahlphysik

Bisher wurde die lineare Strahloptik, die die Grundlage der Strahlphysik darstellt, besprochen. Sie beschreibt die Wirkung von Dipol- und Quadrupolfeldern in einem Beschleuniger. Jedoch wirken in einer realen Maschine weitere Kräfte auf die Teilchen, die den Betrieb entscheidend mitbeeinflußen. Sie sollen in diesem Abschnitt besprochen werden.

2.3.1 Die Synchrotronschwingung

Da Teilchen, die auf Kreisbahnen umlaufen, Energie abstrahlen, existieren auch in Speicherringen Beschleunigungsstrecken, die die abgestrahlte Energie den Teilchen wieder zuführen. Dabei kommen hauptsächlich elektrische Hochfrequenzfelder zum Einsatz. In diesen ändert sich die Beschleunigungspannung periodisch. Damit Teilchen diese immer mit der richtigen Phase durchqueren, muß die Umlaufzeit des Teilchens ein Vielfaches der Periode der Beschleunigungsspannung sein. Mit ω_U der Umlauffrequenz und ω_{RF} der Frequenz der Beschleunigungsspannung läßt sich folgende Bedingung aufstellen:

$$q = \frac{\omega_{RF}}{\omega_U} \qquad q \in \mathbb{N} \tag{2.52}$$

q nennt man die Harmonischenzahl.

Im Abschnitt 2.2.7 wurde gezeigt, daß Teilchen mit Impulsabweichungen verschiedene Umlaufzeiten haben. Daher kommen sie zu unterschiedlichen Zeiten bei den beschleunigenden Strukturen an und durchlaufen diese nicht mehr mit der Sollphase Ψ_s. Das kann zur Folge haben, daß sich ihre Impulsabweichung noch weiter vergrößert und sie auf immer instabileren Bahnen umlaufen.

Um das zu verhindern, muß einem Teilchen mit negativer Impulsabweichung etwas mehr Energie und Teilchen mit positiver Impulsabweichung etwas weniger Energie zugeführt werden. Dafür ist es jedoch nötig, daß ein ideales Teilchen nicht mit der maximalen Spannung beschleunigt wird. Es muß sich entweder auf der ansteigenden oder absteigenden Flanke der Beschleunigungsspannung befinden, je nachdem ob der Momentum Compaction Faktor negativ oder positiv ist.

In Abbildung 2.4 ist dieses Prinzip, das man Phasenfokussierung nennt, für einen Beschleuniger mit positivem Momentum Compaction Faktor dargestellt. Ein Sollteilchen passiert die Beschleunigungsstrecke mit der Phase Ψ_s und sieht die richtige Spannung U_s. Ein Teilchen mit negativer Impulsabweichung legt eine kürzere Strecke zurück, kommt an der Beschleunigungsstrecke früher an und sieht daher eine etwas höhere Spannung, mit der seine Energieabweichung ausgeglichen wird. Entsprechendes gilt für Teilchen mit positiver Impulsabweichung. Letztendlich resultiert daraus eine Schwingung um die Phase Ψ_s. Diese longitudinale Schwingung wird Synchrotronschwingung genannt.

Mit W_0 der Energie, die einem Sollteilchen pro Umlauf zugeführt werden muß, läßt sich eine Bedingung zur Wahl von Ψ_s und U_0 aufstellen:

$$eU_0 \sin \Psi_s = W_0 \tag{2.53}$$

Für gespeicherte Elektronen ist W_0 groß und die Phasenfokussierung funktioniert wie sie in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Gespeicherte Protonen strahlen aufgrund ihrer viel größeren Masse kaum Energie ab und für sie $W_0 \approx 0$. U_0 kann nicht zu Null gewählt werden, da so keine Phasenfokussierung möglich ist. Daher muß für Protonen gelten: $\Psi_s = n\pi$ mit $n \in \mathbb{N}$.

Ausgehend von der Energiebilanz für ein Teilchen pro Umlauf, lassen sich die Bewegunggleichungen im longitudinalen Phasenraum aufstellen. Die Energiebilanz pro Umlauf lautet:

$$E = eU_0 \sin(\Psi) - W \tag{2.54}$$

mit W dem Energiebedarf des Teilchens. Eine etwas längere Rechnung liefert dann für Protonen $\Delta\Psi = \Psi - \Psi_s$ [Wil92, Spr00]:

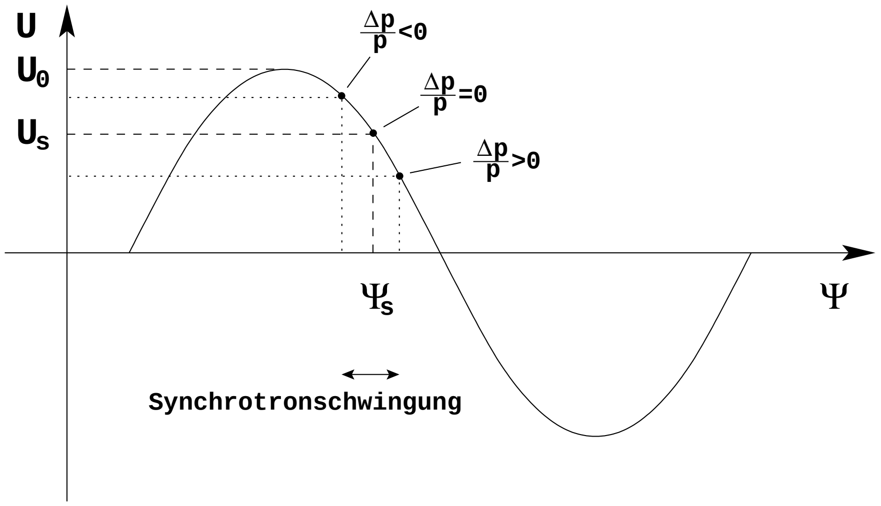


Abbildung 2.4: Prinzip der Phasenfokussierung und Synchrotronschwingung. Dargestellt ist die Beschleunigungsspannung in Abhängigkeit von der Betatronphase.

$$\Delta\ddot{\Psi} + \Omega_s^2 \Delta\Psi = 0 \tag{2.55}$$

mit

$$\Omega_s = \omega_U \sqrt{\frac{eU_0 q \eta_p}{2\pi\beta^2 E}} \tag{2.56}$$

mit η_p dem sogenannten Slip Faktor:

$$\eta_p = \alpha_p - \frac{1}{\gamma^2} \tag{2.57}$$

Die Frequenz, mit der die Teilchen um Ψ_s schwingen, ist dann:

$$\nu_s = \frac{\Omega_s}{2\pi} \tag{2.58}$$

Sie wird Synchrotronfrequenz genannt. Die Anzahl der Synchrotronschwingungen pro Umlauf wird Synchrotronarbeitspunkt genannt. Sie berechnet sich einfach durch:

$$Q_s = \frac{\Omega_s}{\omega_U} = \sqrt{\frac{eU_0 q \eta_p}{2\pi\beta^2 E}} \tag{2.59}$$

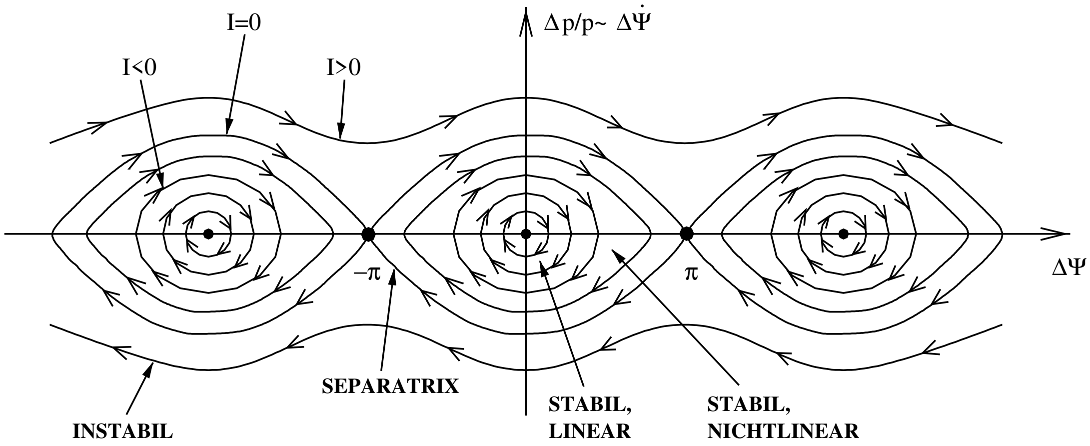


Abbildung 2.5: Phasenraum der Synchrotronschwingung. Erklärungen finden sich im Text.

Der phasenstabile Bereich

Ausgehend von Gleichung 2.55 kann die Hamilton-Funktion im longitudinalen Phasenraum als Invariante der Bewegung formuliert werden [Wil92, Spr00]:

$$I = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 - \left(\frac{2Q_s}{q\eta_p}\cos\frac{\Delta\Psi}{2}\right)^2 = \text{konst.} \tag{2.60}$$

Für feste Energien, das bedeutet für feste I, ergeben sich in diesem die in Abbildung 2.5 eingezeichneten Bahnen.

Nur die Teilchen mit $I < 0$ befinden sich auf stabilen Bahnen und führen Synchrotronschwingungen aus. Da die Beschleunigungsspannung periodisch ist, bilden sich mehrere stabile Bereiche aus, die einen Abstand von 2π haben. Das hat zur Folge, daß die Strahlteilchen zu einem bestimmten Zeitpunkt nicht gleichmäßig über den Orbit verteilt sein können. Es existieren nur bestimmte Bereiche, in denen sie stabil Umlaufen können. Sie werden Buckets[4] genannt. Die Menge Teilchen in einem Bucket heißt Bunch.

Für $I \ll 0$ sind die Schwingungen linear wie beim harmonischen Oszillator. Für größere $I \lesssim 0$ weichen sie immer mehr von diesem Verhalten ab. $I = 0$ definiert die Grenze zwischen dem stabilen und instabilen Bereich. Sie wird Separatrix genannt und berechnet sich nach folgender Formel:

$$\frac{\Delta p}{p} = \pm\frac{2Q_s}{q\eta_p}\cos\frac{\Delta\Psi}{2} \tag{2.61}$$

---

[4] bucket: engl. Eimer.

Teilchen außerhalb der Separatrix bewegen sich asynchron zur Phase der Beschleunigungsspannung und gehören nicht mehr zum beschleunigten Strahl. In [EFI$^+$00, Spr00] wird gezeigt, daß solche Protonen entgegen der obigen Erwartung in HERA tatsächlich existieren. Sie überschreiten die Separatrix bei $\Delta p/p \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$. Die Optik von HERA-p ist jedoch so ausgelegt, daß Protonen mit Impulsabweichungen bis zu $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-3}$ weiter im Beschleuniger umlaufen können. Ein mittleres Proton außerhalb der Separatrix hat also eine Impulsabweichung von $\Delta p/p \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ und aufgrund der Dispersion eine Abweichung vom Orbit um etwa 1 mm nach außen und 0.5mm nach oben [Spr00]. Diese Protonen nennt man Coasting Beam Protonen. Sie akkumulieren mit einer Rate von ca. 60 µA/h.

In [Spr00] wird weiterhin gezeigt, daß die Ratenstabilität für Targets, die im Coasting Beam betrieben werden, signifikant schlechter ist.

2.3.2 Die Kopplung

Werden in einem Beschleuniger nur Dipol- und Quadrupolfelder benutzt, so ist die Bewegung in der x-Ebene unabhängig von der in der y-Ebene. In einem realen Beschleuniger existieren aber auch immer Feldfehler, die Felder höherer Ordnung erzeugen. Höhere Multipolfelder werden teilweise auch gezielt eingesetzt, um z. B. mit Sextupolen die Chromatizität auszugleichen. Bezieht man diese mit in die Herleitung der Bahngleichungen ein, so sind die Bewegungen in der x- und y-Ebene nicht mehr unabhängig voneinander. Man spricht dann von einer Kopplung. Ein weiterer Grund für eine Kopplung sind Quadrupole, die eine Rotation um die Strahlachse aufweisen und damit die Bewegung aus einer Ebene in die andere transferieren.

Die Stärke der Kopplung δ wird über einen fiktiven um 45 ° gedrehten Quadrupol definiert [L$^+$94]:

$$\delta = \frac{\sqrt{k\beta_x\beta_y}}{2\pi} \tag{2.62}$$

Die Kopplung sorgt dafür, daß die totale normierte Betatronamplitude eines Teilchens periodisch von einer auf die andere Ebene umverteilt wird. Die Frequenz, mit der das geschieht, ist δ/T_U mit T_U der Umlaufzeit des Teilchens[5].

2.3.3 Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung

Wenn Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden, so sehen deren Teilchen die gegenseitigen elektrischen Felder und werden am Kollisionspunkt entweder ange-

---

[5] Für HERA-p war in 1997 $\delta = 0.002$ und $T_U = 21.12$ µs und mit die Umverteilungsfrequenz 95 Hz [Jag98]. Das heißt innerhalb von 500 Umläufen verringert sich die Betatronamplitude in einer Ebene von ihrem Maximalwert und steigt wieder auf diesen an. Entsprechend phasenverschoben kann das selbe Verhalten in der anderen Ebene beobachtet werden.

zogen oder abgestoßen. Insgesamt wirkt die Wechselwirkung, die Strahl-Strahl-Wechselwirkung genannt wird, wie ein zusätzlicher Quadrupol. Der Unterschied ist aber, daß seine Stärke von der Teilchenablage abhängt. Die Berechnung erfolgt über die Integration der Felder aller Teilchen aus dem entgegenkommenden Strahl. Daher ist das zusätzliche Quadrupolmoment, das auf ein Teilchen wirkt, welches den entgegenkommenden Strahl zentral passiert, Null und nimmt mit größerem Abstand zu. Üblicherweise ist es jedoch so klein, daß sein Einfluß gering ist.

Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung ist eine weitere Quelle für Kopplung, da die Kräfte nicht nur separat von der x- oder y-Koordinate abhängen, sondern vom Abstand des Teilchens zum Orbit. Auch die Kopplung ist umso größer, je größer die Ablage des Teilchens ist.

2.3.4 Diffusion und Driftgeschwindigkeit

Diffusionsähnliche Prozesse sorgen dafür, daß die totale normierte Betatronamplitude nicht nur von einer Phasenebene in die andere umverteilt wird, sondern daß sie auch anwächst. Die Gründe hierfür können Magnetfeldfehler, höhere Multipolfelder, Rauschen der Spannungsversorgungen, Strahl-Restgas-Streuung oder andere Effekte sein. Sie werden nicht im einzelnen analysiert, sondern mit einer globalen, radialen Drift der Teilchen nach außen parametrisiert.

Die radiale Teilchendrift theoretisch zu beschreiben ist sehr schwierig. Man weiß jedoch, daß die Driftgeschwindigkeit v_D mit der Betatronamplitude W stark anwächst. Daher wird für deren Parametrisierung folgender, stark nicht linearer Ansatz gemacht [H$^+$94]:

$$v_D(W) = v_D(W_0) \cdot \left(\frac{W}{W_0}\right)^{\kappa} \tag{2.63}$$

mit $v_D(W_0)$ einer Referenzgeschwindigkeit bei der Referenzamplitude W_0.

Für HERA-p kann $v_V(W_0)$ bei $W_0 = 8\,\sigma$ im Bereich $[0.1\,\sigma/\mathrm{s}, 10\,\sigma/\mathrm{s}]$ abgeschätzt werden [H$^+$94, Ehr00]. Der Diffusionsexponent κ liegt in der Größenordnung $\mathcal{O}(10)$, kann jedoch in einem großen Bereich variieren. Abbildung 2.6 zeigt für verschiedene realistische Parametersätze die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Betatronamplitude.

2.3.5 Wechselwirkung mit dem Target

In HERA-p können Protonen auch mit den Targetdrähten von HERA-B wechselwirken, die üblicherweise nur wenige σ vom Strahl entfernt positioniert sind. Daher existiert für sie ein weiterer Wechselwirkungsmechanismus, der hier genauer betrachtet werden soll.

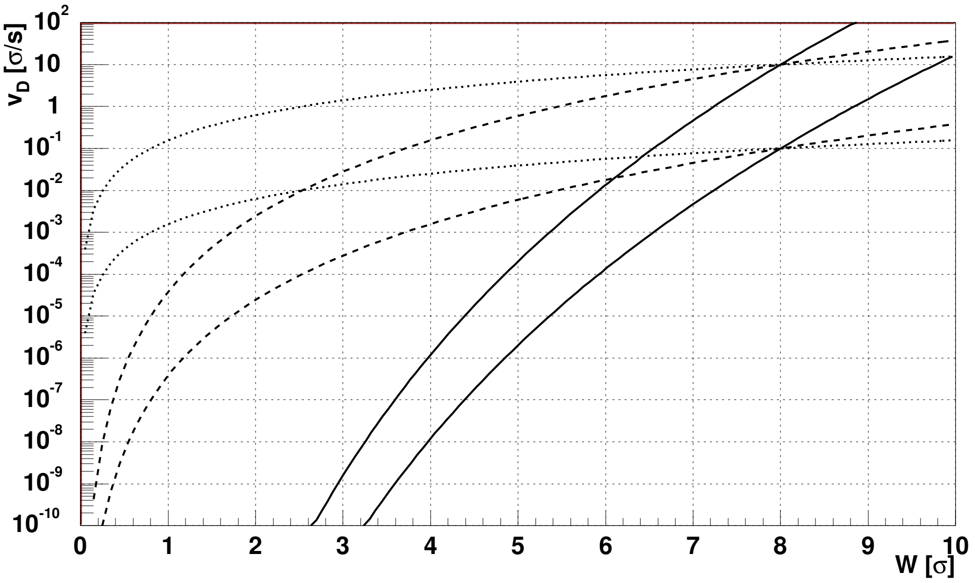


Abbildung 2.6: Modell für die transversale Driftgeschwindigkeit der Protonen. Dargestellt sind die Resultate für sechs verschiedene Parametersätze: Für W_0 wurde 8σ gewählt. Der Parameter $v_D(W_0)$ des oberen Satzes von drei Kurven ist $0.1\sigma/s$ und der des unteren Satzes ist $1\sigma/s$. Für κ wurden folgende Werte gewählt: 2 (gepunktet), 6 (gestrichelt) und 23 (durchgezogen).

In Abbildung 2.7 ist ein Target im x-x'-Phasenraum der Protonen dargestellt. Da für HERA-p $\alpha \approx 0$ ist, hat die Ellipse keine Neigung. Wenn die Betatronamplitude eines Protons groß genug ist, so kann es das Target mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit treffen. Diese soll im folgenden für den Fall ohne Kopplung berechnet werden [H$^+$94].

Für die Position $x(n)$ des Proton auf Höhe des Targets nach n Umläufen gilt:

$$x(n) = W \sin \Psi(n) \tag{2.64}$$

mit W der Betatronamplitude des Teilchens und $\Psi(n)$ der Betatronphase, die durch $\Psi(n) = \phi + n \cdot 2\pi Q$ ausgedrückt werden kann. Da der Arbeitspunkt Q keine einfache rationale Zahl ist, überdeckt $\Psi(n)$ nach kurzer Zeit schon den gesamten für Ψ zugänglichen Wertebereich. Das heißt, Protonen können im Mittel gleichmäßig über die Phasenraumellipse verteilt angenommen werden. Die Treff-Wahrscheinlichkeit pro Umlauf berechnet sich dann einfach aus dem Überlapp der Phasenraumellipse mit dem Target. Dieses befinde sich an der Stelle D und habe die Dicke δ_T. Damit ergibt sich für die Treff-Wahrscheinlichkeit [H$^+$94]:

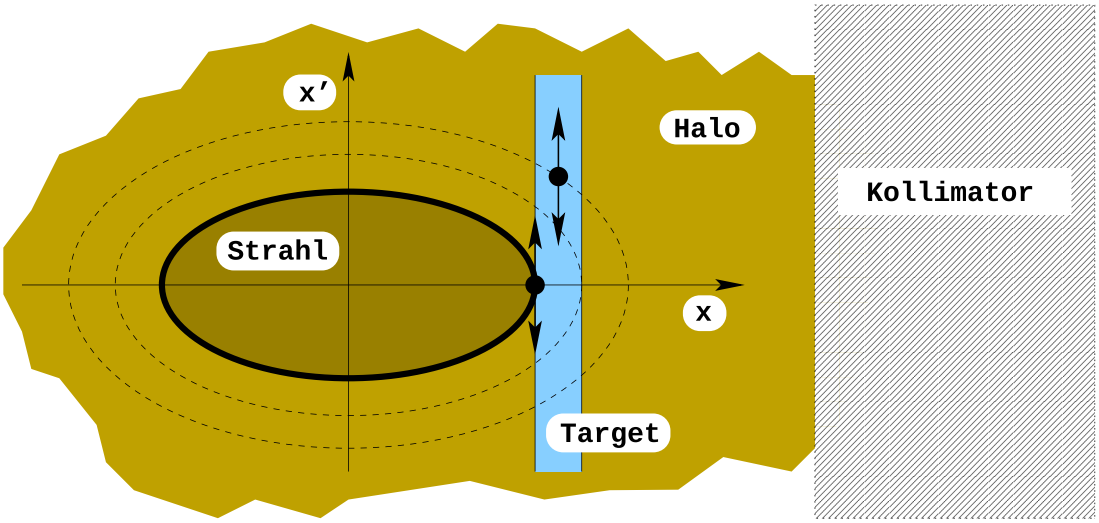


Abbildung 2.7: Target im x-x'-Phasenraum.

$$p_{hit}(D,W) = \frac{1}{2\pi}\int_D^{D+\delta_T} dx \int_0^{2\pi} d\Psi\, \delta(x - W\sin\Psi) \tag{2.65}$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{D}{W}\right) & \text{für } D \le W < D+\delta_T \\ \frac{1}{\pi}\left(\arcsin\frac{D+\delta_T}{W} - \arcsin\frac{D}{W}\right) & \text{für } D+\delta_T \le W \end{cases} \tag{2.66}$$

Dieses Ergebnis ist so nur für eine Maschine ohne Kopplung gültig. Für HERA ist aber mit $\delta = 0.002$ die Kopplung stark und Gleichung 2.64 muß umgeschrieben werden in [H$^+$94, Jag98]:

$$x(n) = W\ \sin\Psi(n)\sin\Phi(n) \tag{2.67}$$

mit einer weiteren Phase $\Phi(n)$, die die periodische Umverteilung der Protonen in beiden Ebenen berücksichtigt. Wenn die Kopplung stark genug ist, so überdeckt auch $\Phi(n)$ nach kurzer Zeit, d. h. noch bevor das Teilchen verloren geht, den gesamten Phasenbereich und die Treff-Wahrscheinlichkeit kann geschrieben werden als:

$$p_{hit}^K(D,W) = \frac{1}{\pi}\int_{\arcsin\frac{D}{W}}^{\pi/2} p_{hit}(D, W\sin\Phi)d\Phi \tag{2.68}$$

In Abbildung 2.8 ist die Treff-Wahrscheinlichkeit des Protons für die Fälle ohne und mit maximaler Kopplung gegen seine Betatronamplitude dargestellt. Der Draht befindet sich dabei in einem Abstand von $4\,\sigma$ und hat eine Dicke

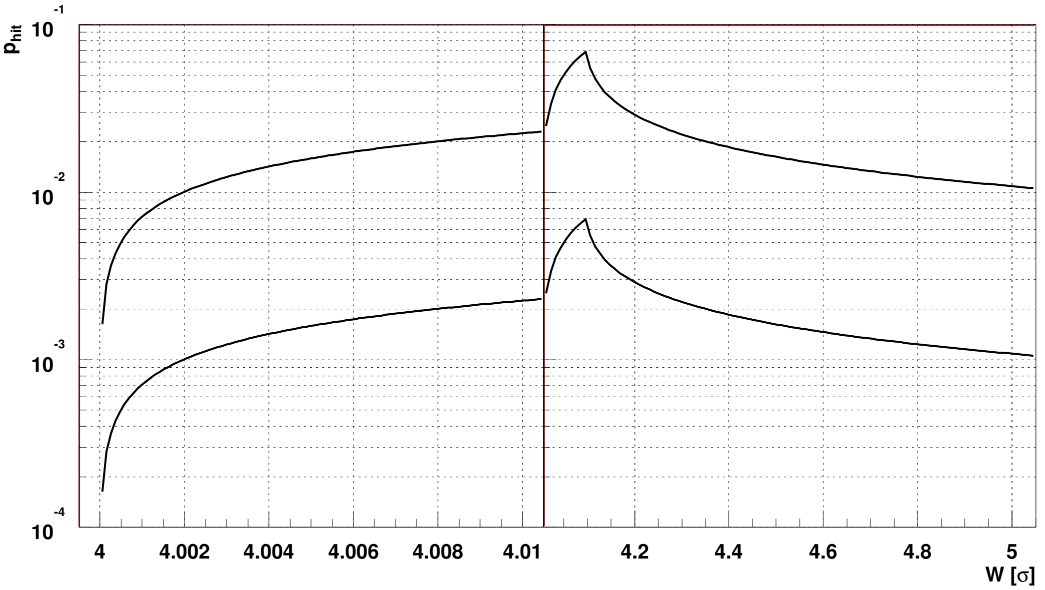


Abbildung 2.8: Wahrscheinlichkeit für Proton-Draht-Treffer in Abhängigkeit von der Proton-Betatronamplitude. für die Rechnung wurde ein $0.1\,\sigma$ dicker Draht mit seiner inneren Kante bei $4\,\sigma$ positioniert. Der Bereich zwischen 4 und $4.01\,\sigma$ ist stark vergrößert dargestellt. Oben: Ohne Kopplung. Unten: Maximale Kopplung.

von $0.1\,\sigma$. Im Fall mit Kopplung ist die Treff-Wahrscheinlichkeit eines einzelnen Protons um etwa eine Größenordnung geringer. Sie liegt im Bereich $\mathcal{O}(10^{-3})$ bis $\mathcal{O}(10^{-2})$; d. h. Das Proton trifft das Target im Mittel bei etwa jedem 200-sten Umlauf. Es kann eine starke Abhängigkeit der Treff-Wahrscheinlichkeit von der Betatronamplitude des Protons beobachtet werden, die insbesondere an der inneren Drahtkante mehrere Größenordnungen überdeckt.

In Abbildung 2.9 ist die Treff-Wahrscheinlichkeit für Targets an verschiedenen Positionen D dargestellt. Hier zeigt sich nur eine geringe Abhängigkeit. Die maximale Treff-Wahrscheinlichkeit ändert sich nur um einen Faktor ≈ 2, wenn sich die Position des Targets um $5\,\sigma$ verändert.

Die Kopplung hat nicht unbedingt zur Folge, daß weniger Protonen mit dem Target wechselwirken, da z. B. Protonen auch aus der y-Ebene in den Phasenraum des Targets umgeschichtet werden. Jedoch sind jeweils mehr Umläufe nötig, bis ein bestimmtes Proton mit dem Target wechselwirkt.

Inelastische Wechselwirkungen mit dem Target

Ein Proton, das das Target durchquert, kann mit diesem inelastisch wechselwirken. Die effiziente Erzeugung dieser Wechselwirkungen ist die eigentliche Aufgabe des Targets. Da das Target mit üblicherweise 0.5 mm Länge in Strahlrichtung nur

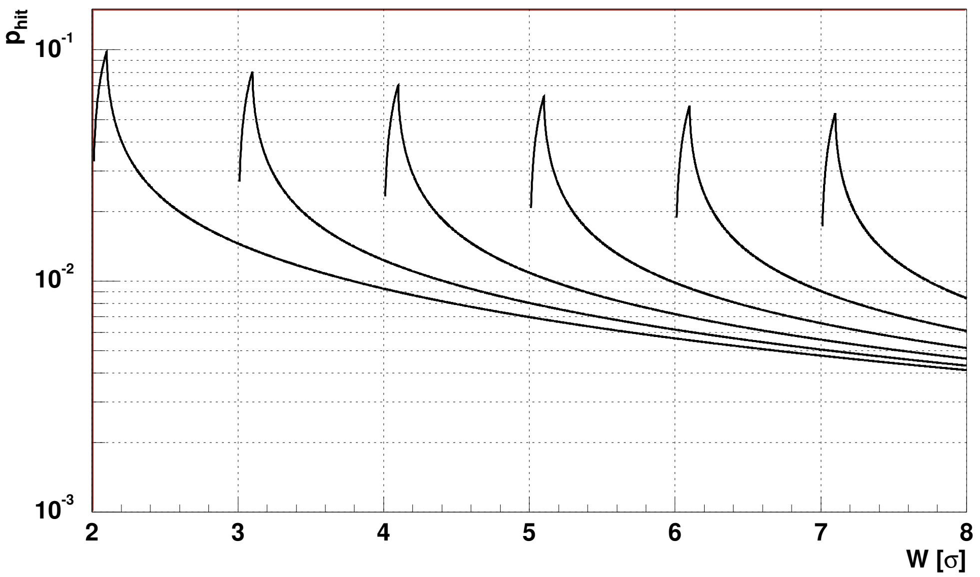


Abbildung 2.9: Wahrscheinlichkeit für Proton-Draht-Treffer für verschiedene Drahtpositionen (berechnet, ohne Kopplung). für die Rechnung wurde ein $0.1\,\sigma$ dicker Draht jeweils bei $2\,\sigma$, $3\,\sigma$, $4\,\sigma$, $5\,\sigma$, $6\,\sigma$ und $7\,\sigma$ positioniert.

etwa 0.2 % Wechselwirkungslänge für übliche Targetmaterialien aufweist, müssen Protonen das Target mehrere 100 bis 1000 mal durchqueren, bevor sie inelastisch mit ihm wechselwirken. Tabelle 2.2 listet für verschiedene Materialien deren Wechselwirkungslänge und die mittlere Anzahl von Drahtdurchquerungen bis zu einer inelastischen Wechselwirkung bei einer Drahtlänge von 0.5 mm.

Da sie außerdem im Mittel etwa 200 mal umlaufen müssen, bevor sie das Target treffen, sind das insgesamt einige zehntausend Umläufe bis zu einer inelastischen Wechselwirkung. Mit der Umlaufzeit von $T_U = 21.12\,\mu s$ ist die Zeitkonstante für inelastische Wechselwirkungen im Bereich 0.1 bis 1 s. Innerhalb dieser Zeit können Protonen konkurrierend zum Targetbetrieb auch an den Aperturbegrenzungen verloren gehen. Daher sollte die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich so klein sein, daß die Protonen innerhalb dieser Zeit nicht die Aperturbegrenzung erreichen können.

Vielfachstreuung im Target

Ein Proton durchquert das Target mehrere hundert mal, bevor es absorbiert wird. Dabei bleibt es nicht unbeeinflußt, sondern wechselwirkt elektromagnetisch mit der Materie und wird viele Male abgelenkt. Diesen Prozeß nennt man Vielfachstreuung. Die resultierende Ablenkung zur ursprünglichen Richtung kann nach folgender Formel abgeschätzt werden [G⁺00]:

Material	Z	λ_I[cm]	n_I
C	6	38.1	762
Al	13	39.4	788
Ti	22	27.5	550
Fe	26	16.8	336
Cu	29	15.1	302
W	74	9.6	192

Tabelle 2.2: Anzahl der Drahtdurchquerungen bis zu einer inelastischen Wechselwirkung. λ_I: Wechselwirkungslänge. n: Mittlere Anzahl der Drahtdurchquerungen bis zu einer inelastischen Wechselwirkung bei einem 0.5 mm langen Draht.

$$\Theta_0 = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p}\, z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right] \tag{2.69}$$

Θ_0 wird der Vielfachstreuwinkel genannt. x ist die Dicke der durchquerten Materieschicht, X_0 die Strahlungslänge und βc, p und z die Geschwindigkeit, der Impuls und die Ladungszahl des einfallenden Teilchens. Die Ablenkung geschieht in beiden Ebenen senkrecht zur Flugrichtung des Teilchens und unabhängig voneinander. Im Bereich weniger Θ_0 ist die Verteilung gaußförmig mit einer Breite von Θ_0.

Vielfachstreuung kann in sehr guter Näherung als eine punktförmige Wechselwirkung, bei der das Teilchen seine Richtung ändert, aber seine Position beibehält, angenommen werden. Durch die Änderung des Winkels springt das Proton in der x-x'-Ebene auf eine andere Phasenraumellipse, wie es in Abbildung 2.7 für zwei Fälle exemplarisch dargestellt ist. Da seine Position fest ist, verschiebt sich das Proton nur entlang der x'-Achse.

Trifft ein Proton mit einer größeren Phasenraumellipse auf das Target, so kann sich seine Betatronamplitude vergrößern oder verkleinern. Jedoch kann kein Proton auf eine Ellipse gestreut werden, die kleiner ist als die, die das Target tangiert; ein Proton, das sich auf dieser Ellipse befindet, kann seine Betatronamplitude nur vergrößern. Daher wird Mittel die Vielfachstreuung den Strahl aufweiten.

Tabelle 2.3 listet für verschiedene Materialien den mittleren Vielfachstreuwinkel bis zur inelastischen Wechselwirkung Θ_I und den nach einer Drahtdurchquerung Θ_1 auf. ΔW_1 gibt die Aufweitung der Betatronamplitude in x-Richtung an, die sich ergibt, wenn ein Proton auf einer tangierenden Ellipse das Target einmal durchquert. Sie wird aus Θ_1 mit Gleichung 2.36 berechnet. Das Proton wurde dabei bei $4\,\sigma$ angenommen und die y-y'-Ebene vernachlässigt. ΔW_I wurde entsprechend aus Θ_I berechnet.

Man sieht, daß schon eine Durchquerung die Betatronamplitude um mehrere $1/100\,\sigma$ aufweitet. Bis zur inelastischen Wechselwirkung können das sogar einige

Material	Z	λ_I[cm]	X_0[cm]	Θ_I[µrad]	$\Delta W_I[\sigma]$	Θ_1[µrad]	$\Delta W_1[\sigma]$
C	6	38.1	18.9	21	0.5	0.8	0.0007
Al	13	39.4	8.9	31	1.0	1.1	0.0014
Ti	22	27.5	3.56	41	1.6	1.8	0.0035
Fe	26	16.8	1.76	46	1.9	2.5	0.0070
Cu	29	15.1	1.43	48	2.1	2.8	0.0087
W	74	9.6	0.35	77	4.4	5.6	0.0352

Tabelle 2.3: Vielfachstreuung im Draht. λ_I: Wechselwirkungslänge. X_0: Strahlungslänge. Θ_I: Mittlerer Vielfachstreuwinkel bis zur inelastischen Wechselwirkung. Θ_1: Mittlerer Vielfachstreuwinkel nach einer Drahtdurchquerung. ΔW_1 Vergrößerung der Betatronamplitude nach einer Drahtdurchquerung bei $4\,\sigma$

σ werden. Bei zu enger Aperturbegrenzung kann das ein Problem darstellen, da die Protonen nicht mehr mit dem Target wechselwirken, sondern an der Aperturbegrenzung verloren gehen. Dieses würde den effizienten Betrieb des Targets beeinträchtigen.

Kapitel 3

Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA ist am DESY, dem Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg, aufgebaut. Sein Umfang beträgt 6335.8 m. In zwei getrennten Strahlröhren—HERA-e und HERA-p—laufen Elektronen und Protonen in entgegengesetzten Richtungen um. Als Speicherring hat HERA einen eingeschränkten dynamischen Energiebereich und benötigt daher eine Kette von Vorbeschleunigern, die ihm als Teilchenquelle dient. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht von HERA und seinen Vorbeschleunigern.

An den vier Wechselwirkungszonen, Halle-Nord, -Süd, -West und -Ost kann mit Protonen und Elektronen experimentiert werden. Die Protonen besitzen eine Energie von 920 GeV; die Elektronen werden auf 27.5 GeV beschleunigt [DES94].

3.1 Die HERA-Experimente

Die Experimente H1 und ZEUS untersuchen den inneren Aufbau des Protons. Dafür werden der Protonen- und Elektronenstrahl in den Experimentierhallen Nord und Süd unter einem Winkel von Null Grad zur Kollision gebracht und die Reaktionen mit 4π-Detektoren beobachtet.

Die spinabhängige Struktur von Protonen und Neutronen wird vom Hermes-Experiment gemessen. Es verwendet ausschließlich die Elektronen von HERA, die mit einem polarisiertem Gastarget in der Halle Ost wechselwirken.

Komplementär dazu nutzt HERA-B nur den Protonenstrahl: dünne Drähte werden an den Rand des Protonenstrahls gefahren und produzieren über Proton-Nukleon-Reaktionen B-Mesonen, deren CP-verletzende Reaktionen nachgewiesen werden sollen.

Hermes und HERA-B sind Vorwärtsspektrometer.

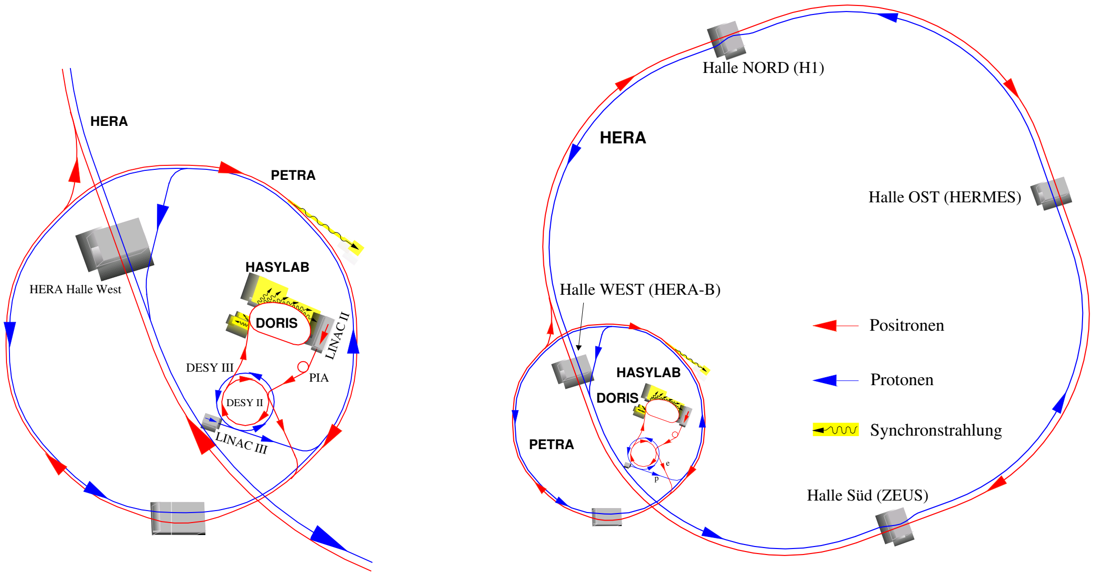


Abbildung 3.1: Schemazeichnung des HERA-Speicherrings und seinen Vorbeschleunigern.

3.2 Das HERA-Hochfrequenzsystem

Sowohl HERA-p als auch HERA-e nutzen ein 52-MHz-Hochfrequenzsystem, um Teilchen zu beschleunigen und Energieverluste im Luminositätsbetrieb auszugleichen. Damit ergeben sich 1100 Bereiche, in denen Teilchen stabil in HERA umlaufen können. Ihr Abstand beträgt 5.76 m. Dieser reicht nicht aus, um die Teilchenstrahlen vor und nach der Kollision bei H1 und ZEUS zu trennen. Um sekundäre Wechselwirkungspunkte zu vermeiden, kommt daher nur jeder fünfte Bereich in Betracht mit Teilchen gefüllt zu werden. Diese sind die Buckets von HERA. Es existieren 220 von ihnen; ihr Abstand beträgt 96 ns. Die Frequenz, mit denen die Buckets einen festen Punkt am HERA-Speicherring passieren beträgt somit 10.4 MHz.

Um die Bunche longitudinal zu verkürzen, wird der 52 MHz Beschleunigungsspannung phasengleich eine 208 MHz Spannung überlagert. Damit wird eine Bunchlänge von etwa 1 ns erreicht.

3.3 Das Bunchspektrum

Da Teilchen in einem Ringbeschleuniger den selben Punkt periodisch mehrfach passieren, ist es sinnvoll, Zeitspektren über nur einen Umlauf zu erstellen; bzw. mehrere solcher Messungen zu überlagern, um eine bessere statistische Relevanz zu erreichen. Ein solches Spektrum wird Bunchspektrum genannt. Dessen Zeitachse ist bei HERA $t_{Uml.} = 21.12\,\mu\text{s}$ bzw. 220 Buckets lang. Als Zeitnullpunkt wird einer der Buckets gewählt.

Das Bunchspektrum des Protonenstroms wird vom Injektionsprozeß der Protonen bestimmt:

Eine Protonenquelle erzeugt negative Wasserstoffionen, die mit einer Energie von 750 keV in den Linearbeschleuniger LINAC III eingeschossen werden, der sie auf 50 MeV beschleunigt. Dieser liefert die Ionen in Paketen mit einem Abstand von 96 ns. An einer dünnen Folie, direkt vor DESY III, werden die Elektronen vom Wasserstoffion abgestreift und man erhält nach diesem ersten Beschleunigungsschritt einen reinen Protonenstrahl.

In drei weiteren Schritten werden die Protonen in HERA eingefüllt:

1. Je zehn Pakete von LINAC III werden in DESY III akkumuliert und auf 7.5 GeV beschleunigt.
2. Im nächsten Schritt werden sechs solcher Füllungen von DESY III in PETRA gespeist und auf 40 GeV beschleunigt.
3. HERA-p kann drei Füllungen von PETRA aufnehmen und ist mit $180 = 3 * 6 * 10$ Bunchen komplett gefüllt [DES94, Spr00].

Das aus diesem dreistufigen Füllprozeß resultierende Füllschema der Protonen ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Auf 10 gefüllte Buckets folgt jeweils ein leeres Bucket. Nach 60 Bunchen folgt eine Lücke von 5 Buckets. Die letzten 10 Buckets bleiben leer und sind Teil der sogenannten Kickerlücke von 15 Buckets. Diese ist nötig, um ein sicheres entfernen des Protonenstrahls aus HERA zu ermöglichen. Innerhalb dieser Zeit kann ein schneller Magnet eingeschaltet und die Protonen in einen Absorber abgelenkt werden. Wegen des Elektronen-Bunchspektrums, besitzen die jeweils letzten beiden Bunche eines PETRA-Zuges keinen Elektronen-Partner. Diese sind die sogenannten Pilotbunche. Da von den 220 Buckets nur 180 gefüllt sind, beträgt die mittlere Bunchfrequenz $\frac{180}{220} \cdot 10.4\,\mathrm{MHz} = 8.5\,\mathrm{MHz}$.

Den Vorbeiflug eines Bunches am Target nennt man Bunchcrossing.

3.4 Der HERA-Strahlbetrieb

Bevor die Experimente mit der Datennahme beginnen, müssen die Teilchenstrahlen in HERA gefüllt und weitere Maßnahmen zur Optimierung des Meßbetriebs getroffen werden. In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Phasen und deren Ablauf bis zum Meßbetrieb beschrieben werden. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf das Jahr 2000.

Zunächst werden Protonen in HERA gefüllt und auf ihre Endenergie von 920 GeV gebracht. Dieser Schritt dauert im Mittel 1.6 h. Als nächstes wird der Elektronenstrahl injiziert und auf 27.5 GeV beschleunigt, was im Mittel 1.07 h dauert. Diese Phase wird Injektionsphase genannt, in der beide Strahlen noch

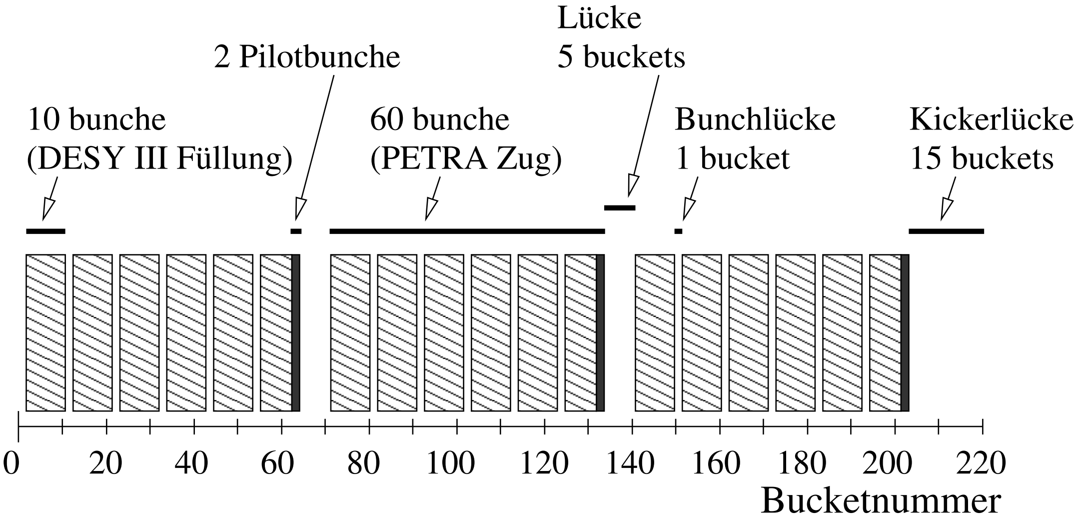


Abbildung 3.2: Füllschema des HERA-Protonenstrahls.

getrennt sind. Der Grund hierfür ist, daß sich die Emittanz des Protonstrahl vergrößert, wenn er vom Elektronstrahl nicht zentral getroffen wird.

Sind beide Strahlen auf ihrer Sollenergie, werden sie bei den Experimenten H1 und ZEUS zur Kollision gebracht und im letzten Schritt werden die sogenannten Kollimatoren positioniert vermindern, die den Untergrund, der durch Strahlteilchen erzeugt wird. Im allgemeinen werden nun Maßnahmen getroffen um den nachfolgenden Meßbetrieb zu optimieren. Dieser Schritt nimmt ca. 30 Minuten in Anspruch und wird Lumi-Tuning genannt.

In dem nachfolgenden ep-Kollisionsbetrieb, der auch Luminositäts-Betrieb oder Run genannt wird, können die Experimente mit der Datennahme beginnen. Üblicherweise bewegen die ep-Experimente ihre strahlnahen Detektoren und HERA-B das Target an den Protonstrahl. Dieses muß mit Absprache und koordiniert geschehen.

Die durchschnittliche Zeit zwischen dem Ende und Anfang zweier Luminositätsbetriebe beträgt 6.6 h. Diese Zahl berücksichtigt auch, daß nicht alle Protonen- oder Elektronenfüllungen erfolgreich die Endenergie erreichten und daß zweitweise wegen technischer Probleme gar kein neuer Füllversuch stattfinden konnte [DES00, Hof00].

3.5 Die HERA-Strahlströme

Zu Beginn des ep-Kollisionsbetriebs beträgt der Protonenstrom üblicherweise $\approx 100\,\mathrm{mA}$ und der Elektronenstrom $\approx 40\,\mathrm{mA}$. Während der Messung nehmen sie kontinuierlich ab. Gründe hierfür sind z.B. Strahl-Strahl- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen der Strahlteilchen oder das Überschreiten der Aperturgrenzen. Aufgrund dieser statistischen Prozesse folgen beide Ströme im wesentlichen einem

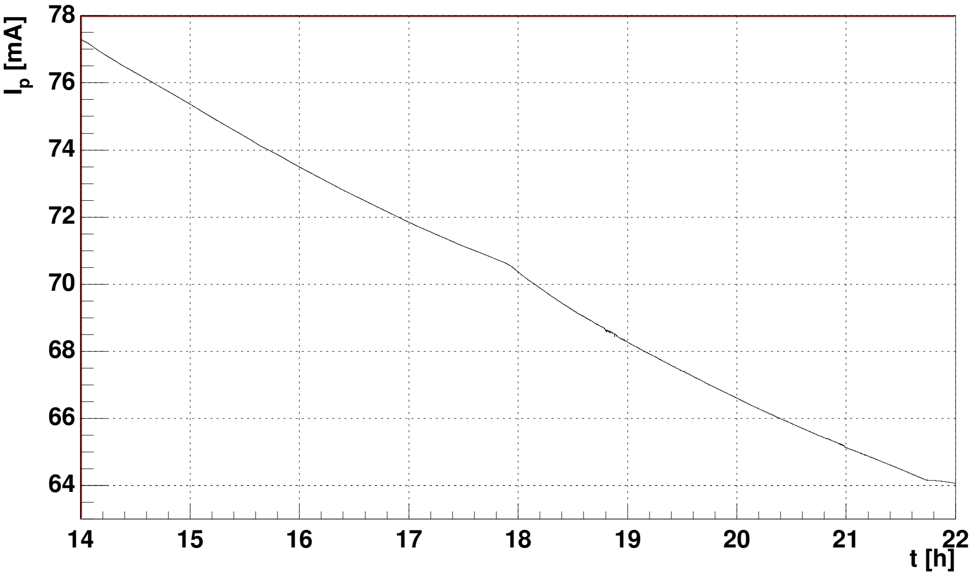


Abbildung 3.3: Beispiel für die Strommessung bei HERA. Dargestellt ist der Strom über einen Zeitraum von acht Stunden.

exponentiellen Verlauf. Dieser kann mit I_0 dem Strom zum Zeitpunkt $t = 0$ und der Lebensdauer τ wie folgt ausgedrückt werden:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-t/\tau} \tag{3.1}$$

Abweichungen von diesem Verlauf können durch eine zeitabhängige Lebensdauer $\tau = \tau(t)$ beschrieben werden. Üblicherweise ist jedoch $\tau(t) \approx \text{const.}$ Systematische Änderungen weisen z.B. auf Änderungen der HERA-*B* Wechselwirkungsrate, Änderungen der Aperturgrenzen[1] oder im allgemeinen dem Nachregeln von Maschinenparametern zur Optimierung des ep-Betriebs hin.

Ein Beispiel für den Intensitätsverlauf des Protonenstroms in Abhängigkeit von der Zeit ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die systematischen Änderungen der Lebensdauer um ca. 18:00 und 21:30 sind gut zu erkennen. Darüber hinaus sind in den restlichen acht Stunden keine Änderungen in der Lebensdauer zu beobachten. Die Annahme einer konstanten Lebensdauer innerhalb kurzer Zeiträume $\mathcal{O}(10\,\text{min})$ ist in sehr guter Näherung gegeben. Da die typischen Lebensdauern der Ströme—$\mathcal{O}(10\,\text{h})$ für Elektronen und $\mathcal{O}(100\,\text{h})$ für Protonen—viel größer als $\mathcal{O}(10\,\text{min})$ sind, kann Gleichung 3.1 für kurze Zeiträume linear angenähert werden:

---

[1] Positionsänderung von Kollimatoren oder strahlnaher Detektoren bei H1 und ZEUS.

$$I(t) \approx I_0 \cdot (1 - \frac{1}{\tau} t) \tag{3.2}$$

Diese Gleichung dient bei HERA als Grundlage für die Lebensdauerbestimmung.

Da sowohl der Strom als auch die Lebensdauer des Protonenstrahls wichtige Meßgrößen in den Analysen dieser Arbeit sind, ist es wichtig ihre Genauigkeit und Richtigkeit zu überprüfen. Diese Untersuchungen werden im folgenden beschrieben. Grundlage der Analysen sind Messungen des Protonenstroms aus dem Zeitraum August 1998 bis Mai 2000. Diese wurden in Zehn-Minuten-Abschnitte eingeteilt und jeweils mit der Annahme einer linearen Stromabnahme (Gleichung 3.2) verglichen. Für die ausgewählten Datensätze wurde gefordert, daß sie keine systematischen Lebensdaueränderungen enthalten, die sich auf externe Parametervariationen zurückführen lassen. Insgesamt wurden 51 Datensätze mit einer Gesamtmeßdauer von 263 Stunden und 20 Minuten selektiert.

3.6 Strommessung bei HERA-p

Der Protonenstrom wird bei HERA mit einem Gerät der Firma Bergoz induktiv gemessen[Ber88, Uns81]. Dieser liefert jede Sekunde einen Meßwert, dessen Fehler mit 0.5 µA angegeben wird. In diesem wird jedoch die konkrete Umgebung—wie z. B. Temperaturschwankungen, Änderungen der Strahlposition, Hochfrequenzfelder o.Ä.—nicht mitberücksichtigt. Der so gemessene Strom wird von HERA über das DESY-interne Netzwerkprotokoll NETMEX sekündlich zur Verfügung gestellt. Eine eigene Software ruft diese Daten in Abständen von fünf Sekunden ab und speichert sie kontinuierlich in einer Datenbank. Die hier gezeigten Analysen beruhen auf diesen Daten.

Der Fehler der Strommessung wird wie folgt bestimmt: An die in jeweils 10-Minuten-Abschnitte eingeteilten Datensätze wird eine Gerade angepaßt und die Abweichungen der Meßwerte von dieser Geraden histogrammiert. Die Breite der Verteilung gibt den Fehler der Strommessung an. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Die Abweichungen betragen nur etwa 1/1000 %.

Ebenso wurde für alle Meßreihen ihr Fehler bestimmt und histogrammiert. Da in dieser Methode keine systematischen Effekte berücksichtigt werden, wird der so bestimmte Fehler zu größeren Werten hin fluktuieren. Abbildung 3.5 zeigt diese Verteilung, die wie erwartet einen langen Ausläufer zu großen Werten hat. Der wahrscheinlichste Wert wird über die Anpassung einer Gaußkurve an die Spitze der Verteilung gewonnen. Ihr Schwerpunkt liegt bei 0.7 µA. Dieser Wert wird im folgenden als Fehler der Strommessung benutzt.

Abbildung 3.6 zeigt dieselbe Messung in Abhängigkeit von der Stromstärke. Man kann keine Abhängigkeit erkennen. Daher wird der Fehler der Strommessung als absoluter Fehler behandelt.

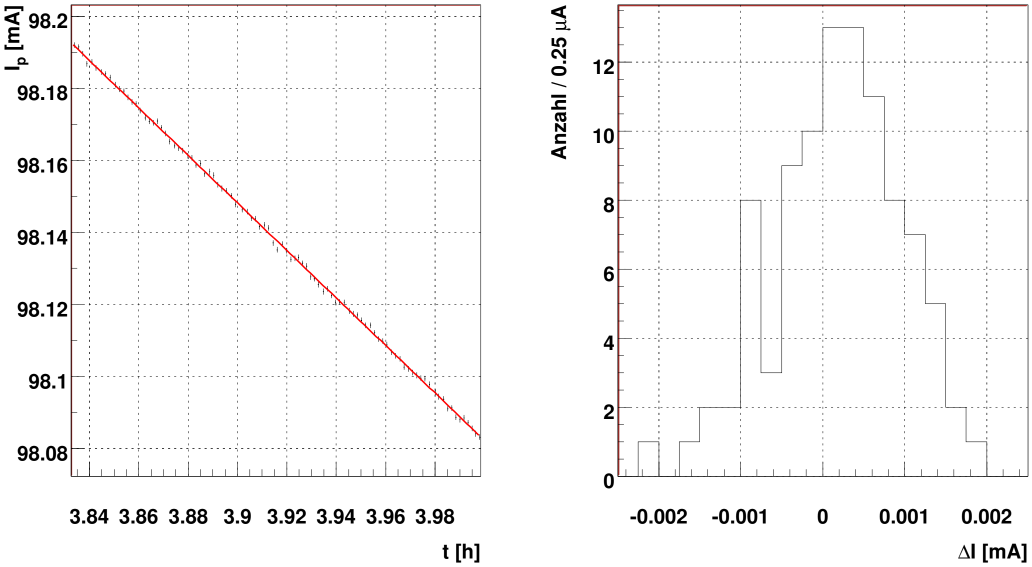


Abbildung 3.4: Bestimmung des Fehlers der Strommessung. Links: Meßwerte der Strommessung in Abhängigkeit von der Zeit und die lineare Anpassungsgerade. Rechts: Verteilung der Meßwert-Abweichungen von der Anpassungsgeraden.

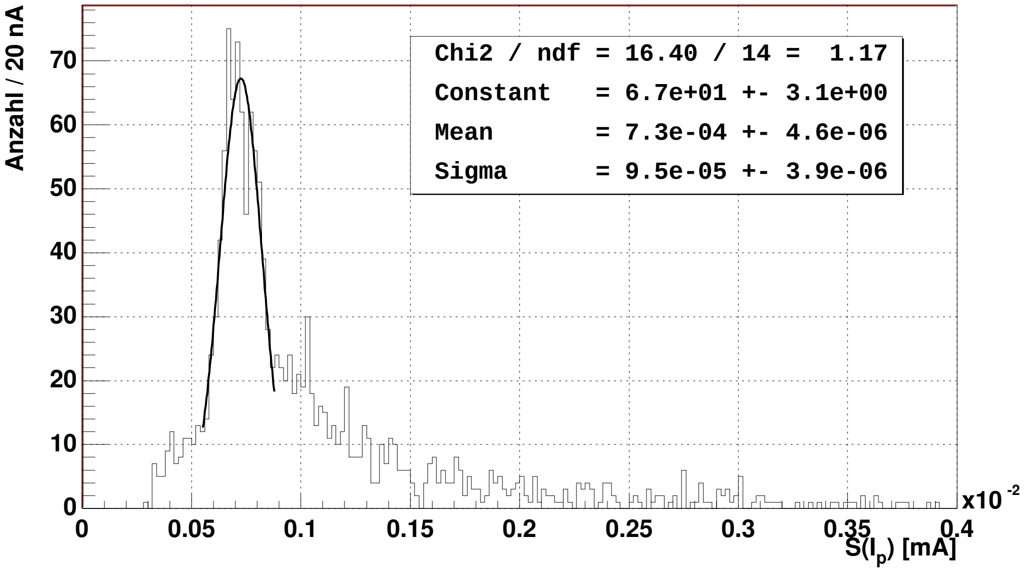


Abbildung 3.5: Verteilung der Fehler der Strommessung.

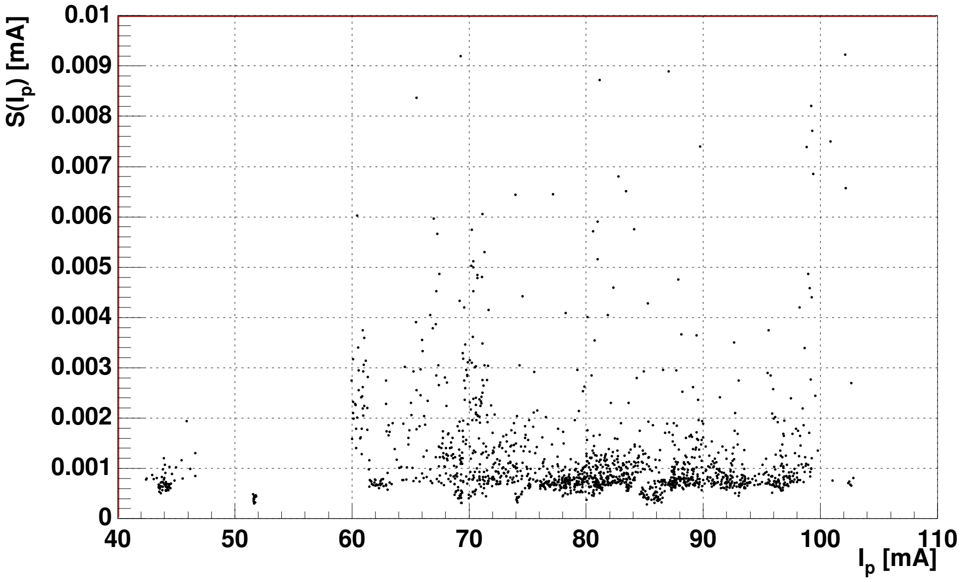


Abbildung 3.6: Fehler der Strommessung in Abhängigkeit von der Stromstärke.

Der Vollständigkeit halber soll hier erwähnt werden, daß bei einer Meßreihe die Strommessung häufig systematische Ausreißer enthielt. Abbildung 3.7 zeigt zwei Beispiele aus dieser Meßreihe. In einem solchen Fall ist insbesondere die Lebensdauermessung, da sie aus der Strommessung berechnet wird, völlig unbrauchbar. Weil dieser Effekt nur in einer Meßreihe beobachtet wurde, wurden keine weiteren Anstrengungen unternommen, ihn systematisch zu verstehen.

3.7 Lebensdauermessung

Die Lebensdauer des Protonenstrahls wird bei HERA fortlaufend aus dem sekündlich gemessenen Strom mit Hilfe der Gleichung 3.2 berechnet. Dabei ist der Meßzeitraum nicht festgesetzt, sondern hängt von der Abnahme des Stroms ab: Es wird eine minimale Meßzeit von 5 Sekunden und eine maximale Meßzeit von 100 Sekunden gefordert. Übersteigt die Stromabnahme in dieser Zeit 7 µA wird die Messung früher beendet und die Berechnung eingeleitet:

$$\begin{aligned} I(t) &\approx I_0 \cdot (1 - \frac{1}{\tau} t) \\ &= I_0 \cdot (1 - \nu \cdot t) \end{aligned} \tag{3.3}$$

Mit einer linearen Regression wird die Steigung $\nu = 1/\tau$ berechnet, die proportional zur Stromabnahme und umgekehrt proportional zur Lebensdauer τ ist. Da sie einen Pol für kleine τ hat, wird in den Analysen dieser Arbeit statt der

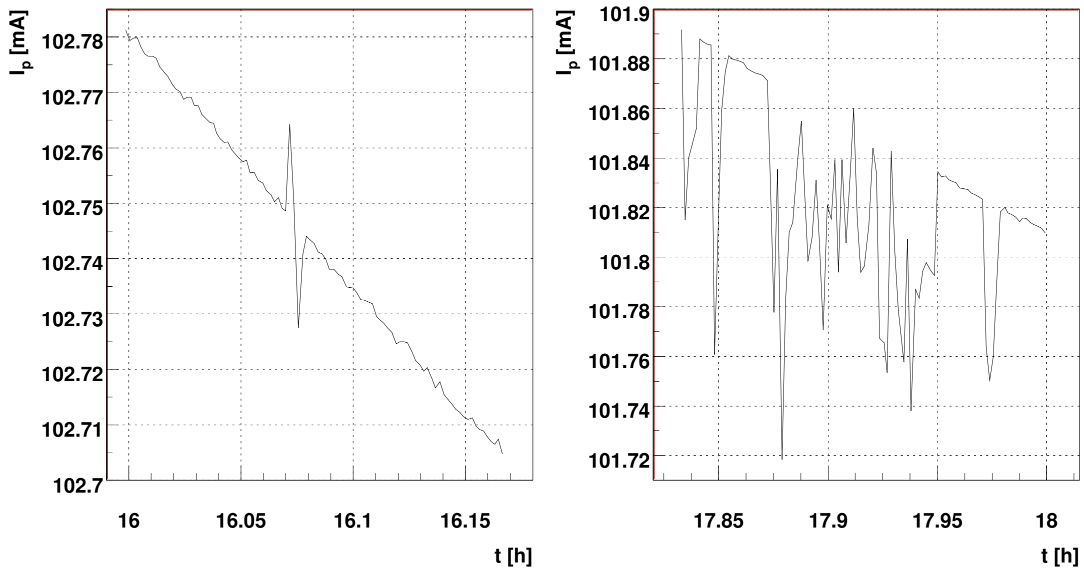


Abbildung 3.7: Beispiele für fehlerhafte Strommessungen.

Lebensdauer die inverse Lebensdauer verwendet. Im folgenden wird darauf nicht mehr explizit hingewiesen[2]. Der Relativfehler für τ und ν ist jedoch gleich.

Aufgrund des verwendeten Algorithmus, läßt sich die Lebensdauerberechnung in drei Fälle ordnen, die sich nach der Meßzeitdauer Δt und der Stromabnahme ΔI gliedern:

$$\begin{array}{llcl}
1. & \Delta t = 5\,\mathrm{s} & \wedge & \Delta I > 7\,\mu\mathrm{A} \\
2. & 5\,\mathrm{s} < \Delta t < 100\,\mathrm{s} & \wedge & \Delta I = 7\,\mu\mathrm{A} \\
3. & \Delta t = 100\,\mathrm{s} & \wedge & \Delta I < 7\,\mu\mathrm{A}
\end{array}$$

Um eine signifikante Stromabnahme messen zu können wird an den dritten Fall eine zusätzliche Forderung gestellt, daß die Stromänderung einen Faktor zwei über der Auflösung liegt: $\Delta I > 2 \cdot S(I) = 2 \cdot 0.7\,\mu\mathrm{A}$. Hier wurde bewußt der Faktor 2 und nicht $\sqrt{2}$ gewählt, um nicht an der Grenze der Auflösung zu operieren. Mit Gleichung 3.2 läßt sich dann ausrechnen, in welchem Bereich sinnvolle Lebensdauermessung liegen. Dazu wird für I_0 ein typischer Wert von 80 mA gewählt.

$$\begin{array}{lrcccr}
1. & 0\,\mathrm{h} & < & \tau & < & 16\,\mathrm{h} \\
2. & 16\,\mathrm{h} & < & \tau & < & 320\,\mathrm{h} \\
3. & 320\,\mathrm{h} & < & \tau & < & 1600\,\mathrm{h}
\end{array}$$

Da für kleine Lebensdauern die benutzte lineare Näherung zusammenbricht und diese darüber hinaus auf äußerst unübliche Betriebsbedingungen hinweisen,

---

[2] Falls im weiteren die Lebensdauer τ verwendet wird, so ist dies als $1/\nu$ zu lesen.

ist die untere Grenze von 0 h unsinnig und für die Analysen dieser Arbeit wird eine minimale Lebensdauer von 20 h gefordert. Damit ergibt sich der Bereich physikalisch sinnvoller Lebensdauermessung zu $20\,\mathrm{h} < \tau < 1600\,\mathrm{h}$.

Wie bei der Strommessung wird die Lebensdauer des Protonenstrahl in Abständen von fünf Sekunden über das Netzwerkprotokoll NETMEX abgerufen und in einer eigenen Datenbank gepeichert. Da für einige Analysen jeweils mittlere Lebensdauern benutzt werden, soll nun überprüft werden, ob diese Mittelwertbildung überhaupt richtige Ergebnisse liefert. Darüber hinaus soll auch der Fehler der Lebensdauermessung bestimmt werden. Zur Beantwortung dieser Fragen wird der selbe Datensatz benutzt, der schon bei den Analysen der Strommessung herangezogen wurde.

3.7.1 Überprüfung der Lebensdauermessung

Zur Überprüfung, ob die mittlere Lebensdauer ein richtiges Ergebnis liefert, wird die inverse Lebensdauer für jeden 10-Minuten-Datensatz auf zwei Arten bestimmt:

1. Alle inversen Lebensdauermessungen von HERA werden histogrammiert und der Mittelwert ν_m bestimmt. Das RMS des Histogramms gibt eine erste Abschätzung für den Fehler dieser Messung.
2. Die inverse Lebensdauer ν_r wird über eine lineare Regression an $I(t)$ gewonnen.

Um zu zeigen, daß ν_m gleich ν_r ist, wird die Asymmetrie

$$A_\nu = A(\nu_m, \nu_r) = 2 \cdot \frac{\nu_m - \nu_r}{\nu_m + \nu_r} \tag{3.4}$$

gebildet (siehe Abschnitt A.1). Diese muß im Rahmen der Fehler mit Null verträglich sein. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung aller so gemessenen Asymmetrien. Der Mittelwert beträgt -0.00074 mit einem Fehler von $0.022/\sqrt{1487} = 0.00057$; Er ist damit gut mit Null verträglich; d.h. die Bildung von Mittelwerten der Lebensdauer liefert richtige Ergebnisse.

Um den Fehler der Lebensdauermessung zu bestimmen, wird zu jedem Datensatz von 10 Minuten die Asymmetrie A_ν und nach Gleichung A.6 ihr Fehler S_A berechnet; diese werden fortlaufend mit n numeriert. Abbildung 3.9 zeigt A_ν in Abhängigkeit von n.

Auffällig sind die Lücken bei $n \in [270, 301]$, $n \in [1150, 1169]$ und bei $n \in [1193, 1210]$. Diese entstehen durch die Forderung, daß der betrachtete Datensatz keine Lebensdauermessung kleiner Null enthalten darf. Die oben genannten Bereiche lassen sich jeweils auf drei separate Meßperioden zurückführen: $n \in [270, 301]$ ist der in Abschnitt 3.6 erwähnte Fall, bei der die Strommessung häufig Spikes

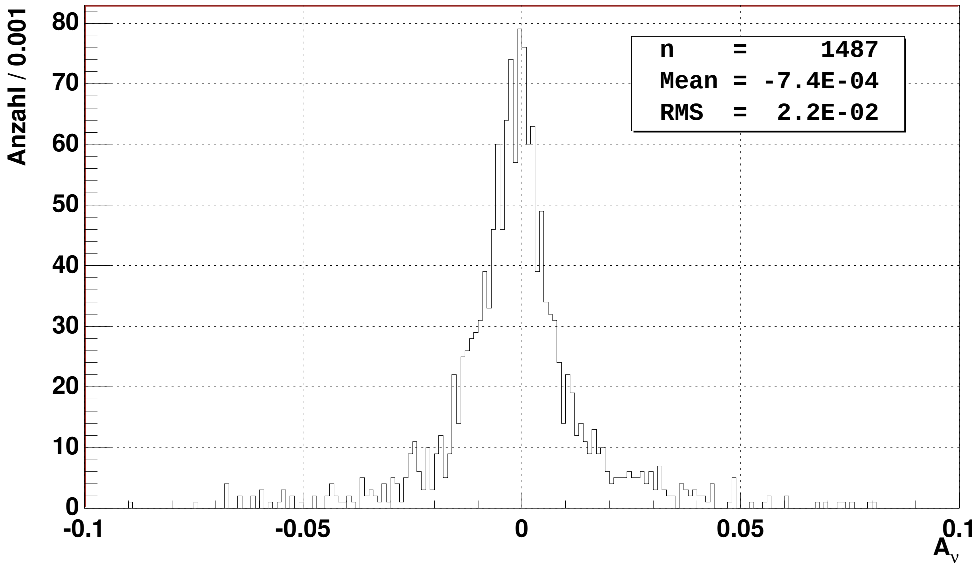


Abbildung 3.8: Verteilung der Asymmetrien der berechneten und gemessenen mittleren inversen Lebensdauern.

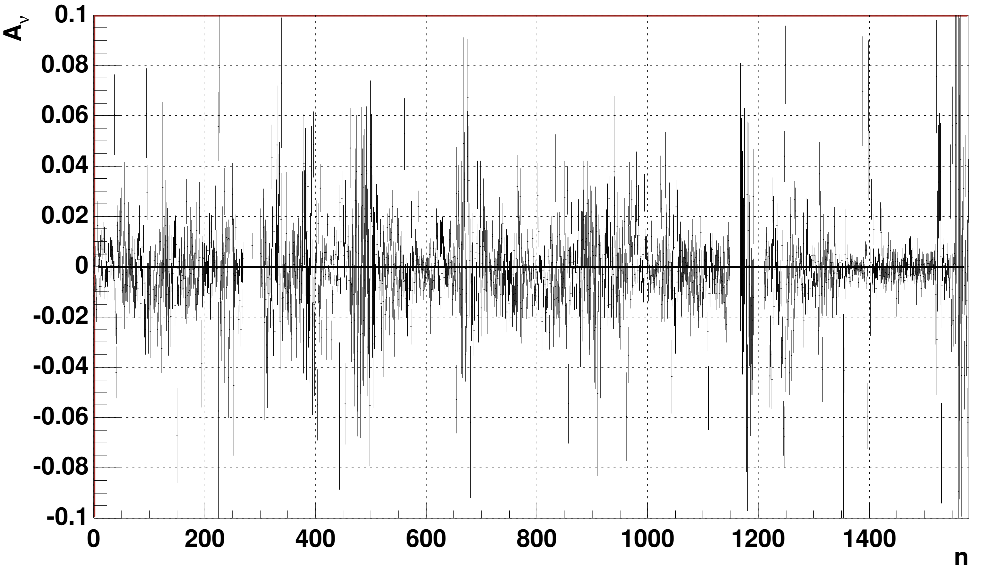


Abbildung 3.9: Asymmetrie der inversen Lebensdauer A_ν in Abhängigkeit von der Datensatznummer n.

enthielt. In den beiden übrigen Fällen waren keine Elektronen gefüllt und es fand kein Targetbetrieb statt. Daher ist die Lebensdauer in diesen Messungen oberhalb der Auflösung und liefert unphysikalische Werte, die von einigen negativen Werten bis $\mathcal{O}(10\,000\,\mathrm{h})$ breit verteilt sind.

Da jede der gemessenen Asymmetrien $A_\nu(n)$ mit Null verträglich sein sollte, wird im nächsten Schritt an die Meßwerte $A_\nu(n)$ die Funktion $f(n) = 0$ "angepaßt" und das χ^2/n_f (siehe Abschnitt A.2) bestimmt. Man erhält dafür einen Wert von 2.82, der damit zu groß ist; d.h. die Fehler S_A, die sich aus den Fehlern von ν_r und ν_m zusammensetzen, sind zu klein. Da man hier keine weitere Möglichkeit mehr hat, zu bestimmen, welcher der Fehler zu klein abgeschätzt wurde, werden beide um den Faktor $\sqrt{2.82}$ vergrößert. Damit ist der Fehler von $A_\nu(n)$ perfekt angepaßt und man erhält $\chi^2/n_f = 1$. Im weiteren bedeutet das, daß der Fehler, der aus dem RMS der ν-Verteilung gewonnen wurde, nachträglich um den Faktor $\sqrt{2.82}$ vergrößert werden muß, um einen angemessenen Fehler für die Messung zu erhalten.

In Abbildung 3.10 ist auf der linken Seite der relative Fehler der inversen Lebensdauer $S_{rel}(\nu) = S(\nu)/\nu$ gegen die Lebensdauer $\tau = 1/\nu$ dargestellt. Die Statistik ist nur für den Bereich $\tau < 200\,\mathrm{h}$ gut. In diesem Bereich ist eine untere Grenze erkennbar, die linear mit τ wächst. Rechts ist das zugehörige Profil-Histogramm (siehe Abschnitt A.3) dieser Messung, mit einer Quantisierung von 15 h, dargestellt. An den Bereich 0–200 h wird eine Gerade angepaßt. Diese liefert einen Achsenabschnitt von 0.062 ± 0.004 und eine Steigung von $(0.040 \pm 0.004)/100\,\mathrm{h}$ bei einem $\chi^2/n_f = \frac{12.9}{13-2} = 1.17$. Bis $\tau \approx 300\,\mathrm{h}$ kann somit der Relativfehler der inversen Lebensdauer und somit auch der der Lebensdauer abgeschätzt werden zu:

$$S_{rel,\tau} = S_{rel,\nu} = 6.2\,\% + 4.0\,\% \cdot \frac{\tau}{100\,\mathrm{h}} \tag{3.5}$$

3.8 Die Protonverlustrate bei HERA

Ein Proton braucht eine Zeit von $t_{Uml.} = 21.12\,\mu\mathrm{s}$ für einen Umlauf in HERA. Das bedeutet, daß es mit einer Frequenz von $1/t_{Uml.} \approx 47\,500\,\mathrm{Hz}$ in HERA umläuft und damit zum Strahlstrom mit $I_{1p} = e/t_{Uml.} = 7.6\,\mathrm{fA}$ beiträgt. Somit entspricht ein Stromverlust von dI einem Verlust von $dN = dI/I_{1p}$ Protonen. Die Protonenverlustrate ist dann

$$R_{loss} = \frac{dN}{dt} = \frac{dI/I_{1p}}{dt} = \frac{dI}{dt} \cdot \frac{t_{Uml.}}{e} \tag{3.6}$$

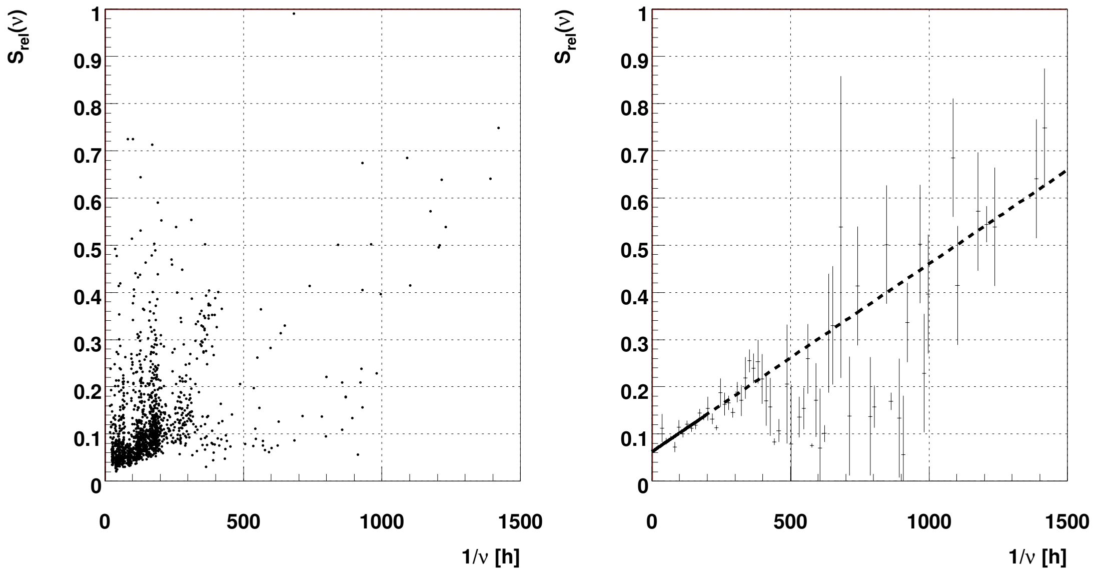


Abbildung 3.10: Relativfehler der inversen Lebensdauer in Abhängigkeit von der Lebensdauer $\tau = 1/\nu$. Links: Darstellung der einzelnen Messungen. Rechts: Profil-Histogramm und lineare Parametrisierung der selben Daten.

$\frac{dI}{dt}$ läßt sich aus Gleichung 3.3 einsetzen:

$$\begin{aligned} R_{loss} &= \frac{I_0}{\tau} \cdot \frac{t_{Uml.}}{e} \\ &= I_0 \cdot \nu \cdot \frac{t_{Uml.}}{e} \\ &= I_0[\mathrm{mA}] \cdot \nu[\mathrm{h}^{-1}] \cdot \frac{21.12\,\mu\mathrm{s} \cdot 1\,\mathrm{mA}}{1.602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C} \cdot 1\,\mathrm{h}} \qquad (3.7) \end{aligned}$$

Damit folgt:

$$R_{loss}[\mathrm{MHz}] \approx 36.6 \cdot I_0[\mathrm{mA}] \cdot \nu[\mathrm{h}^{-1}] \qquad (3.8)$$

Wird R_{loss} so gemessen, so ergibt sich ihr Fehler nach der Gaußschen Fehlerformel zu:

$$S^2_{R_{loss}} = \frac{t_{Uml.}}{e} \cdot (S^2_{I_0} \cdot \nu^2 + S^2_{\nu} \cdot I_0^2) \qquad (3.9)$$

3.9 Das Proton-Kollimatorsystem bei HERA

Protonen sind bei HERA üblicherweise über viele Stunden im Ring gespeichert. Während dieser Zeit wächst ihre Betatronamplitude über nicht-lineare Effekte,

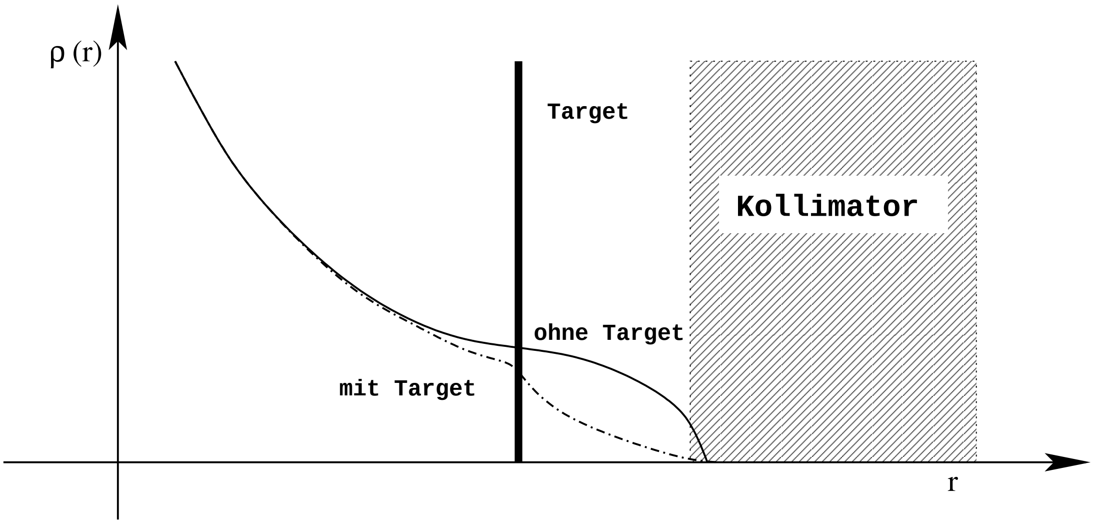


Abbildung 3.11: Modell der transversalen Protonendichteverteilung in Abhängigkeit vom Abstand zum Strahlmittelpunkt.

wie z.B. Strahl-Restgas-Wechselwirkung, an. Diese kann letztendlich so groß werden, daß Protonen mit strahlnahen Detektoren—vornehmlich bei H1 und ZEUS—wechselwirken und somit eine bedeutende Untergrundquelle für diese Experimente darstellen. Um dem zu begegnen, werden 40 cm lange Blöcke aus Wolfram, sogenannte Kollimatorbacken, an den Strahl gehalten, auf die die Protonen auftreffen, bevor sie die strahlnahen Detektoren erreichen. Der Hauptkollimator besteht aus vier solcher Kollimatorbacken, die vertikal und horizontal um den Strahl angeordnet sind. Dieser begrenzt den transversalen Phasenraum der Protonen und definiert damit die freie Apertur, die den Protonen zur Verfügung steht.

Ungünstigerweise können Protonen, die auf dem Hauptkollimator auftreffen, über Vielfachstreuung wieder aus diesem austreten. In diesen Fällen haben sie meist sogar eine noch größere Betatronamplitude und treffen im folgenden Umlauf erst recht auf die strahlnahen Detektoren. Daher werden noch weitere sogenannte Nebenkollimatoren installiert, die Protonen, die aus dem Hauptkollimator gestreut werden, sehr effizient absorbieren können. Sie werden an Stellen im HERA-Ring installiert, bei denen die Ablage der gestreuten Protonen maximal ist. Dadurch wird erreicht, daß die Protondichte an der Kollimatoroberfläche sehr schnell verschwindet. Abbildung 3.11 zeigt die Modellvorstellung der Protondichteverteilung $\rho(r)$ in der Nähe des Kollimators. In [Sei94] wird das Zusammenspiel von Haupt- und Nebenkollimatoren detailliert beschrieben.

Da das HERA-B-Target konkurrierend zum Hauptkollimator, ähnlich wie dieser operiert, sind in HERA weitere Nebenkollimatoren installiert, die auf das Target optimiert sind. Einzelheiten kann man [Sei94, Spr00] entnehmen; dort finden sich auch Hinweise zu weiterführender Literatur.

3.9.1 Die Positionierung der Kollimatoren

Der Effekt der Kollimatorbacken auf den Strahl wird mit PIN-Dioden überwacht, die direkt hinter diesen angebracht sind und die Teilchenrate des entstehenden hadronischen Schauers messen. Die Kollimatoren werden mit einer automatischen Prozedur positioniert, bei der jede Backe einzeln an den Strahl gefahren wird, bis die Rate einen Schwellenwert überschreitet. Danach wird sie um eine vorgegebene Stecke—üblicherweise 3 mm—zurückgefahren. Nachdem alle Kollimatoren den Strahl so angetastet haben, werden sie wieder an die Position bewegt, an der sie ihn ursprünglich gefunden hatten. Zusätzlich existiert die Möglichkeit einer manuellen Positionierung.

3.9.2 Die Targeteffizienz

Für einen parasitären Betrieb des Targets ist es wichtig, daß der Hauptanteil der Protonen, die bei HERA verloren gehen, inelastisch mit dem HERA-B-Target wechselwirken, statt auf die Kollimatoren aufzutreffen. Das Verhältnis zwischen der HERA-B-Wechselwirkungsrate R_{ia} und der Gesamt-Proton-Verlustrate R_{loss} ist die Targeteffizienz ϵ_t:

$$\epsilon_t = \frac{R_{ia}}{R_{loss}} \tag{3.10}$$

Bevor die Protonen inelastisch mit dem Target wechselwirken, werden sie über Vielfachstreuung weiter nach außen gestreut. Daher nimmt die Protonendichte an der Stelle des Targets zwar schneller ab, geht jedoch nicht direkt auf Null. Dieses Verhalten ist schematisch in Abbildung 3.11 gezeigt.

Ist der Abstand zwischen Target und Aperturgrenze nur klein, so laufen die Protonen bevorzugt auf die Kollimatoren auf und daher ist für die Targeteffizienz ein großer Target-Apertur-Abstand günstig.

In [Jag98] wurde das Target im HERA-Speicherring simuliert und die Abhängigkeiten der Targeteffizienz untersucht[3]. Abbildung 3.12 zeigt ein wichtiges Ergebnis aus der Arbeit; hier ist die Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Targetposition für verschiedene freie Aperturen dargestellt. Man kann ein Sättigungsverhalten zu kleinen Target-Strahl-Abständen hin beobachten. Die folgende Liste gibt eine Übersicht über die für die vorliegende Arbeit wichtigen und relevanten Ergebnisse aus [Jag98].

- Targeteffizienzen größer als 50 % sind auch mit einer Aperturbegrenzung bei $\approx 7\,\sigma$ möglich (siehe Abbildung 3.12).

---

[3] Im nachhinein wurde bemerkt, daß in der Simulation die Anfangsbedingungen nur ungenau beschrieben wurden; jedoch ist unklar wie und ob sich das auf die Ergebnisse auswirkt. Da außerdem keine neueren Simulations-Ergebnisse vorliegen und die Ergebnisse aus [Jag98] in einem vernünftigen Rahmen liegen, werden dennoch die Messungen in dieser Arbeit mit den Simulationen in [Jag98] verglichen.

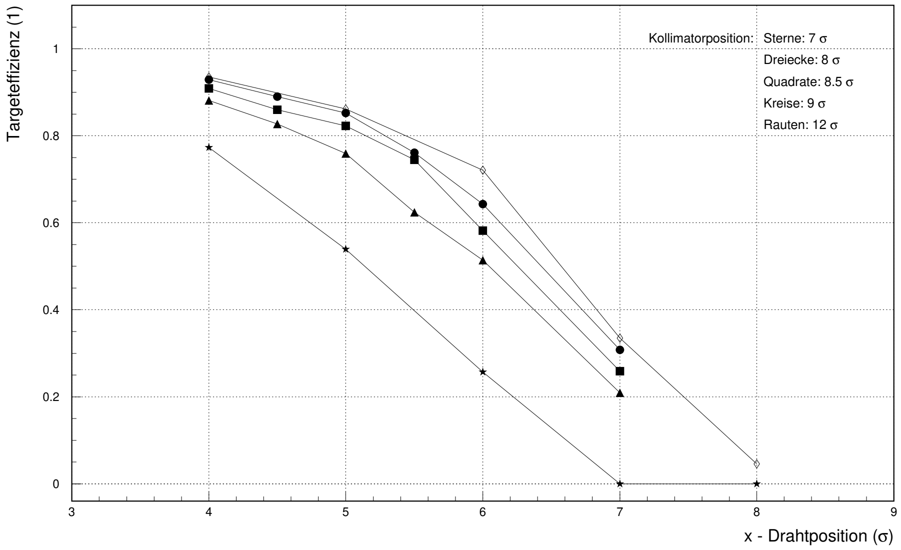


Abbildung 3.12: Simulation der Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Targetposition für verschiedene freie Aperturen [Jag98, Abb. 6.7].

- Die Targeteffizienz hängt stark von dem Target-Kollimator-Abstand ab. Bei einem Abstand von $3\,\sigma$ werden jedoch Effizienzen weit über 50 % erreicht (siehe Abbildung 3.12).
- Bei kleineren Abständen ändert sich die Targeteffizienz um 20–40 %/σ (siehe Abbildung 3.12).

Weitere Untersuchungen aus [Jag98] zeigen:

- Die Materialabhängigkeit ist kleiner als ±10 %.
- Bei kleinen Abständen zum Kollimator beträgt der Unterschied zwischen horizontalen und vertikalen Drähten ≈ 20 %.
- Die benutzte Simulation beruht auf einem Einteilchen-Tracking; somit hängt die Targeteffizienz in diesem Modell nicht von der Wechselwirkungsrate ab.

Kapitel 4

Das Targetsystem

Das Target ist eine der essentiellen Komponenten des HERA-B-Experiments: es produziert die zu untersuchenden Ereignisse. Um die HERA-B-Physikziele zu erreichen, muß die Wechselwirkungsrate etwa 40 MHz betragen. Eine der Herausforderungen an das Target ist, daß HERA-B als Fixed-Target-Experiment an einem Speicherring parallel zu den anderen Experimenten arbeiten soll. Es stellt damit eine neue Art von Teilchenquelle hoher Aktivität dar.

Vergleicht man die HERA-p Bunchfrequenz von 8.5 MHz mit der angestrebten Wechselwirkungsrate, so ist diese etwa einen Faktor vier bis fünf zu klein. Um dennoch die hohen Raten zu erreichen, müssen mit jedem Bunchcrossing im Mittel vier bis fünf Wechselwirkungen eingegangen werden. Diese sollten für eine gute Vertex-Rekonstruktion möglichst weit auseinander liegen und aus einem eng lokalisierbaren Bereich stammen.

Das Target besteht aus acht Drähten, die in dem Halo des Protonstrahls operieren. Die Grundidee eines Halo-Targets ist recht einfach: Protonen, die den Strahlkern verlassen und nicht mehr zur ep-Luminosität beitragen, sollen mit den Drähten wechselwirken, noch bevor sie an den Aperturbegrenzungen verloren gehen. Abbildung 4.1 gibt diese Idee wieder. Diese Konfiguration hat den Vorteil, daß sie sowohl mechanisch stabil und einfach zu operieren ist als auch, daß die gleichzeitigen Wechselwirkungen gut separiert und lokalisiert sind.

Im folgenden werden zunächst die Anforderungen an das Target dargestellt. Diesem folgt die Beschreibung des Targetsystems. Zu diesem gehört auch das eigene Ratenmeßsystem, welches zur Operation der Targets benutzt wird.

4.1 Anforderungen an das HERA-B-Target

Die Anforderungen an das Target sind hauptsächlich über die Physikziele von HERA-B bestimmt. Zusätzliche Bedingungen ergeben sich aus dem Design und den Limitierungen des Detektors und der Tatsache, daß das Target parallel zu den anderen HERA-Experimenten betrieben werden soll. Daher war, neben den

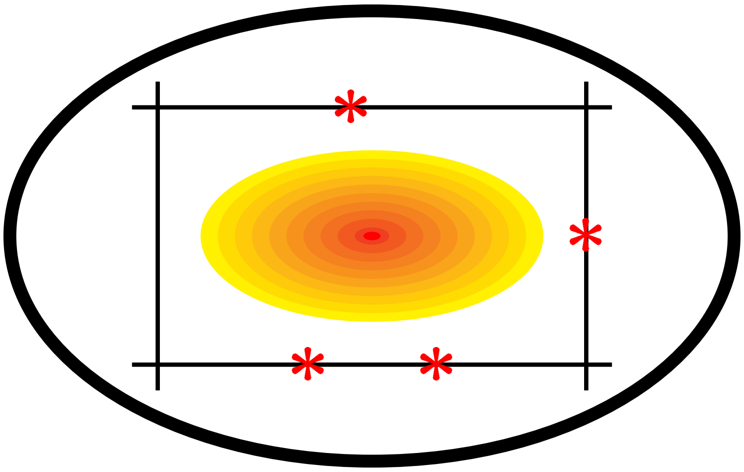


Abbildung 4.1: Funktionsweise eines Halo-Targets. Protonen, die den Strahlkern verlassen, wechselwirken mit dem Target (typische Wechselwirkungspunkte sind mit Sternen angedeutet) bevor sie an der Aperturbegrenzung (schwarzes Oval) verloren gehen.

Grundanforderungen an die Rate, Sicherheit ein sehr wichtiges und fundamentales Designkriterium für das Target. Im folgenden sollen zunächst die Grundanforderungen an das Target diskutiert werden, die in Form von drei Effizienzen ausgedrückt werden können.

1. *Rate und Targeteffizienz:* Ein Stromverlust von etwa 2 mA pro Stunde ist in HERA noch tolerierbar, so daß der Luminositätsbetrieb nicht beeinträchtigt wird. Dieser entspricht einer Verlustrate von etwa 72 MHz. Um damit eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz zu erreichen, müssen mehr als 50 % der Protonen, die in HERA verloren gehen, mit dem Target wechselwirken; das heißt die Targeteffizienz ϵ_t muß $\gtrsim 50\,\%$ sein.

   Die Targetoperation muß außerdem gewährleisten, daß weder die Strahlqualität beeinträchtigt noch die Datennahme der anderen Experimente gestört wird. Auch bei 40 MHz muß der Einfluß auf HERA und die Experimente klein sein, was eine effektive Abschirmung des targetinduzierten Untergrunds verlangt.

2. *Betriebseffizienz:* Um das Target kontinuierlich während der gesamten Meßperiode von ca. 10^7 s pro Jahr betreiben zu können, muß es sehr sicher und zuverlässig sein und eine schnelle und einfache Bedienung ermöglichen. Jeglicher Strahlverlust durch das Target muß vermieden werden. Dazu bedarf es einer guten Echtzeit-Überwachung, die auf eventuelle Probleme direkt reagiert und einer guten Koordination mit HERA und den anderen Experimenten.

3. *Rekonstruktionseffizienz:* Die Belegungsdichten des HERA-B-Detektors sind im Betrieb so hoch, daß er an der Grenze seiner Rekonstruktionskapazität arbeitet. Daher ist es sehr wichtig, eine konstante Rate ohne Ausreißer zu erzeugen, zu der alle Bunche gleich beitragen und die über alle Drähte gleichmäßig verteilt ist. Der Detektor ist außerdem auf die gebunchte Struktur des Protonstrahls optimiert. Das heißt, er erwartet die Protonen-Target-Wechselwirkungen alle 96 ns innerhalb eines Zeitfensters von etwa 1 ns.

Im Rahmen dieser und weiterer Arbeiten [L$^+$94, Rie94, H$^+$95, Kos95, Iss96, Spr96, Brä97, Jag98, Kle98, Sch98, Fun99, Sym99, Kni00, L$^+$00, Bak00, Spr00] wurde untersucht, ob die oben aufgezählten Anforderungen erfüllt werden können. Im folgenden wird ein Überblick über den derzeitigen Status gegeben.

Die Anforderung nach Targeteffizienzen größer als 50 % wird im Rahmen dieser Arbeit noch untersucht. Der Einfluß des Targets auf die anderen Experimente ist im allgemeinen gering und kann durch ein sorgfältiges Einstellen von HERA gut gehandhabt werden. Daher konnte seit 1997 ein kontinuierlicher Targetbetrieb, parallel zu den anderen Experimenten, garantiert werden. Weitere Details hierzu finden sich in [Spr96, L$^+$00].

Während des kontinuierlichen Betriebs der letzten drei Jahre konnte das Target seine Zuverlässigkeit und Effizienz beweisen. Grundlagen hierfür sind die robuste Mechanik und das automatische Kontrollsystem TaCoS, das im folgenden Kapitel beschrieben wird.

Die Forderung nach Ratenstabilität ist eng mit den Limitierungen des HERA-B-Detektors verbunden. Dieser ist so ausgelegt, daß er maximal ≈ 8 gleichzeitige Wechselwirkungen rekonstruieren kann. Ideal wäre es, wenn diese Anzahl genau eingehalten werden könnte; jedoch ist bei dieser geringen Anzahl die statistische Variation sehr groß und die Anzahl der Ereignisse pro Bunchcrossing ist poissonverteilt:

$$p_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \tag{4.1}$$

$p_\lambda(k)$ gibt für eine mittlere Anzahl λ von Wechselwirkungen die Wahrscheinlichkeit für k Wechselwirkungen an. In Abbildung 4.2 ist eine Poissonverteilung mit einem Mittelwert von $\lambda = 5$ dargestellt. Diese entspricht der bei HERA-B angestrebten Verteilung, die den Detektor optimal ausnutzt. Außerdem sind Poissonverteilungen mit $\lambda = 4.5$ und $\lambda = 5.5$ eingezeichnet. Man sieht, daß sich die einzelnen Kurven nur wenig unterscheiden. Aus diesem Vergleich kann man folgern, daß eine Ratenbreite von etwa 10 % von dem HERA-B-Detektor gut handzuhaben ist.

Die Ratenstabilität muß auf verschiedenen Zeitskalen diskutiert werden. Zum einen müssen die Variationen von Bunch zu Bunch klein sein. Sie sind in erster

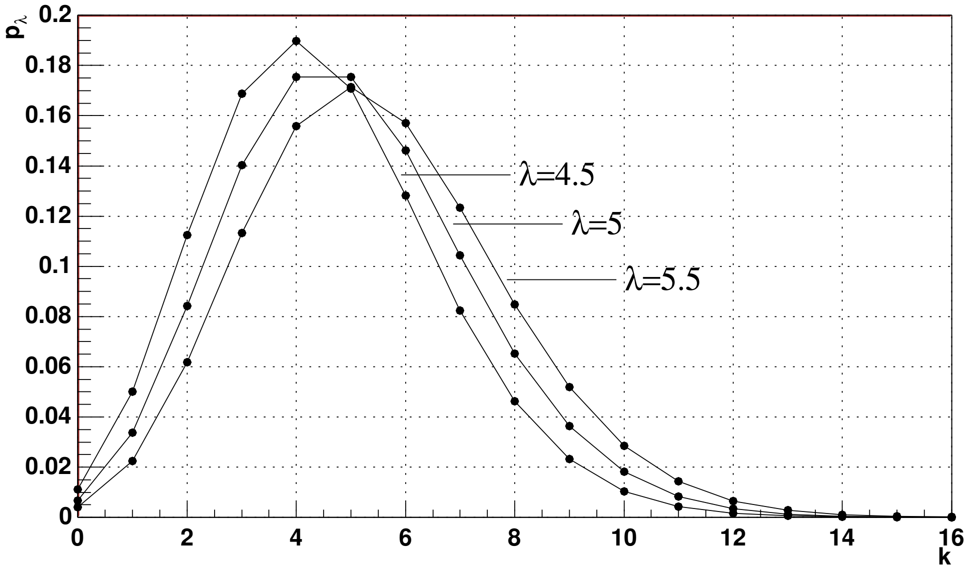


Abbildung 4.2: Poisson-Verteilungen für einen Mittelwert von $\lambda = 4.5$, 5 und 5.5 Wechselwirkungen pro Bunchcrossing.

Linie von der Füllprozedur bestimmt, die die Emittanz und den Strom für jeden Bunch vorgibt. Auf diesem Niveau kann nur HERA die Ratenbreite beeinflussen. Auf Zeitskalen $\mathcal{O}(1\,\mathrm{s})$ kann ein Regelsystem eingesetzt werden, um die Rate durch Positionierung der Drähte konstant zu halten. Fluktuationen mit höheren Frequenz können nicht ausgeregelt werden und müssen durch ein geeignetes Design des Target-Strahl-Systems vermieden werden. Zum einen fällt hierunter die Wahl des Material und der Geometrie des Targets, aber auch das sogenannte Beam Tail Shaping, die beide Gegenstand weiterer Untersuchungen in dieser Arbeit sind.

Das Problem, daß einige Wechselwirkungen nicht innerhalb des vorgegeben Zeitfensters von 1 ns stattfinden und Lösungen dazu werden in [Spr00] behandelt.

4.2 Das HERA-B-Target

Das HERA-B-Target besteht aus insgesamt acht Drähten, die in zwei Stationen um den Strahl angeordnet sind. Sein schematischer Aufbau ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Station 1 befindet sich näher am HERA-B-Detektor. Innerhalb einer Station werden die Drähte durch ihre Lage relativ zum Strahl identifiziert. Es gibt obere (above), untere (below), innere (inner) und äußere (outer) Drähte. Innen bezeichnet die Richtung zum Beschleunigermittelpunkt. Daraus leiten sich die Bezeichner für jedes Target ab: a1, b1, i1, o1, a2, b2, i2 und o2. Sie werden

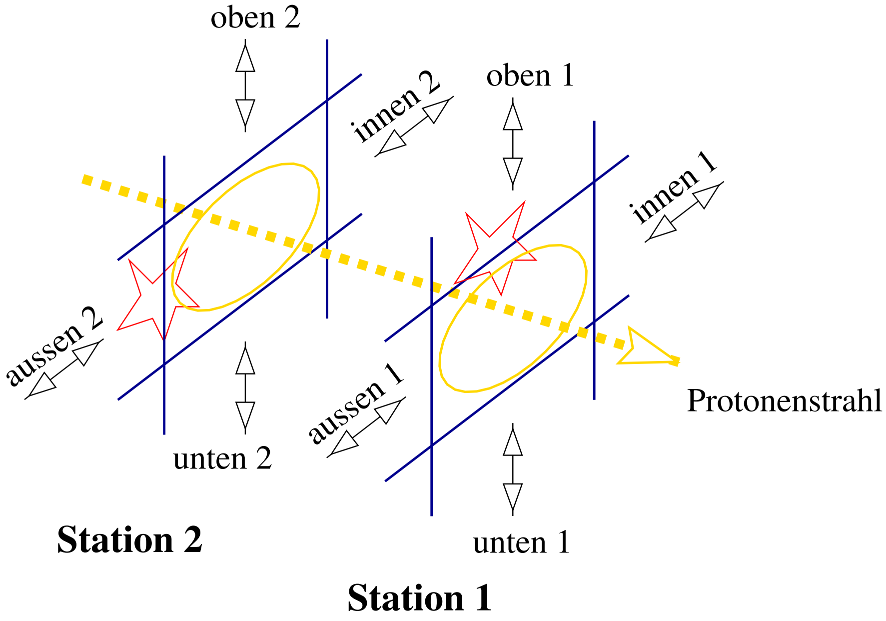


Abbildung 4.3: Schema des HERA-B-Targets. Die Doppelpfeile geben die Bewegungsrichtungen für jedes einzelne Target an. Station 1 ist näher am HERA-B-Detektor.

auch in dieser Reihenfolge von 0–7 durchnumeriert. -1 bzw. mw bezeichnet in diesem Zusammenhang den Mehrdraht-Betrieb.

Die Targets können in radialer Richtung bewegt werden, um sie am Strahl zu positionieren. Wird ein Target an den Strahl herangefahren, spricht man davon das Target hineinzusetzen bzw. zu selektieren. Entsprechend spricht man von heraussetzen oder deselektieren, wenn das Target vom Strahl entfernt wird.

Der Abstand der Stationen längst der Strahlrichtung ist durch zwei Randbedingungen bestimmt: Damit Spuren von der zweiten Station nicht als Vertices der ersten misidentifiziert werden, ist ein großer Abstand günstiger. Andererseits steht jedoch nur ein begrenzter Bereich von ca. 10 cm zur Verfügung, in dem die Vertexauflösung noch gut ist. Ein Abstand von etwa 4 cm erweist sich als guter Kompromiß [L$^+$94, Seite 37].

4.3 Targetbestückung

Die Drähte haben üblicherweise einen rechteckigen Querschnitt mit einer Ausdehnung von 500 µm in Strahlrichtung. Dieses wird als die Länge eines Targetdrahtes bezeichnet. Seine Dicke ist die Ausdehnung in transversaler Richtung zum Strahl und beträgt üblicherweise 50 µm.

Um die Betriebseigenschaften verschieden geformter Targets und verschiedener Materialen zu testen, wurde in den längeren Betriebspausen von HERA die

	Zeitraum		
Meßperiode	Start	–	Ende
99a[a]	Januar 1999	–	Juni 1999
99b	Juli 1999	–	Dezember 1999
2k	Januar 2000	–	September 2000

Tabelle 4.1: Datennahmeperioden 99a, 99b und 2k.

---

[a] Die Bestückung in 1998 entspricht der der Datennahmeperiode 99a.

Material	Z	A	λ_I[g/cm^2]	X_0[g/cm^2]	ρ[g/cm^3]	I[eV]
C	6	12.01	86.3	42.70	2.27[a]	78
Al	13	26.98	106.4	24.01	2.70	166
Ti	22	47.87	124.9	16.17	4.54	233
Fe	26	55.85	131.9	13.84	7.87	286
Cu	29	63.55	134.9	12.86	8.96	322
W	74	183.84	185	6.76	19.3	727

Tabelle 4.2: Liste der eingesetzten Targetmaterialien. Z: Ladungszahl. A: Massenzahl. λ_I: Wechselwirkunglänge. X_0: Strahlungslänge. ρ: Dichte. I: mittlere Anregungsenergie. [G$^+$00, HS97]

---

[a] Reines Graphit; die Dichte von industriell hergestelltem Graphit kann im Bereich 2.1–2.3 g/cm^3 variieren.

Bestückung der Targets regelmäßig geändert und deren Eigenschaften untersucht. Die in dieser Arbeit benutzten Daten stammen aus den Jahren 1999 und 2000, in der drei verschiedende Bestückungen vorgenommen wurden. Die dazugehörigen Meßperioden werden mit 99a, 99b und 2k bezeichnet. In Tabelle 4.1 sind deren Meßzeiträume aufgelistet.

Es wurde besonderer Wert darauf gelegt, möglichst viele Materialen zu testen, um den Spielraum, der der HERA-B-Physik zur Verfügung steht, auszusondieren. Tabelle 4.2 zeigt die Liste der eingesetzten Materialen mit einigen ihrer Eigenschaften.

Der Einfluß verschiedener Drahtformen und -anordnungen wurde ebenfalls getestet. In der in Abbildung 4.3 gezeigten Anordnung der Drähte liegen die Wechselwirkungzonen der zweiten Station jeweils hinter denen der ersten Station. Um das zu vermeiden, müßten auch gekippte—z. B. um 45 ° um den Protonstrahl gedrehte—Drähte zum Einsatz kommen. Eine solche Anordnung wurde tatsächlich in 98 und 99a getestet, jedoch erwies sich der Betrieb solcher Targets als so

<table>
<tr><th>Draht</th><th>99a</th><th>99b</th><th>00</th></tr>
<tr><td>a1</td><td>Fe</td><td colspan="2">Ti</td></tr>
<tr><td>b1</td><td>Al</td><td colspan="2">Ti</td></tr>
<tr><td>i1</td><td>C</td><td colspan="2">Ti</td></tr>
<tr><td>o1</td><td colspan="3">Ti</td></tr>
<tr><td>a2</td><td colspan="3">Al</td></tr>
<tr><td>b2</td><td>Ti</td><td colspan="2">W</td></tr>
<tr><td>i2</td><td>Al</td><td colspan="2">C</td></tr>
<tr><td>o2</td><td>Al</td><td>Ti</td><td>Ti</td></tr>
</table>

Tabelle 4.3: Tabelle der Materialen für jedes Target in den Meßperioden 99a, 99b und 2k. Zusammenhängende Felder bedeuten, daß das Target nicht ausgewechselt wurde.

schwierig, daß nur wenig Daten vorhanden sind und von einer weiteren Benutzung abgesehen wurde.

Tabelle 4.3 zeigt die in den jeweiligen Meßperioden eingesetzten Materialen geordnet nach der Targetorientierung. Tabelle 4.4 zeigt analog dazu die verwendeten Targetformen. Der Einfluß verschiedener Targetformen und -materialien wurde in den Messungen dieser Arbeit berücksichtigt und wird an den entsprechenden Stellen diskutiert.

4.4 Die Targetmechanik

Die Protonen-Strahlröhre läuft zu Anfang des HERA-B-Detektors in den sogenannten Vertextank, der an dieser Stelle einen Durchmesser von 50 cm hat und in der sich die Targets und der Vertexdetektor befinden. Diese Konstruktion hat den Vorteil, daß Teilchen, die im Target erzeugt werden, nicht erst die Strahlröhre passieren müssen, sondern direkt mit dem Vertexdetektor gemessen werden können; denn für eine gute Vertexauflösung muß Vielfachstreuung möglichst vermieden werden. Abbildung 4.4 zeigt schematisch diesen Teil des Vertextanks.

Innerhalb des Tanks herrscht Ultrahoch-Vakuum und daher befindet sich die eigentliche Antriebsmechanik und -elektronik des Targets außerhalb des Tanks. Mit Faltenbälgen[1] werden bewegliche Übergänge zum Vakuum hergestellt.

Die Targetdrähte sind an etwa 40 cm langen Stäben befestigt, die sich in radialer Richtung zum Strahl bewegen lassen. Aufgrund mechanischer Einschränkungen kann jedes Target nach dem Einbau nur eine Strecke von etwa 35 mm bewegt werden. Dieser Bereich wird durch die sogenannten absoluten Endschalter überwacht, die an den Bewegungsenden jeweils betätigt werden. Ihre Schaltge-

---

[1] Faltenbälge sind Röhren mit gefalteten Wänden. Sie lassen sich elastisch stauchen und dehnen. Für das Target kommen Faltenbälge aus Edelstahl zum Einsatz.

Draht	99a	99b	00
a1	50 µm × 500 µm[a]	50 µm × 500 µm	
b1	50 µm × 500 µm[a]	50 µm × 500 µm	
i1	50 µm × 500 µm[b]	50 µm × 500 µm	
o1	50 µm × 500 µm		
a2	50 µm × 500 µm		
b2	50 µm × 500 µm	50 µm × 500 µm	
i2	50 µm × 500 µm	100 µm × 1000 µm[c]	
o2	50 µm × 500 µm	125 µm[d]	50 µm[d]

Tabelle 4.4: Tabelle der Drahtformen für jedes Target in den Meßperioden 99a, 99b und 2k. Zusammenhängende Felder bedeuten, daß das Target nicht ausgewechselt wurde.

---

[a] 45°-Draht

[b] Bündel aus Kohlenstofffasern, Form nicht klar definiert

[c] Gepreßter Kohlenstoff

[d] Durchmesser, rund

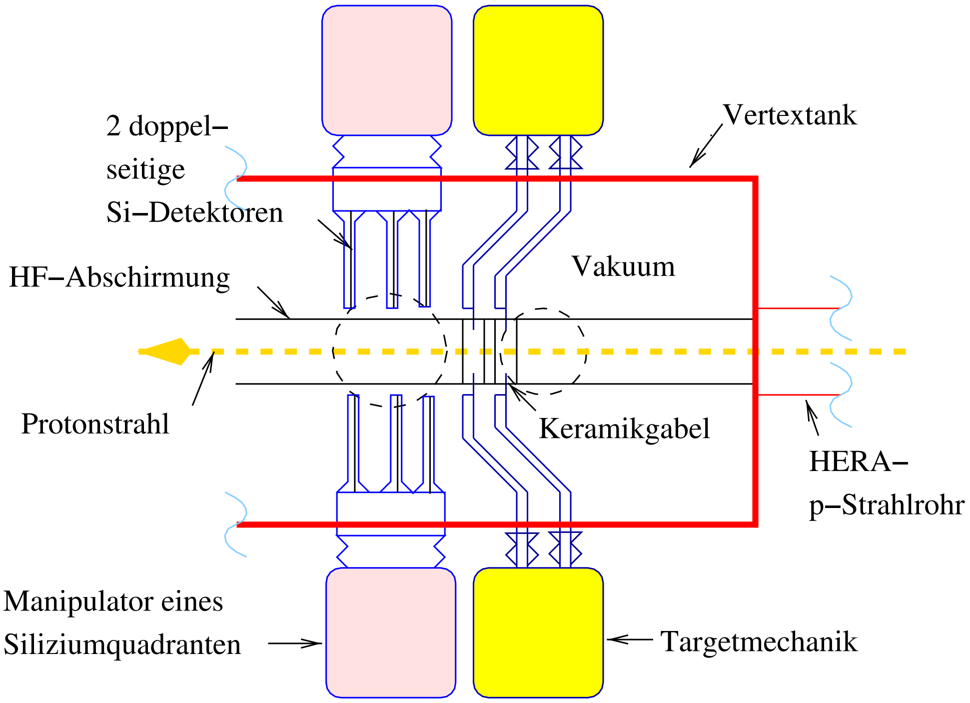


Abbildung 4.4: Schnitt durch den vorderen Teil des Vertextanks. [Sch98]

nauigkeit liegt im Bereich $\mathcal{O}(1\,\mu\mathrm{m})$ [Fun99]. Gegenüberliegende Targets besitzen außerdem einen relativen Endschalter, der wenige Millimeter vor einem Zusammenstoß betätigt wird. Informationen über die Schalterzustände werden in der sogenannten Endswitchbox zusammengeführt, die für jedes Target und jede Fahrrichtung ein elektrisches Signal erzeugt, das angibt, ob eine der mechanischen Begrenzungen erreicht ist.

Während der Injektion benötigen die Protonen einen großen Phasenraum in HERA. Daher werden die Target zu diesem Zeitpunkt $\gtrsim 20\,\mathrm{mm}$ vom Strahl entfernt am äußeren Endschalter positioniert. Die restlichen $\approx 15\,\mathrm{mm}$ Bewegungsspielraum werden benötigt, um den Strahl zu erreichen, wenn er sich z. B. nicht auf der Sollposition befindet.

Die Antriebsmechanik besteht aus einer Spindel und einem Schrittmotor. Dieser kann 10 000 einzelne Schritte pro Umdrehung fahren. Mit der Spindelsteigung von 0.5 mm/U läßt sich damit rein rechnerisch eine Auflösung von 50 nm pro Schritt erreichen. Bei Bewegungen in einer Richtung wird diese Genauigkeit auch tatsächlich erreicht; jedoch kann beim Wechsel der Bewegungsrichtung ein Spindelspiel der Größenordnung $\mathcal{O}(1\,\mu\mathrm{m})$ auftreten [Fun99].

In [Fun99] findet sich eine detaillierte Beschreibung der Targetmechanik und Untersuchungen an dieser.

4.5 Das Target-Koordinatensystem

Jedem der acht Targets ist sein eigenes ein-dimensionales Koordinatensystem zugeordnet. Ihr Ursprung liegt jeweils auf der Soll-Strahlposition, die mit der Mitte des Vertextanks zusammenfällt. Bewegen sich die Targets vom Strahl weg, werden die Positionen kleiner, d.h. negativ. Diese Richtung heißt in diesem Zusammenhang außen. Entsprechend wird die entgegengesetzte Richtung als innen bezeichnet. Diese Koordinaten geben die Position des Targets im Tank an, die jedoch für Untersuchungen im Rahmen der Strahlphysik ungeeignet ist. Die interessante Größe hierfür ist der Target-Strahl-Abstand, der in Strahlbreiten gemessen wird.

4.5.1 Strahlposition und Target-Strahl-Abstand

Die Strahlposition wird induktiv mit einem Strahlpositons-Monitor etwa 1 m vor dem Target gemessen. Um Target-Strahl-Abstände zu messen, müssen beide Systeme gegeneinander kalibriert werden. Dazu werden zunächst die acht einzelnen Target-Koordinatensysteme mit dem Vertexdetektor gegeneinander kalibriert. Im nächsten Schritt werden jeweils zwei gegenüberliegende Targets gleichzeitig zum Strahl gebracht und die gemesse Strahlposition gegen den Punkt in der Mitte beider Targets geeicht. Damit sind beide Systeme gegeneinander kalibriert und man kann den Target-Strahl-Abstand berechnen [Fun99].

Da eine solche Eichung nur für die Meßperioden 99b und 2k vorliegt, wurden Analysen, in denen Target-Strahl-Abstände benutzt wurden, nur mit diesem Daten durchgeführt.

4.6 Das Ratenmeßsystem

Im folgenden werden die Anforderungen für ein Ratenmeßsystem zur Steuerung der Targets besprochen. Die Wechselwirkungsrate stellt die wichtigste Eingangsgröße für die Steuerung dar und daher sind auch für das Ratenmeßsystem Zuverlässigkeit und Betriebseffizienz die wichtigsten Anforderungen, die nach einem einfachen und autarken System verlangen. Dieses kann mit einer kleinen Anzahl von Szintillationszählern realisiert werden.

Bei der Realisierung des System muß beachtet werden, daß die verwendetete Elektronik Eingangssignale mit einer Frequenz $\mathcal{O}(\gtrsim 1\,\mathrm{MHz})$ nicht verarbeiten kann, da das jeweils neue Signal das vorhergehende überlagert. Trägt man die von der Elektronik gemessene Signalrate r_{out} gegen die Eingangssignalrate r_{in} auf, so weicht der finktionale Zusammenhang $r_{out}(r_{in})$ zunächst vom linearen Verhalten ab und bei noch größerer Eingangsrate nimmt sie sogar ab. Dieses Verhalten nennt man Sättigung.

Um dennoch Wechselwirkungsraten bis $\mathcal{O}(100\,\mathrm{MHz})$ messen zu können, müssen Zähler mit einer Akzeptanz von $\mathcal{O}(1\,\%)$ verwenden werden.

Die konkreten Anforderungen an das Ratenmeßsystem sind:

- Lineares Verhalten bis mehrere 100 MHz Wechselwirkungsrate.
- Vermeiden und Überwachung der Stättigung.
- Kleiner statistischer Fehler bei 1 MHz Wechselwirkungsrate.
- Messung der Beiträge jedes Drahtes zur Gesamtrate.

Diese Anforderungen können mit einem dreiteiligen System erfüllt werden:

1. *Hodoskopzähler:* Die Hodoskopzähler bestehen aus vier Szintillationszählerpaaren, die $\approx 10\,\mathrm{m}$ strahlabwärts in etwa $2\,\mathrm{m}$ radialem Abstand zum Strahl installiert sind. Jedes Paar hat eine Akzeptanz von $\approx 0.3\,\%$ und ist in Koinzidenz geschaltet, um den Untergrundbeitrag zu unterdrücken. Die elektronisch ODER-verknüpfte Rate der vier Zählerpaare wird zur Steuerung der Targets benutzt. Diese Anordnung hat für eine Meßzeit von $0.1\,\mathrm{s}$ etwa $3\,\%$ statistischen Fehler bei $1\,\mathrm{MHz}$ und weist ein lineares Verhalten bis mehrere 100 MHz Wechselwirkungsrate auf.

   Die Wechselwirkungsrate R_{ia} wird mit diesem Zählern gemessen. Ohne Targetbetrieb beträgt R_{ia} üblicherweise $\lesssim 0.1\,\mathrm{MHz}$.

2. *Vetozähler:* Diese Anordnung entspricht im wesentlichen dem der Hodoskopzähler. Sie ist jedoch sehr nahe an der Protonstrahlröhre etwa 5 m *strahlaufwärts* installiert. Targetinduzierte Wechselwirkungen werden normalerweise nicht detektiert, außer dadurch, daß durch das Target Protonen auf instabilere Bahnen gelenkt werden, einmal um den Ring laufen und kurz vor diesen Zählern z. B. an der Strahlröhre aufschauern. Deswegen ist ihre Akzeptanz für Proton-Target-Wechselwirkungen sehr gering und die Zähler sättigen auch bei mehreren GHz Wechselwirkungsrate nicht.

   Die Vetozähler messen zusätzlich den in HERA natürlich vorhandenen Untergrund, der jedoch von der aktuellen Strahlqualität und der Stellung der Kollimatoren abhängt.

   Mit diesen Zählern wird die Untergrundrate R_{bg} gemessen. Ohne Targetbetrieb beträgt R_{bg} üblicherweise $\lesssim 0.1\,\mathrm{MHz}$.

3. *Ladungsintegratoren:* Es ist nicht möglich, mit einem einfachen, außerhalb des Targets installierten System von Zählern den Beitrag eines jeden Drahtes zur Rate vollständig entkoppelt von den Raten der anderen Drähte zu messen. Daher wird für dessen Messung ein anderer Ansatz gewählt. Auf den Targets kann ein Strom nachgewiesen werden, der proportional zur Wechselwirkungsrate ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird noch gezeigt, daß dieser mit der Produktion von Delta-Elektronen erklärt werden kann (Kapitel 9). Dieser Strom wird mit den sogenannten Ladungsintegratoren in eine Rate umgewandelt und in der Steuerung benutzt. Es wird eine Sensitivität von etwa 5 kHz pro MHz Wechselwirkungsrate erreicht.

   Der Delta-Elektronenstrom wird normiert auf die Wechselwirkungsrate angegeben. Tabelle 4.5 listet die in der Meßperiode 2k gemessen Delta-Elektronenströme i_δ für jeden Draht auf. Obwohl die erste Station mit gleichen Targets bestückt ist, unterscheiden sich die gemessenen Ströme teilweise sehr. Der mittlere Delta-Elektronenstrom und seine Streuung betragen für ein $50\,\mu\mathrm{m} \times 500\,\mu\mathrm{m}$-Titan-Target $(54 \pm 10)\,\mathrm{pA/MHz}$. Weitere Details zu Ladungsintegratoren finden sich in [Pug98].

Draht	Material	Geometrie	i_δ[pA/MHz]
a1	Ti	50 µm × 500 µm	70 ± 3
b1	Ti	50 µm × 500 µm	50 ± 3
i1	Ti	50 µm × 500 µm	50 ± 3
o1	Ti	50 µm × 500 µm	45 ± 3
a2	Al	50 µm × 500 µm	70 ± 3
b2	W	50 µm × 500 µm	20 ± 3
i2	C	50 µm × 1000 µm	95 ± 3
o2	Ti	50 µm (rund)	80 ± 3

Tabelle 4.5: Gemessener Delta-Elektronenstrom auf den Targets. i_δ ist der Delta-Elektronenstrom pro MHz Wechselwirkungsrate. Der angegebene Fehler ist der Ablesefehler aus der Abbildung in [Pug00].

Kapitel 5

Das Targetkontrollsystem

Die Anforderungen an das Target können nicht alleine durch die mechanische Konstruktion erfüllt werden. Insbesondere verlangt der effiziente und sichere Betrieb nach einem automatischen Kontrollsystem. Dieses umfaßt neben den Softwarekomponenten auch die Hardware, die in dem Sicherheitskonzept eine entscheidende Rolle spielt. Im weitesten Sinne gehört auch das in Kapitel 4 beschriebene Ratenmeßsystem dazu.

Für das Targetkontrollsystem wird auch das Akronym TaCoS benutzt. In diesem Kapitel werden zunächst die Anforderungen an TaCoS beschrieben und daraus das Konzept erarbeitet. Dem folgt die Beschreibung der Implementation, die den größten Teil dieses Kapitels ausmacht.

5.1 Anforderungen an TaCoS

Die wichtigste Anforderung an TaCoS ist der sichere Betrieb. Das heißt, Target-induzierte Strahlverluste müssen unbedingt vermieden werden, da dies den Meßbetrieb bei allen HERA-Experimenten behindern würde. Aus HERA-B-spezifischer Sicht kommen noch die Anforderungen nach Betriebseffizienz und Regelung der Rate hinzu.

Damit lassen sich die folgenden konkreten Anforderungen an das Konzept stellen:

Autark: Damit die Betriebseffizienz und -sicherheit nicht beeinträchtigt wird, muß das System unabhängig von allen Komponenten sein, die für die Steuerung nicht oder weniger wichtig sind.

Automatisch: Ein nicht-automatisches System wäre viel zu langsam, um die Rate zu regeln oder auf Notfallsituationen zu reagieren.

Selbstdiagnostizierend: Das System muß ständig seine Integrität überprüfen, um bei Problemen den Targetbetrieb geregelt beenden zu können.

Einfache Bedienung: Um Fehlbedienungen vorzubeugen, muß die Bedienung einfach und überschaubar sein. Zu keinem Zeitpunkt dürfen unsinnige Eingaben möglich sein. Komplexe Abläufe, wie das Einsetzen der Targets, müssen automatisiert werden.

Zusätzliches Designkriterium war es, mehrere Bedienoberflächen vorzusehen, um bei Bedarf auch der HERA-Crew eine Bedienung zu ermöglichen.

Weiterhin soll ein Hardware-Schalter existieren, mit dem ein bedingungsloses Herausfahren der Drähte angefordert werden kann. Dieses ist der sogenannte Not-Raus-Schalter.

Datennahme: Das System muß laufend Protokoll führen, um auch im Nachhinein seine Aktionen nachvollziehen zu können. Diese Daten eignen sich jedoch auch für weitergehende Analysen, womit TaCoS auch ein Datennahmesystem darstellt. Große Teile der Analysen in dieser Arbeit beruhen auf diesen Daten.

Programm-Code: Ein übersichtlicher und wartbarer Code stellt einen wichtigen Beitrag für den sicheren Betrieb dar.

5.2 Das TaCoS-Konzept

Aus den oben genannten Anforderungen wurde ein Konzept entwickelt, welches aus drei Komponenten aufgebaut ist:

Intelligenter Kontroller: Als letzte Komponente in der Elektronikkette wird ein Kontroller eingesetzt, der einfache Programme ausführen kann. Damit überwacht es auf dieser letzten Signalstufe die Systemintegrität und kann auf Notfallsituationen direkt reagieren. Für diese Aufgabe hängt er von keiner weiteren Komponente ab und kann somit für die grundlegende Betriebssicherheit garantieren. Der Kontroller ist ein äußerst robustes System, das sehr zuverlässig arbeitet.

Steuerzentrale: Dieses ist ein Programm, target genannt, welches auf einer konventionellen VME-CPU[1] läuft. Alle Informationen, wie z. B. Raten oder Benutzereingaben, laufen hier zusammen. Die Routinen für die automatische Steuerung der Targets sind ebenfalls hier installiert. Im laufenden Betrieb fällt dieses Programm die Entscheidung, ob ein Befehl und welcher Befehl wann zum Kontroller geschickt wird. Auch das Speichern der Daten muß hier erfolgen. Es ist wichtig, daß die sonstigen Aufgaben den Automatikbetrieb in keinster Weise beeinträchtigen.

---

[1] VME ist ein Bussystem. An diesen können z. B. Computer und digitale Zähler angeschlossen werden und darüber miteinander kommunizieren.

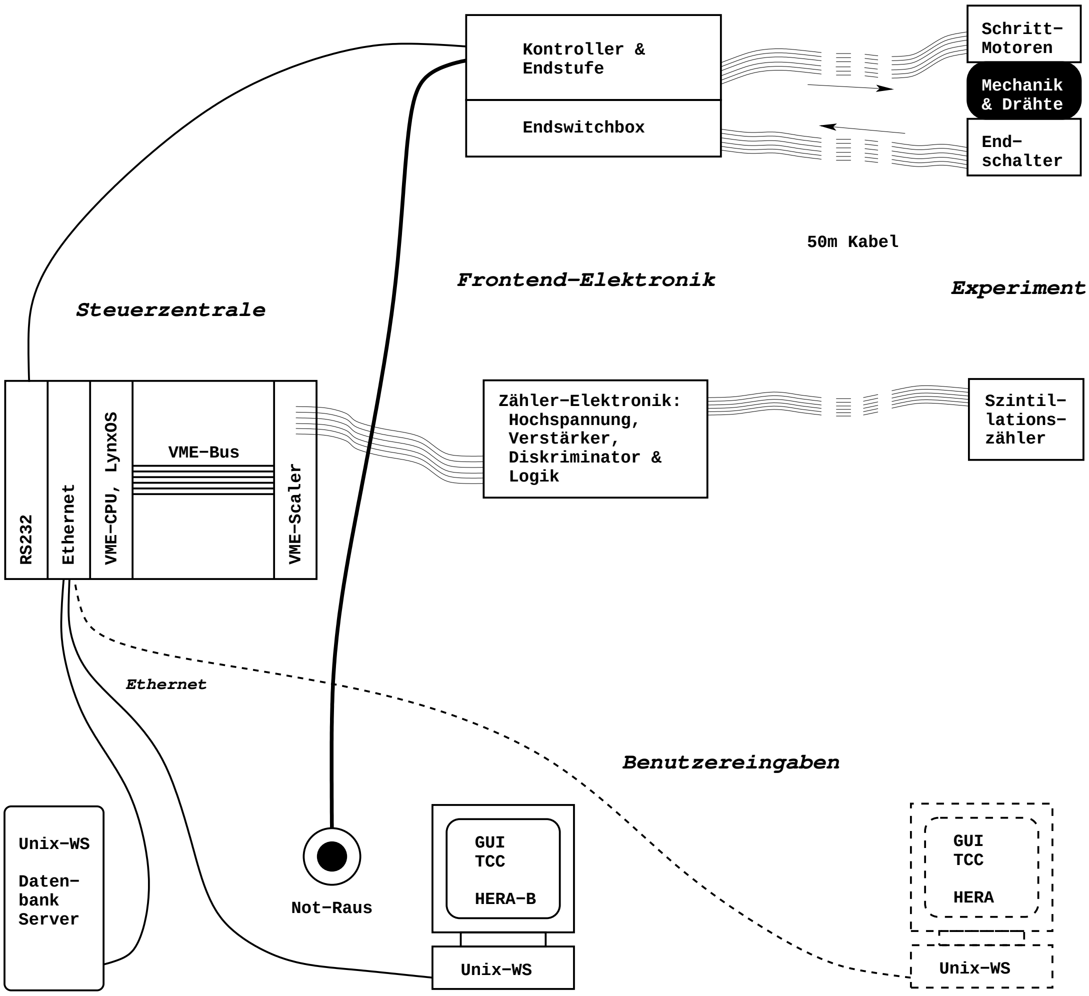


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung von TaCoS.

Damit dieses Programm seine Aufgaben erfüllen kann, hängt es nur vom Kontroller ab. Als Minimal-Lösung können die Drähte in einem Notfall herausgefahren werden.

Bedienoberfläche: Die Bedienoberfläche ist ein separates Programm, das über das Ethernet mit dem Programm target kommuniziert. Es muß entweder Benutzereingaben weiterleiten oder die Daten, die es von target anfordert, darstellen. Einfach und übersichtlich ist dieses nur graphisch möglich. Das Programm wird tcc genannt: Target Control Center.

Abbildung 5.1 zeigt schematisch die Umsetzung dieses Konzepts. Es wird in den folgenden Abschnitten erklärt. Dabei wird zunächst auf die Bedienoberfläche eingegangen, da durch sie wichtige Designkriterien festgelegt werden.

5.3 Die Benutzerschnittstelle

Die Anforderung nach einer einfachen Bedienung hat weiterreichende Folgen, als man zunächst annimmt. Durch sie wird das Konzept der Steuersoftware, target und tcc, festgelegt.

Die einfachste Art der Bedienung ist möglich, wenn man nicht bestimmte Aktionen anfordert, sondern einfach nur angibt, welches Resultat man anstrebt. Im Falle der Targetsteuerung wäre das einen bestimmten Draht hinein- oder herauszusetzen oder die Wechselwirkungsrate zu verändern. Jedoch hängen die dafür durchzuführenden Aktionen vom aktuellen Zustand des Systems ab. Befindet sich z. B. schon ein Draht im Automatikmodus und es soll noch ein weiterer Draht zum Strahl gebracht werden, so muß aus sicherheitstechnischen Gründen zunächst die Wechselwirkungsrate auf Untergrundniveau erniedrigt werden.

Damit sich nicht der Benutzer den Zustand des Systems merken muß, ist die Steuersoftware als Zustandsmaschine ausgelegt. Diese beinhaltet unter anderem die Informationen, welche Drähte sich aktuell am Strahl befinden und welche Drähte der Benutzer in den Automatikbetrieb aufnehmen will. Bei einer Änderung des Zustands—z. B. ein weiterer Draht wird selektiert—wird das System in mehreren Schritten von einem Zustand in den nächsten transferiert, bis wieder ein Endzustand erreicht ist.

Da in diesem System nur sinnvolle und ausführbare Zustandsänderungen definiert sind, kann der Benutzer zu jedem Zeitpunkt und in jeder Situation seine Eingaben vornehmen und das System entscheidet, ob und wie der gewünschte Endzustand erreicht wird. Somit werden Fehlentscheidungen vermieden.

Da das Programm target autark funktionieren soll, d. h. auch ohne tcc, muß die Zustandsmaschine komplett in target implementiert werden. Dazu gehört auch die Verwaltung aller Automatikparameter und die Status der Drähte. Diese Informationen müssen jedoch auch auf der Oberfläche dargestellt werden. Um sicherzustellen, daß der richtige Status von target dargestellt wird, werden sie fortlaufend aktualisiert; tcc erhält diese Informationen einmal pro Sekunde zusammen mit den aktuellen Raten, Positionen und dem Kontrollerstatus von target. Bei nicht verteilten Systemen ist dieser Aufwand nicht nötig, da die Information und die Darstellung der Information üblicherweise vom Programm selbst verwaltet wird.

Die Aufgabe von tcc ist es also nur, den Status von target darzustellen und Eingaben an diesen weiterzuleiten. An der Steuerung als solches ist es nicht beteiligt. Dieser Ansatz ermöglicht es, eine beliebige Anzahl von solchen Oberflächen zu starten, womit die Anforderung nach einer zweiten Benutzerschnittstelle ebenfalls erfüllt ist.

Das Programm tcc wurde in den Sprachen C und Tcl/Tk geschrieben und läuft auf Unix/Linux Rechnern mit dem X-Windows-System als graphische Oberfläche.

5.3.1 Die Bedienoberfläche

Abbildung 5.2 zeigt eine Bildschirmaufnahme von tcc aus dem laufenden Betrieb. Oben ist das Hauptbedienfeld dargestellt. Darunter befindet sich das Anzeigefeld für die Daten und im Hintergrund kann man einen Teil der Schnittstelle zum Einstellen der Automatikparameter sehen; dessen Bedienung ist nur für Experten vorgesehen und es muß separat aufgerufen werden.

Das Hauptbedienfeld

Im Hauptbedienfeld sind von links beginnend zunächst die Targetpositionen und Schaltzustände der inneren und äußeren Endschalter dargestellt. Danach folgt das Feld für das manuelle Fahren der Drähte, das jedoch in diesem Fall während des Automatikbetriebs eingeklappt ist.

Das nächste Feld ist für den Automatikbetrieb vorgesehen, in dem für jedes Target ein Knopf zum Selektieren in den bzw. Deselektieren aus dem Automatikmodus vorhanden ist. Mit einem weiteren Bedienelement wird die Sollrate eingestellt. Damit kann jeweils auf einen Knopfdruck hin der gewünschte Betriebszustand eingestellt werden.

In darauffolgenden Feld können verschiedene Schwellenwerte und Parameter zum Erkennen von Notfallsituationen eingestellt werden.

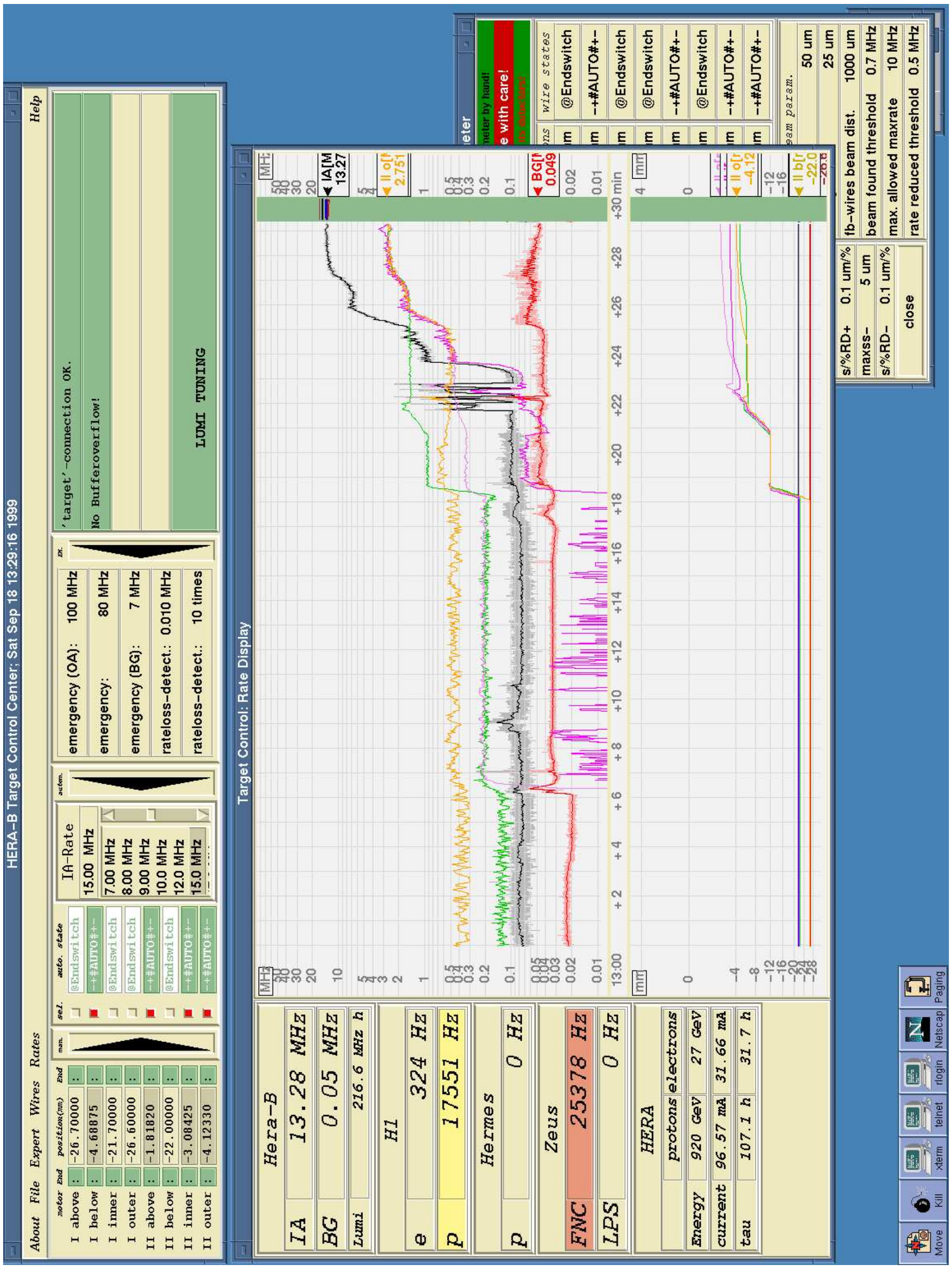
Den Abschluß des Hauptbedienfeldes bilden Meldungen über den Betriebszustand des Targets und von HERA.

Über die Menüleiste können weitere Schnittstellen aufgerufen werden, die z. B. Experten erlauben bei unüblichen HERA-Bedingungen gezielt einzugreifen.

Das Anzeigefeld

Im Anzeigefeld werden die wichtigsten aktuellen Daten numerisch angezeigt, die beim Überschreiten bestimmter Schwellenwerte auch farblich unterlegt werden. Weiterhin wird die Historie von Daten der letzten halben Stunde im rechten Teil graphisch dargestellt. Diese sind z. B. die Wechselwirkungsrate, die Raten pro Draht oder auch die Untergrundraten bei den anderen Experimenten und HERA-Daten. Der Übersichtlichkeit halber können sie jedoch auch abgeschaltet werden. Die Anzeige ist sehr flexibel; so kann zwischen logarithmischer und linearer Darstellung gewählt oder jeder Meßwert skaliert werden. Damit ermöglicht diese Anzeige eine schnelle Ursachenforschung bei eventuellen Problemen.

Abbildung 5.3 zeigt eine weitere Bildschirmaufnahme von tcc im laufenden Betrieb. Dieser ist interessant, da hier acht Drähte bei 40 MHz betrieben werden; also der Fall, für den TaCoS ausgelegt ist. Außerdem kann man in dieser Abbildung auch das manuelle Bedienfeld sehen, das hier ausgeklappt ist.



HERA–B Target Control Center; Sat Sep 18 13:29:16 1999

motor	End	position(mm)	End	sel.	auto. state
I above	:	-26.70000	:	☐	@Endswitch
I below	:	-4.68875	:	☐	-+#AUTO#+-
I inner	:	-21.70000	:	☐	@Endswitch
I outer	:	-26.60000	:	☐	@Endswitch
II above	:	-1.81820	:	☐	-+#AUTO#+-
II below	:	-22.00000	:	☐	@Endswitch
II inner	:	-3.08425	:	☐	-+#AUTO#+-
II outer	:	-4.12330	:	☐	-+#AUTO#+-

IA-Rate
15.00 MHz
7.00 MHz
8.00 MHz
9.00 MHz
10.0 MHz
12.0 MHz
15.0 MHz

emergency (OA): 100 MHz
emergency: 80 MHz
emergency (BG): 7 MHz
rateloss-detect.: 0.010 MHz
rateloss-detect.: 10 times

'target'-connection OK.
No Bufferoverflow!
LUMI TUNING

Target Control: Rate Display

Hera-B
IA 13.28 MHz
BG 0.05 MHz
Lumi 216.6 MHz h

H1
e 324 Hz
p 17551 Hz

Hermes
p 0 Hz

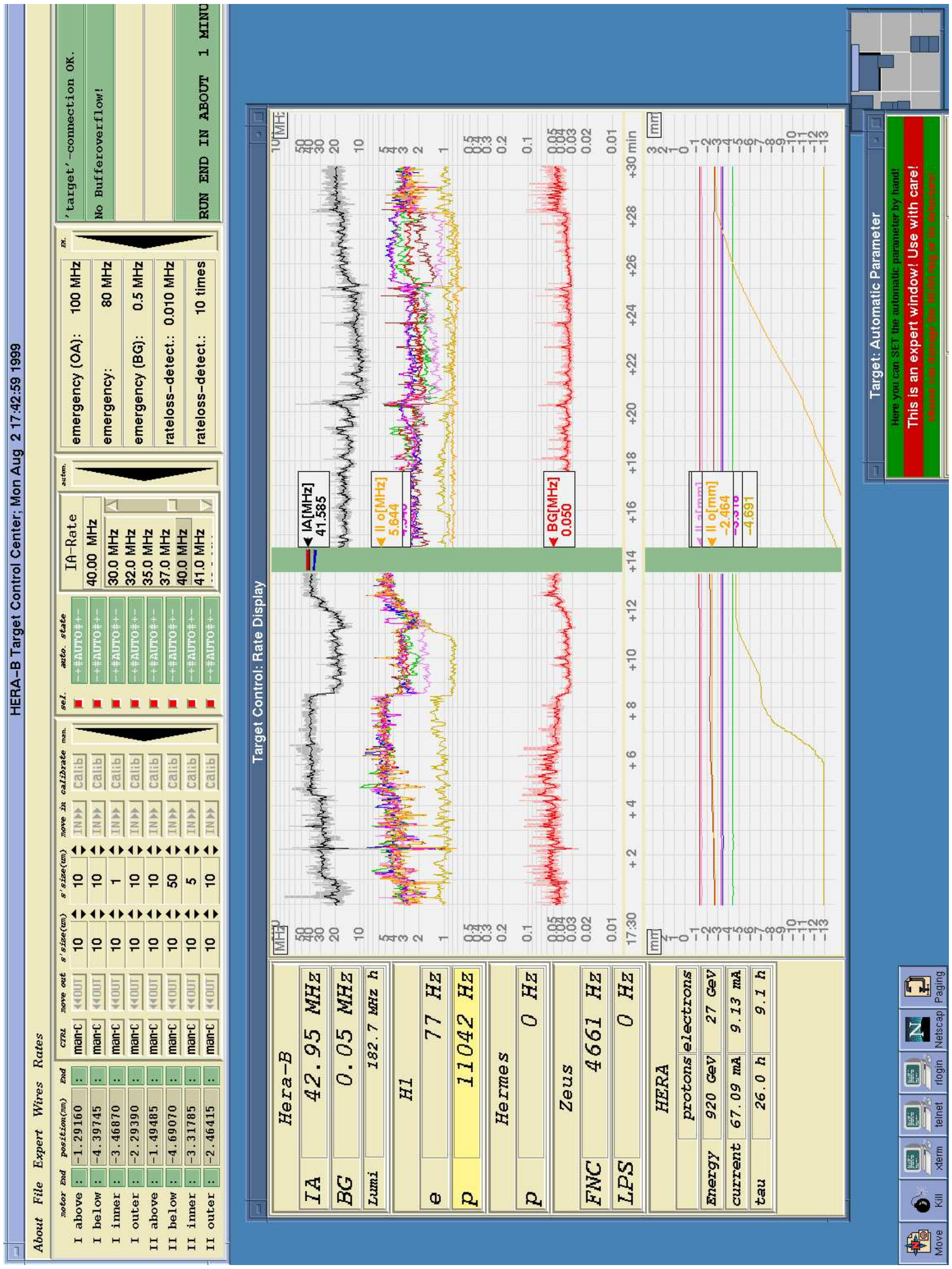
Zeus
FNC 25378 Hz
LPS 0 Hz

HERA

	protons	electrons
Energy	920 GeV	27 GeV
current	96.57 mA	31.66 mA
tau	107.1 h	31.7 h

50 um
25 um
fb–wires beam dist. 1000 um
beam found threshold 0.7 MHz
max. allowed maxrate 10 MHz
rate reduced threshold 0.5 MHz
s/%RD+ 0.1 um/%
maxss- 5 um
s/%RD- 0.1 um/%

Abbildung 5.2: Bildschirmaufnahme von tcc bei der WIP (Wire Insertion Procedure; Erklärungen zur WIP finden sich in Abschnitt 5.5.5). Oben: Hauptbedienfeld für Benutzereingaben. Unten: Anzeigefeld für die Daten. Im Hintergrund: Eingabefenster für Experteneinstellungen.



motor	position(mm)	CTRL	s'size(um)	s'size(um)	auto. state
I above	-1.29160	man-C	10	10	++#AUTO#+-
I below	-4.39745	man-C	10	10	++#AUTO#+-
I inner	-3.46870	man-C	10	1	++#AUTO#+-
I outer	-2.29390	man-C	10	10	++#AUTO#+-
II above	-1.49485	man-C	10	10	++#AUTO#+-
II below	-4.69070	man-C	10	50	++#AUTO#+-
II inner	-3.31785	man-C	10	5	++#AUTO#+-
II outer	-2.46415	man-C	10	10	++#AUTO#+-

IA-Rate 40.00 MHz

emergency (OA): 100 MHz
emergency: 80 MHz
emergency (BG): 0.5 MHz
rateloss-detect.: 0.010 MHz
rateloss-detect.: 10 times

'target'-connection OK.
No Bufferoverflow!
RUN END IN ABOUT 1 MINU

IA[MHz] 41.585
BG[MHz] 0.050

Hera-B	
IA	42.95 MHz
BG	0.05 MHz
Lumi	182.7 MHz h
H1	
e	77 Hz
p	11042 Hz
Hermes	
p	0 Hz
Zeus	
FNC	4661 Hz
LPS	0 Hz

HERA	protons	electrons
Energy	920 GeV	27 GeV
current	67.09 mA	9.13 mA
tau	26.0 h	9.1 h

Here you can SET the automatic parameter by hand!
This is an expert window! Use with care!

Abbildung 5.3: Bildschirmaufnahme von tcc beim Acht-Drahtbetrieb. Oben: Hauptbedienfeld für Benutzereingaben. Unten: Anzeigefeld für die Daten.

5.3.2 Die Skriptsprache

Für tcc existiert eine Skriptsprache, mit der Benutzereingaben über ein Skript abgerufen werden können. Es ist sogar möglich die Bedienoberfläche dynamisch zu erweitern. Eine wichtige Anforderung ist, daß Skripte zu jedem Zeitpunkt angehalten, abgebrochen oder weiter abgespielt werden können.

Mit Skripten ist es möglich immer wiederkehrende Bedienabläufe zu automatisieren. Zum Beispiel wurden sie bei den sogenannten Stufenfunktionsmessungen benutzt, bei denen über mehrere Stunden im 1–2 min-Takt die gleichen Aktionen ausgeführt werden. Skripte sind hierbei nicht nur viel effizienter als eine manuelle Bedienung, sondern tragen auch zur Sicherheit bei, da Fehlbedienungen ausgeschlossen werden.

5.4 Der Kontroller

Der benutzte Kontroller stammt von der Firma Phytron und ist in der Lage, komplexere Befehle zu verarbeiten. Zum Beispiel kann für ein Target das Fahren einer bestimmten Strecke angefordert werden. Der Kontroller rechnet die richtige Anzahl von Schritten aus und fährt das Target mit einer einstellbaren Geschwindigkeit um die angeforderte Strecke. Dabei überwacht er automatisch die Endschalter und stoppt, wenn sie betätigt werden.

Beim Anfahren beschleunigt der Kontroller das Target langsam bis die Fahrgeschwindigkeit erreicht ist, um einen Schlupf der Mechanik zu vermeiden. Die Beschleunigung, die Fahrgeschwindigkeit und weitere Parameter können in weiten Bereichen den eigenen Bedürfnissen angepaßt werden.

Mit den für TaCoS benutzten Parametern können absolute Positionen mit einer Genauigkeit von $\mathcal{O}(\lesssim 1\,\mu\mathrm{m})$ angefahren werden. Den Zusammenhang zwischen Fahrstrecke s und benötigter Fahrzeit t zeigt Abbildung 5.4.

5.4.1 Schnittstellen

Der Phytron-Kontroller besitzt jeweils acht digitale Ein- und Ausgänge. An einen der Eingänge wird die Not-Raus-Signalleitung angeschlossen. Das Signal auf dieser Leitung muß ständig anliegen, damit keine Notfallmaßnahmen eingeleitet werden. Damit ist es möglich, gleichzeitig sowohl das Not-Raus-Signal, als auch die Signalleitung selbst auf Unterbrechung zu überwachen,

Für die Kommunikation mit dem Programm target wird die serielle Schnittstelle benutzt. Deren Übertragungsrate beträgt 9600 Baud. Damit dauert die Übertragung und Bestätigung eines üblichen Befehls, wie die z. B. eines Fahrbefehls, etwa 0.02 s.

Eine sehr wichtige Eigenschaft der Schnittstelle ist, daß sie Interrupt-gesteuert ist. Das bedeutet, daß sie nicht aktiv nach einlaufenden Daten überwacht werden muß, sondern sich in dem Fall selber beim System meldet. Daher kann der

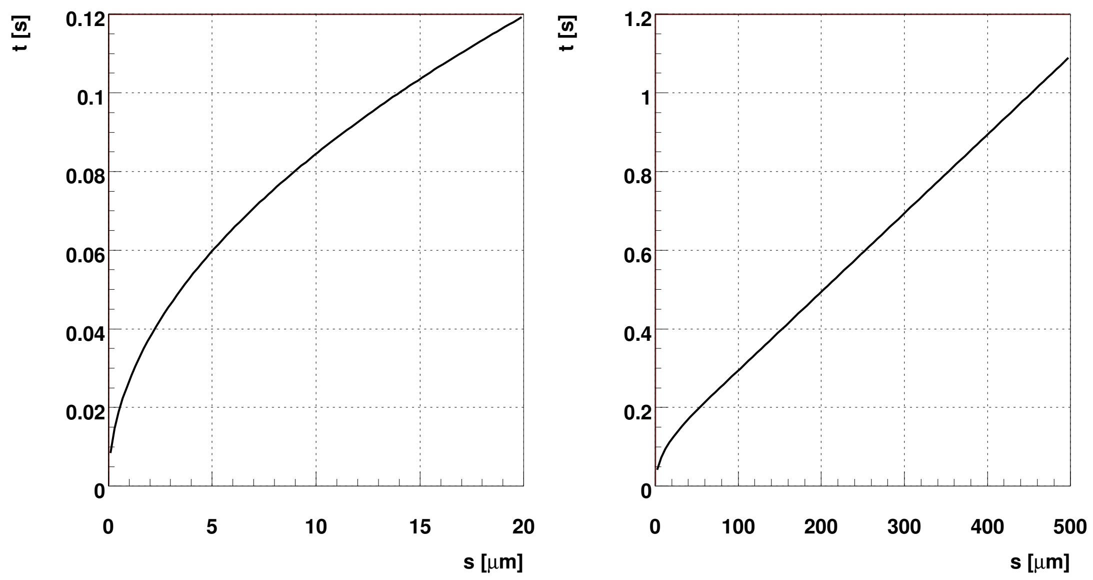


Abbildung 5.4: Fahrzeit für einen Schritt in Abhängigkeit von der Schrittweite.

Phytron-Kontroller auch bei aktivierter Schnittstelle eigene Programme ausführen. Sobald jedoch Daten empfangen werden, wird die Programmausführung gestoppt und der Befehl abgearbeitet. Dieses Verhalten ist für die Überprüfung der Systemintegrität von entscheidender Bedeutung, da nur so parallel Überwachungsroutinen auf dem Phytron-Kontroller laufen können.

5.4.2 Systemdiagnose

Wie schon erwähnt, soll der Kontroller als letzte Stufe in der Elektronikkette die Systemintegrität überprüfen und bei Problemen Notfallmaßnahmen einleiten.

Das Prinzip ist recht einfach: Solange sich das Programm target beim Kontroller meldet, behält es die Kontrolle und kann die Targets steuern. Falls es sich einmal innerhalb von 1.5 s nicht zurückmelden kann, so übernimmt der Kontroller die Steuerung. Die Zurückmeldung erfolgt dadurch, daß ein bestimmtes Register im Phytron-Kontroller jede zehntel Sekunde auf eins gesetzt wird. Das Programm auf dem Kontroller überprüft dies in einer Endlosschleife und setzt es jedesmal zurück. In der selben Schleife wird auch überprüft, ob ein Not-Raus angefordert wurde.

Liegt eine Notfallsituation vor, so wird

1. zunächst die serielle Schnittstelle abgeschaltet. Es kann sein, daß target nur zeitweise Probleme hatte und wieder versucht, die Drähte zu steuern. Dieser konkurrierende Zugriff muß verhindert werden.

2. Danach werden die Drähte herausgefahren und
3. die Spannungsversorgung der Target-Endschalter abgeschaltet. Es ist jetzt nicht mehr möglich, die Targets zu bewegen, da es so aussieht, als ob beide Endschalter gleichzeitig betätigt wären.
4. In einem weiteren Register merkt sich der Kontroller, daß die Notfallmaßnahme durchgeführt wurde, damit beim ständigen Anliegen der Notfallsituation die Targets nicht ständig von Neuem herausgefahren werden.
5. Zum Schluß wird die serielle Schnittstelle wieder eingeschaltet.

Wenn nun target wieder versucht, die Drähte zu steuern, ist das nicht möglich, da die Spannung der Endschalter noch immer ausgeschaltet ist. Das ist auch gut so, da der jetzige Status, den die Drähte haben, nicht mit der Zustandsmaschine in target übereinstimmt. Bei einem Neustart von target wird sowohl die Spannungsversorgung eingeschaltet, als auch die Targets neu am äußeren Endschalter kalibriert. Somit ist die Zustandsmaschine wieder aktuell und der Targetbetrieb kann fortgesetzt werden.

Das oben beschriebene Programm wird bei jedem Einschalten des Kontrollers automatisch gestartet.

5.4.3 Kontrollerverwaltung

Der Phytron-Kontroller wird standardmäßig über ein Tastenfeld in einer einzeiligen Anzeige programmiert. Da dieses sehr umständlich ist, wurde ein Programm geschrieben, welches Phytron-Programme aus einer Datei liest und damit den Kontroller programmiert.

Dieses Programm kann außerdem die Parameter des Kontrollers speichern und laden, womit eine einfache und übersichtliche Verwaltung des Phytron-Kontrollers möglich ist.

5.5 Das Programm target

Das Programm target nimmt eine entscheidende Rolle im Target Kontrollsystem ein. Es ist die eigentliche Entscheidungs- und Steuerzentrale. Hier laufen alle Informationen zusammen und Kommunikation mit vielen verschiedenen Protokollen stellt einen wichtigen und umfangreichen Aufgabenbereich dar: Raten (VME-Bus), Kontroller (RS232), tcc (Ethernet/UDP), Datenbank (Ethernet/mizzi) und die einfache Text Ein- und Ausgabe (termio). Die Hauptaufgabe besteht jedoch in der Steuerung der Targets, die mit den eingelesenen Daten arbeitet.

5.5.1 Die Module

Die Informationen aus den verschiedenen Kommunikationssträngen haben jeweils unterschiedliche Wichtigkeiten für die Steuerung und werden in unterschiedlichen Zeitintervallen aktualisiert. Zum Beispiel ändert sich die Wechselwirkungsrate ständig, Automatikparameter jedoch nur, wenn dies vom Benutzer angefordert wird. Man sieht aus diesem Beispiel auch, daß die Aktualisierung der Daten im allgemeinen asynchron zur Steuerung erfolgt: der Benutzer kann zu jedem Zeitpunkt eine andere Sollrate anwählen. Das bedeutet, daß sich die Sollrate auch innerhalb eines Steuerzykluses ändern kann. In dem Fall ist es der Automatiksteuerung jedoch nicht möglich eine eindeutige Entscheidung zu treffen.

Aus diesem Grund wird jeder Kommunikationsstrang als sogenanntes Modul implementiert, das seine Daten lokal verwaltet. Vor jeder Steuerentscheidung fragt der Automatikprozeß die Module nach aktuellen Daten an und fertig eine eigene Kopie an. Auf Grundlage dieser Kopie wird dann die Entscheidung gefällt.

Parallel zum Hauptprozeß—der Automatiksteuerung—wird für jedes Modul ein eigener Prozeß gestartet, der für die Aktualisierung der lokalen Daten zuständig ist. Die einzige Ausnahme bilden die Ratenauslese und der Kontroller, deren Update vom Automatikprozeß initiiert wird, damit diese Daten und die Automatik synchronisiert sind.

Der Automatikprozeß erhält die höchste Priorität. Das heißt, er kann die anderen Prozesse stoppen und seine eigenen Aufgaben bevorzugt vor allen anderen erfüllen. Dieser Ansatz bietet große Vorteile. So wird die Automatik durch einen blockierten Kommunikationsstrang nicht beeinflußt und kann den sicheren Targetbetrieb garantieren. Abbildung 5.5 zeigt ein Beispiel, während dessen das Netzwerk überlastet war und die Daten von target nur unvollständig in der Datenbank gespeichert werden konnten; man sieht immer häufiger auftretende Lücken in den Daten. Das Modul für die Speicherung der Daten, hat einen Zwischenspeicher von 3 min Länge und muß diesen im Laufe der Zeit immer häufiger überschreiben, da die Verbindung zur Datenbank zu langsam ist und immer schlechter wird. Der Automatikbetrieb ist davon jedoch unbeeinflußt.

Durch die modulare Programmierung mit klar definierten und abgeschlossenen Aufgabenbereichen ist der Programm-Code sehr übersichtlich und gut wartbar. Bei Bedarf können so einzelne Module einfach ausgetauscht werden, ohne daß die restliche Programmstruktur davon beeinflußt wird. So existiert in TaCoS z. B. ein Simulationsmodus, bei dem die Ratenauslese und der Kontroller durch entsprechende Simulationsmodule ersetzt werden. Dieser Modus ist für die Entwicklung von neuen Automatiken sehr wichtig, da man diese dann auch ohne Strahl testen kann.

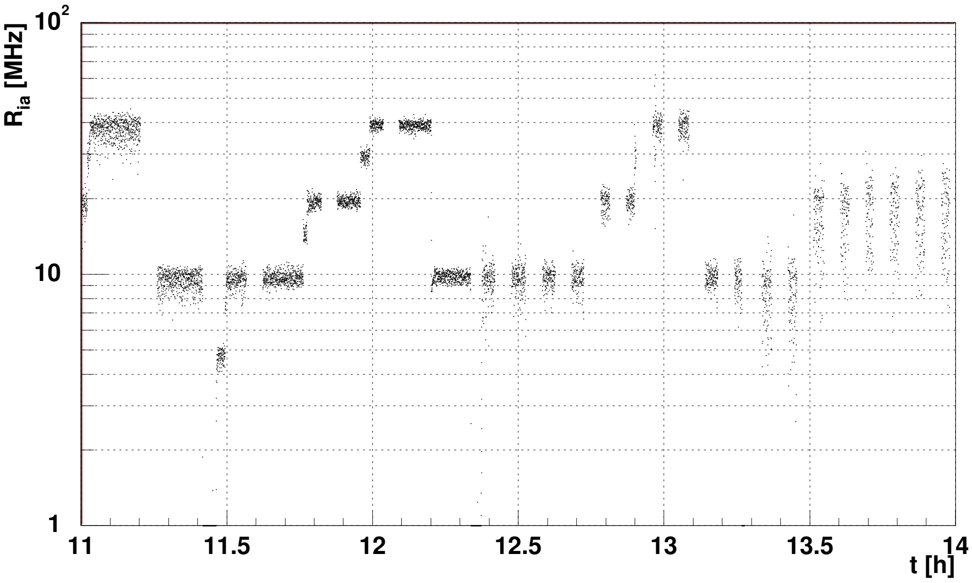


Abbildung 5.5: Targetbetrieb während Netzwerkproblemen.

5.5.2 Die Automatiksteuerung

Die Automatiksteuerung ist die eigentliche Aufgabe von TaCoS. Die Anforderungen an diese wurden schon in diesem Kapitel erarbeitet: sicherer und effizienter Betrieb, konstante und über die Drähte gleichverteilte Rate.

In diesem Abschnitt wird ihre Implementation beschrieben und überprüft, wie gut die Anforderungen erfüllt werden.

Die Automatiksteuerung ist ein Abtastregler und daher wird zunächst die Wahl der Abtastzeit erklärt. Aus dieser ergibt sich die konkrete Anforderung an die Ratenstabilität, die TaCoS erfüllen soll. Im weiteren werden das Notfallsystem, die sogenannte Beam-Find-Automatik, die Ratenkonstanthaltung und -gleichverteilung besprochen.

5.5.3 Wahl der Abtastzeit

Die Wahl der Abtastzeit beruht auf zwei Rahmenbedingungen. Zum einen ist nur eine begrenzte Bandbreite zum Phytron-Kontroller vorhanden, in der man ihn auslesen und steuern muß; zum anderen will man einen möglichst einfachen Regler konstruieren. Das bedeutet insbesondere, daß in dem Regelkreis keine Verzögerungen vorhanden sein sollen. Daher wird die Abtastzeit so gewählt werden, daß die Ausführung eines Fahrbefehls vernachlässigt werden kann.

Im Automatikbetrieb beträgt die übliche Schrittweiten $\mathcal{O}(1\ \mu\text{m})$ und der Kontroller braucht dafür nach Abbildung 5.4 eine Fahrzeit von $\approx 0.03\,\text{s}$. Rechnet man noch die Übertragungszeit von $\approx 0.01\,\mathrm{s}$ ein, so braucht eine Targetbewegung von $1\,\mu\mathrm{m}$ etwa $0.04\,\mathrm{s}$ für ihre Ausführung. Um sie vernachlässigen zu können, wird für die Abtastzeit die doppelte Dauer gewählt: $\approx 0.1\,\mathrm{s}$. Mit dieser Zeit können die Targets jede $0.1\,\mathrm{s}$ gesteuert und der Kontroller jede Sekunde komplett ausgelesen werden.

Nach [Kie00] braucht ein Abtastregler etwa 5–10 Regelschritte, bis eine Abweichung ausgeregelt ist. Für TaCoS bedeutet das, daß die Ausregelung einer Ratenabweichung etwa 0.5–1 s dauert. Damit kann die Anforderung an die Ratenkonstanz von TaCoS konkret formuliert werden: TaCoS soll die auf Ein-Sekunden-Niveau gemessene Rate besser als 10 % konstant halten (siehe auch Abschnitt 4.1). Gegen höherfrequente Ratenschwankungen müssen andere Maßnahmen getroffen werden.

Abbildung 5.6 zeigt verschiedene Frequenzspektren der Rate, die während des Meßbetriebs aufgenommen wurden [Kni00]. Man sieht, daß der Beitrag bei kleinen Frequenzen stark ansteigt und daß er im Bereich 1–10 Hz, in dem geregelt wird, sehr groß ist. Das heißt die Regelung arbeitet hier in einem besonders schwierigen Frequenzbereich, zu dem Bodenbewegungen und Umweltlärm besonders beitragen. Da sich das Verhalten im Bereich $> 10\,\mathrm{Hz}$ im Bereich $< 10\,\mathrm{Hz}$ fortsetzt, kann ausgeschlossen werden, daß diese Ratenfluktuationen durch das Target induziert sind. Ratenschwankungen in Abhängigkeit von der Frequenz werden detailliert in [Kni00] besprochen.

5.5.4 Das Notfallsystem

Die Aufgabe des Notfallsystems ist es, hohe Wechselwirkungsraten ($\gg 100\,\mathrm{MHz}$), die den Detektor beschädigen oder Strahlverluste bedingen können, zu verhindern. Der Mechanismus für einen solchen Strahlverlust ist, daß durch die zu hohe Wechselwirkungsrate der Untergrund in HERA soweit ansteigt, daß der Protonstrahl gezielt vernichtet wird, um den Beschleuniger und die Experimente zu schützen.

In jedem Steuerzyklus wird überprüft, ob eine Notfallsituation vorliegt. Wenn eine vorliegt, werden entsprechende Gegenmaßnahmen getroffen, um sie zu beheben; liegt keine vor, kann der Draht normal gesteuert werden.

Zur Überprüfung werden die mit den Hodoskopzählern gemessene Wechselwirkungsrate R_{ia} und die mit den Vetozählern gemessene Untergrundrate R_{bg} benutzt (siehe Abschnitt 4.6). Die folgenden Liste gibt eine Übersicht über die Notfallsituationen und die jeweiligen Reaktionen von TaCoS.

Rate Loss Emergency $R_{ia} \approx 0$: In diesem Fall sättigen entweder die Zähler oder es liegt ein Fehler in der Verarbeitungskette der Zählersignale vor. Z. B. könnten Signalkabel unterbrochen sein. In diesem Fall wird der Automatikbetrieb gestoppt und alle Targets an den äußeren Endschalter gefahren.

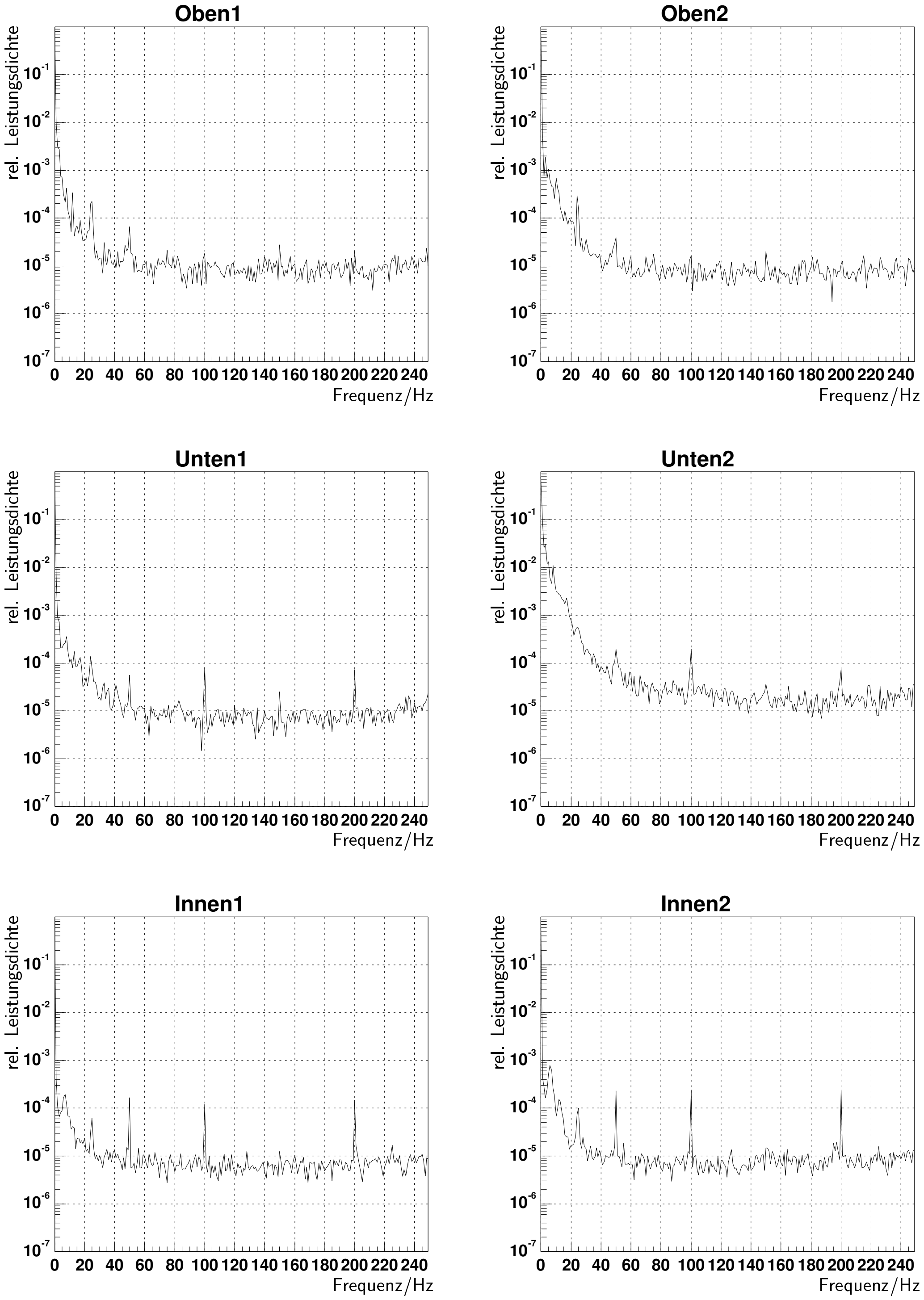


Abbildung 5.6: Frequenzspektren der im Meßrun 136b (1999) verwendeten Drähte; alle Spektren wurden bei einer Wechselwirkungsrate von 10 MHz aufgezeichnet. [Kni00]

Background Emergency $R_{bg} > e_{bg}$: e_{bg} ist ein einstellbarer Schwellenwert, der üblicherweise bei 300 kHz liegt. Wenn diese überschritten wird, ist die Wechselwirkungsrate so hoch, daß die Hodoskopzähler sättigen können. Diese Situation kann nur dadurch behoben werden, daß die Wechselwirkungsrate drastisch reduziert wird. Daher werden alle Targets um 200 µm vom Strahl weggefahren.

Ein 200 µm Schritt nach außen erniedrigt die Wechselwirkungsrate üblicherweise auf Untergrundniveau.

Overall Emergency $R_{ia} > e_{oa}$: e_{oa} ist ein einstellbarer Schwellenwert, der üblicherweise bei etwa 120 MHz liegt. Im normalen Betrieb sollten höhere Raten nicht auftreten können. Wenn dennoch eine höhere Rate gemessen wird, kann das auf eine schnelle und große Strahllageverschiebung hindeuten, die noch nicht abgeschlossen sein muß. Daher werden in diesem Fall alle Targets bedingungslos um 200 µm nach außen bewegt.

Emergency $R_{ia} > e_n$: e_n ist ein einstellbarer Schwellenwert, der üblicherweise bei etwa 70 MHz liegt. Diese Rate ist zwar noch nicht kritisch, aber der normale Automatikbetrieb konnte sie nicht ausregeln. Daher werden die Targets, die sich am Strahl befinden, 20 µm vom Strahl entfernt.

Ein 20 µm Schritt nach außen reduziert die Wechselwirkungsrate üblicherweise um etwa einen Faktor 4.

Abbildung 5.7 zeigt das Notfallsystem in Aktion [Kle98]. Kurz vor 15:30 Uhr fängt der Strahl an vom Target weg (zu positiven Werten) zu driften. Das Target folgt dieser Bewegung und gleicht sie so aus. Um 15:30 Uhr aber springt der Strahl innerhalb eines Meßzykluses um etwa 100 µm in die entgegengesetzte Richtung und die Rate steigt über die Overall Emergency an, die auf 100 MHz eingestellt war[2]. Als Resultat wird der Draht um 200 µm nach außen bewegt und die Rate sinkt auf 10 MHz ab. Direkt darauf wird wieder mit dem normalen Automatikbetrieb fortgefahren.

Etwas später um 16:20 Uhr kann eine normale Emergency beobachtet werden. Hier springt der Strahl etwa 15 µm zum Draht und die Rate steigt über die Emergency $e_n = 40$ MHz an. Als Antwort darauf wird der Draht um 20 µm nach außen bewegt, was die Rate sofort erniedrigt. Insgesamt läuft die normale Emergency im Gegensatz zur Overall Emergency sehr undramatisch ab. Auch hier wird der Automatikbetrieb direkt wieder fortgesetzt.

Man sieht, daß dieses Notfallsystem sehr effektiv arbeitet. Im laufenden Betrieb hat es sich als sehr sicher, zuverlässig und effizient erwiesen.

---

[2] Diese Daten stammen aus dem Jahr 1997. Durch einen Softwarefehler wurden damals Informationen nicht gespeichert, wenn eine Notfallsituation vorlag. Deshalb ist die Rate, die die Overall Emergency ausgelöst hat, nicht dargestellt.

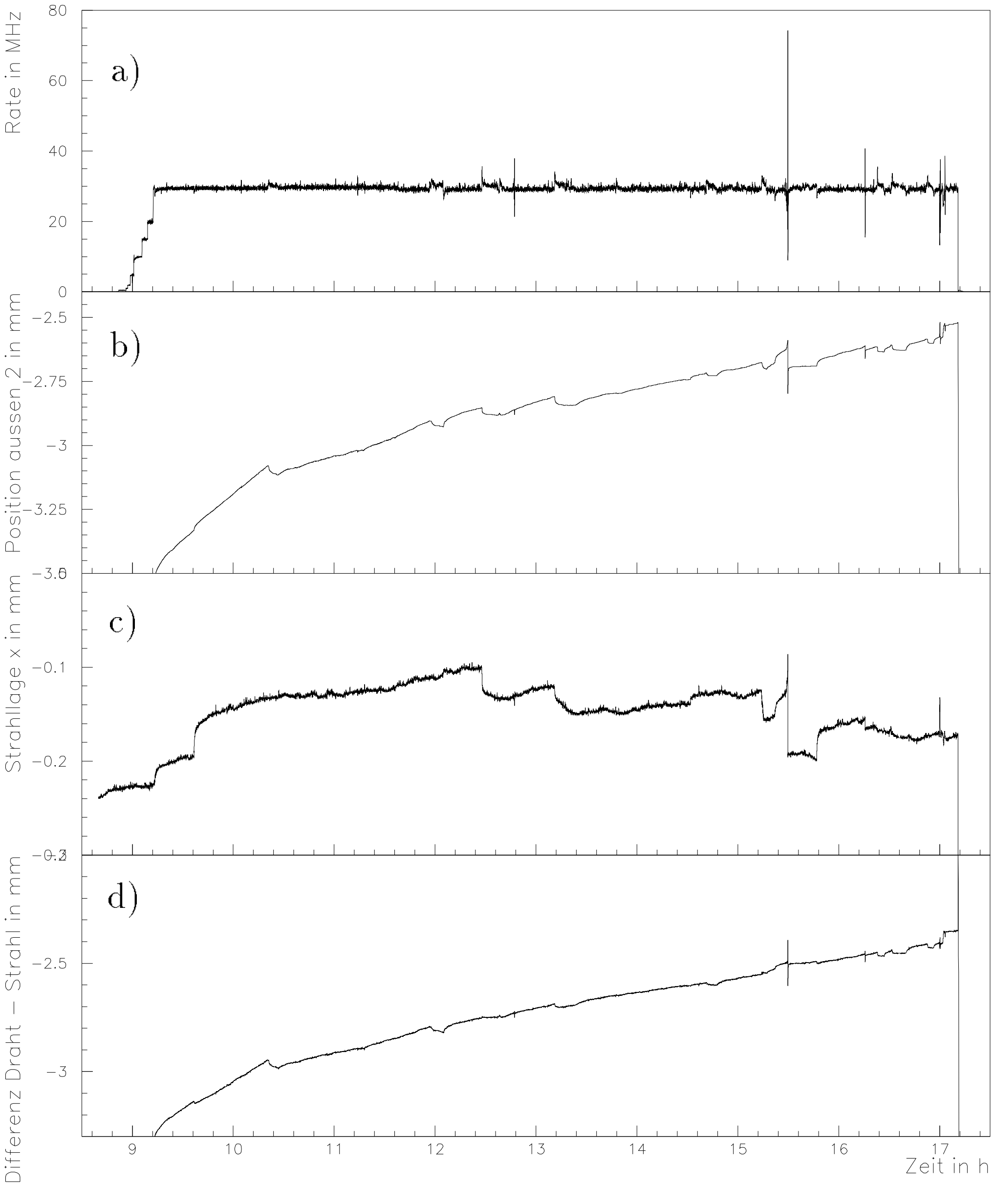


Abbildung 5.7: Reaktion des Notfallsystems auf Sprünge der Strahlposition. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt: a: Wechselwirkungsrate. b: Drahtposition. c: Strahllage in x-Richtung. d: Differenz von Draht- und Strahlposition. [Kle98]

5.5.5 Die Beam-Find-Automatik

Zu Beginn einer Messung befinden sich die Targets am äußeren Endschalter, $\gtrsim$ 20 mm vom Strahl entfernt. Würden sie von dieser Position aus direkt mit der Automatik zur Konstanthaltung der Rate gesteuert, so bräuchte ein Target alleine $\approx$ 10 min bis er den Strahl erreicht. Da dies viel zu ineffektiv ist, wurde eine Automatik programmiert, die sogenannte Beam-Find-Automatik, die die Drähte sehr schnell zum Strahl bringt. Neben der Schnelligkeit und Sicherheit war die einfache Bedienung—ohne Benutzerführung—das Hauptdesignkriterium. Sie ist als Zustandsmaschine implementiert und in die Zustandsmaschine von TaCoS integriert.

In dieser Automatik fahren die Targets mit sehr hohen Geschwindigkeiten und Fehlentscheidungen müssen auf jeden Fall vermieden werden. Da außerdem ihr Funktionieren von möglichst wenigen Komponenten und Informationen abhängen soll, wird als einzige Eingangsgröße nur die Wechselwirkungsrate benutzt, die die zuverlässigste Ratenmessung darstellt.

Der Algorithmus, für die Strahlfindung läuft in folgenden Schritten ab:

Fahren an die Ausgangsposition. Man weiß mit Sicherheit, daß der Protonstrahl während des Betriebs nicht weiter als 10 mm von seiner Sollposition entfernt ist. Diese maximal mögliche Strahlablage definiert die Ausgangsposition für jedes Target. Zwischen dieser und der Parkposition am äußeren Endschalter kann sich der Strahl nicht befinden und daher werden in diesem Bereich alle Targets gleichzeitig und mit mit maximaler Geschwindigkeit gefahren.

Antasten des Strahls. Nachdem die Targets die Ausgangsposition passiert haben, werden sie gleichzeitig in Schritten von $\approx$ 50 µm an den Strahl gefahren, bis eine Ratenerhöhung festgestellt wird. Diese ist über einen Schwellenwert definiert, der üblicherweise bei etwa 0.7 MHz liegt. Nach der Ratenerhöhung werden die Targets angehalten und die aktuelle Wechselwirkungsrate r_{akt} gemessen. Eine zweite Schwelle wird festlegt: $r_f = 2 \cdot r_{akt}$.

Bestimmung des Drahtes. Zu diesem Zeitpunkt weiß man, daß sich ein Draht am Strahl befindet, jedoch nicht welcher. Um das zu bestimmen, wird jeder Draht *nacheinander*, maximal zehn mal, in Schritten von $\approx$ 20 µm an den Strahl gefahren. Erhöht sich dabei die Rate über r_f, so hat man den Draht, der sich am Strahl befindet, gefunden. Dieser wird um etwa 700 µm vom Strahl entfernt und die übrigen Drähte fahren mit dem "Antasten des Strahls" fort.

Nachdem alle Drähte den Strahl gefunden haben, wird mit der Automatik zur Ratenkonstanthaltung fortgefahren.

Auch diese Komponente der Automatiksteuerung hat sich als sehr zuverlässig erwiesen. Die Automatisierung des komplexen Ablaufs der Strahlfindung ist ein wichtiger Beitrag für die Sicherheit des Targetsystems. Durch sie werden Fehlbedienungen und Fehlentscheidungen ausgeschlossen. Darüber hinaus ist sie sehr effektiv: Mit einem Draht dauert die Prozedur etwa 1 min und mit acht Drähten 5–10 min.

Die Wire Insertion Procedure WIP

Die Wire Insertion Procedure WIP, ist ein erfolgreiches Verfahren, das schon seit 1997 getestet und angewendet wird. Es wurde schon in [Kle98] im Detail beschrieben, soll jedoch aufgrund seiner Bedeutung auch hier wiedergegeben werden.

Die ep-Luminosität ist proportional zu dem Produkt aus dem Proton- und Elektronstrom, die beide während des Betriebs nach einem exponentiellen Gesetz abnehmen. Daher ist es für die ep-Experimente H1 und ZEUS sehr wichtig, nach dem Füllen der Elektronen und Protonen so schnell wie möglich mit der Messung zu beginnen. Deshalb schalten sie sofort nachdem der Luminositätsbetrieb erklärt wurde ihre Detektoren an und bewegen deren strahlnahe Komponenten zum Protonstrahl. Beim H1-Experiment ist das der sogenannte FPS-Detektor und bei ZEUS der LPS-Detektor. Während diese Detektoren bewegt werden, sollen möglichst konstante Bedingungen herrschen und es ist insbesondere unerwünscht, daß sie gemeinsam oder gemeinsam mit dem Target zum Strahl gebracht werden. Üblicherweise wurde das Target als letzte Komponente in Betrieb genommen.

Das Positionieren der strahlnahen Detektoren ist teilweise sehr schwierig und kann, insbesondere beim LPS, mehrere Stunden in Anspruch nehmen, während dessen kein Targetbetrieb stattfinden kann.

Da die TaCoS Beam-Find-Automatik die Targets sehr schnell zum Strahl bringen kann, wurde 1997 ein neuer Ansatz versucht. Hierbei werden die Targets sogar noch vor den Kollimatoren an den Strahl gebracht. Die Verzögerung des Meßbetriebs bei H1 und ZEUS ist vernachlässigbar, jedoch gewinnt das HERA-B-Experiment dadurch mehrere Stunden Meßzeit.

Diese Prozedur wird Wire Insertion Procedure, oder auch kurz WIP, genannt. Ein Beispiel ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Hier wurden die Targets um 20:30 Uhr an den Strahl gebracht und der Luminositätsbetrieb wurde um 21:00 Uhr deklariert. Der LPS Detektor hat seine Position am Strahl erst um 23:30 Uhr eingenommen. Üblicherweise hätte der Targetbetrieb erst jetzt beginnen können, was etwa 3 h weniger Meßzeit bedeutet hätte. Es läßt sich abschätzen, daß diese Prozedur die Betriebseffizienz von HERA-B um etwa 30 % erhöht.

Ein weiterer Vorteil ist, daß mit WIP die Untergrundbedingungen in HERA üblicherweise besser waren und der LPS Detektor leichter an den Strahl gebracht werden konnte.

In der Datennahmeperiode 2k wurde das Target zwar nicht vor den Kollimatoren, jedoch vor den LPS- und FPS-Detektoren an den Strahl gebracht.

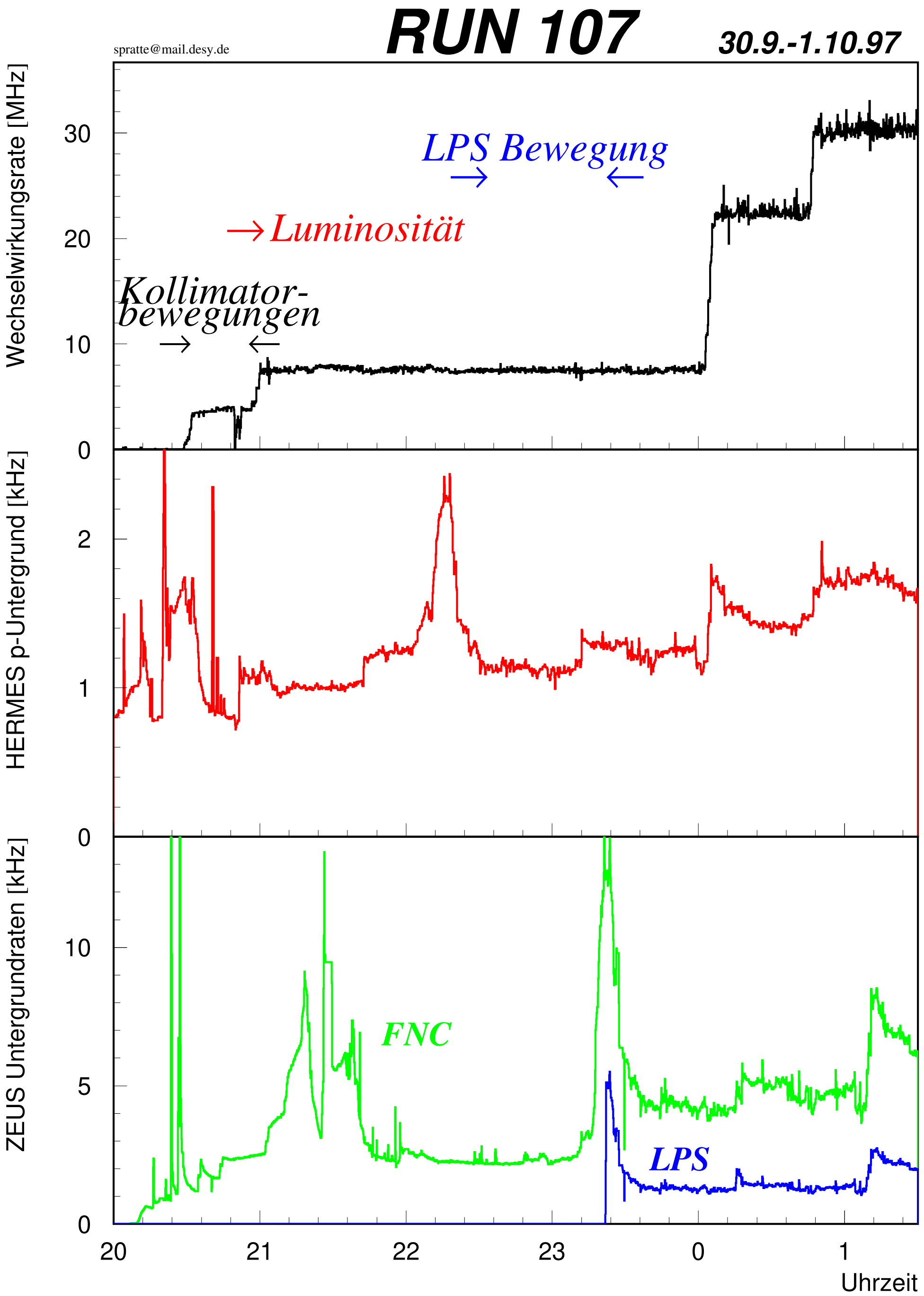


Abbildung 5.8: Anwendung der Wire Insertion Procedure WIP. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt: Oben: Wechselwirkungsrate. Mitte: Protoninduzierter Untergrund beim Hermes Experiment. Unten: Untergrundraten beim ZEUS Experiment. Das obere Bild zeigt verschiedene Stadien des mit HERA und den anderen Experimenten koordinierten Betriebs. [Kle98]

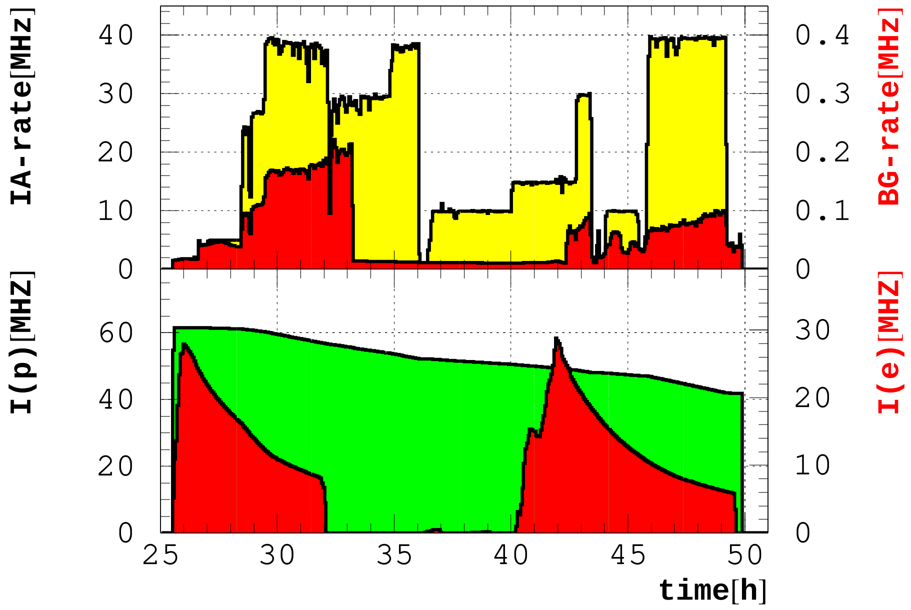


Abbildung 5.9: Beispiel für einen fast 24 stündig durchgehenden Betrieb des Targets. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt: Oben: Wechselwirkungsrate (hell) und Untergrundrate (dunkel). Unten: Protonstrahlstrom (hell) und Elektronstrahlstrom (dunkel). [Iss98]

Durchgehender Targetbetrieb

Ein weiterer beeindruckender Erfolg des Targetkontrollsystem ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Hier befand sich das Target fast durchgehend 24 h im Betrieb:

- unter normalen Bedingungen, im normalen Kollisionsbetrieb: 26.5–32 h und 42–50 h,
- mit nur gefülltem Protonstrahl: 32–40 h
- und sogar während des Füllens und Beschleunigens der Elektronen: 40–42 h.

Nur wenn die beiden Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden, wird das Target kurzzeitig herausgenommen, da beide Strahlen dabei bewegt werden müssen. Es ist sicherer, wenn sich das Target dabei nicht am Protonstrahl befindet.

Auch der durchgehende Betrieb des Targets beruht zu großen Teilen auf der Beam-Find-Automatik, die ein sicheres, problemloses und vor allen Dingen ein schnelles Einsetzen der Drähte ermöglicht. Insgesamt hat sich die Beam-Find-Automatik sehr gut bewährt.

5.5.6 Die Ratenkonstanthaltung

Der Grundalgorithmus zur Konstanthaltung der Rate stimmt mit dem in [Iss96] überein. Jedoch wurde durch eine einfache Verbesserung die Parameterabhängigkeit erheblich reduziert. Zunächst soll der Grundalgorithmus beschrieben werden, der einem einfachen Prinzip folgt:

- Ist die Rate zu klein, fahre zum Strahl;
- ist sie zu groß, fahre weg vom Strahl.

Um aber durch die natürlichen Ratenfluktuationen keine unnötigen oder falschen Fahrbefehle zu errechnen, wird die Fahrentscheidung an weitere Bedingungen geknüpft, die sich aus den folgenden Ideen ableiten:

1. Um den gemessenen Ratenverlauf zu glätten, wird ein nachgeführter Mittelwert $\overline{R_i}$ gebildet, der jeweils aus seinem vorherigen Wert $\overline{R_{i-1}}$ und der aktuellen Ratenmessung R_{ia} berechnet wird:

   $$\overline{R_i} = \frac{n-1}{n}\,\overline{R_{i-1}} + \frac{1}{n}\,R_{ia} \tag{5.1}$$

   n ist ein Maß dafür, wie stark die aktuelle Ratenmessung in der Steuerung berücksichtigt wird. Für n wurden verschiedene Werte ausprobiert und $n = 5$ erwies sich als beste Wahl. Bei kleineren Werten reagiert die Steuerung zu stark auf Fluktuationen und bei größeren erfolgt die Reaktion auf Ratenänderungen zu verzögert. Akzeptable Werte für n bewegen sich im Bereich 3 bis 8.

2. Da es nicht sinnvoll ist, innerhalb der natürlichen Fluktuationen zu regeln, wird innerhalb eines einstellbaren Ratenfensters $\pm\Delta R$ um die Sollrate R_{auto} nicht geregelt. ΔR wird üblicherweise auf 10 % der Sollrate festgelegt.

3. Durch Targetbewegungen zum Strahl nimmt der Einfluß des Targets auf diesen zu. Deshalb ist eine Erhöhung der Rate immer kritischer als eine Erniedrigung und wird mit einer weiteren Bedingung verknüpft:

   Falls die Ratenfluktuationen größer als die zugelassene Ratenbreite ΔR sind, bedeutet das, daß der Strahl verglichen mit der geforderten Ratenkonstanz in einem nicht berechenbaren Zustand ist und der Draht wird nicht zum Strahl gefahren.

   Die Ratenfluktuation wird mit einer nachgeführten Ratenstreuung $\overline{\sigma_i}$ beschrieben, die sich wie folgt berechnet:

   $$\overline{\sigma_i} = \frac{n-1}{n}\,\overline{\sigma_{i-1}} + \frac{1}{n}\,|R_{ia} - \overline{R_i}| \tag{5.2}$$

Damit läßt sich der Grundalgorithmus präzisieren:

- Fahre zum Strahl, wenn

$$\begin{aligned} & \overline{R_i} && < R_{auto} \\ \wedge\ & R_{ia} && < R_{auto} - \Delta R \\ \wedge\ & \overline{\sigma_i} && < \Delta R \end{aligned} \tag{5.3}$$

- Fahre aus dem Strahl, wenn

$$\begin{aligned} & \overline{R_i} && > R_{auto} \\ \wedge\ & R_{ia} && > R_{auto} + \Delta R \end{aligned} \tag{5.4}$$

Mit diesen Bedingungen läßt sich nun entscheiden, ob und in welche Richtung gefahren werden soll. Als nächstes muß noch die Schrittweite bestimmt werden.

In [Iss96] wurde mit festen Schrittweiten im Bereich $\mathcal{O}(1\,\mu\text{m})$ gearbeitet. Die damit erreichte Ratenstabilität hing von der aktuellen Strahlqualität und der Wahl der Schrittweite ab. Sie konnte jedoch von einem Experten optimiert werden.

Die neue Methode hingegen liefert auch ohne den Eingriff eines Experten und mit einem Standardparametersatz sehr gute Ergebnisse. Die Schrittweite berechnet sich hier mit einem linearen Ansatz: Es wird die Abweichung der aktuellen Rate von der Sollrate in Prozent berechnet und pro Prozent Ratenabweichung eine Strecke von üblicherweise 0.1 µm gefahren.

Die mit dieser Automatik erreichte Ratenstabilität ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Der benutzte Datensatz beinhaltet alle Targetoperationen in den Jahren 1999 und 2000. In dieser Zeit wurde das Target regulär von der HERA-B Schichtmannschaft bedient und somit sind die Daten nicht durch Experten optimiert. Der gesamte Datensatz wurde in Abschnitte von 30 min eingeteilt. Die dargestellte Ratenbreite σ_L für jeden Abschnitt berechnet sich aus dem Mittelwert der pro Sekunde gemessenen Raten $\overline{R}$ und ihrer Standardabweichung σ_R nach

$$\sigma_L = \frac{\sigma_R}{\overline{R}}. \tag{5.5}$$

Man sieht, daß die Ratenbreite üblicherweise sehr viel besser als die geforderten 10 % sind. Somit kann diese Automatik auch diese Anforderung gut erfüllen. Weniger optimal ist jedoch, daß etwa 33 % der Messungen größere Fluktuationen als 10 % aufweisen. Weitere detaillierte Untersuchungen—wodurch z. B. der Ausläufer in der Verteilung bestimmt ist—werden im Rahmen dieser Arbeit noch dargestellt.

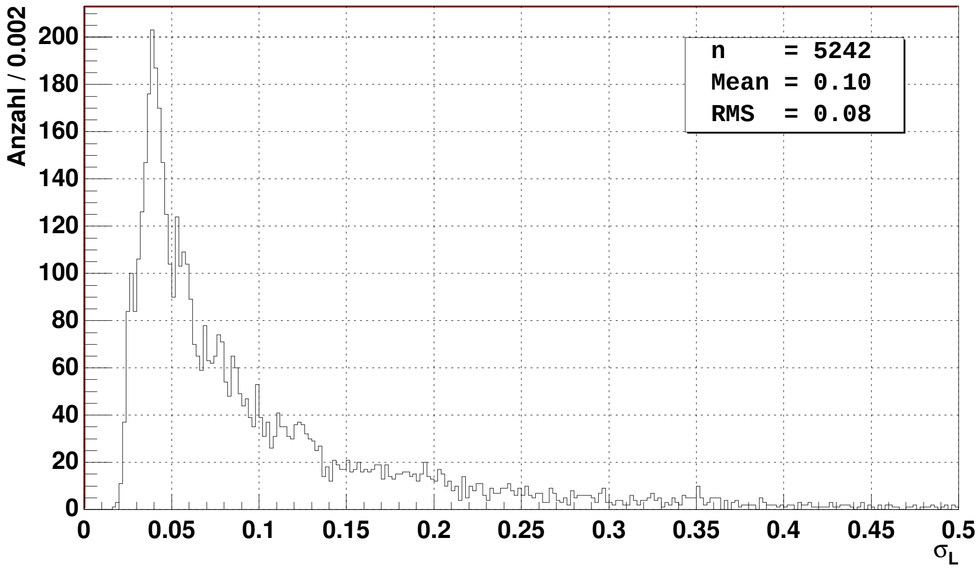


Abbildung 5.10: Histogramm der Ratenbreiten σ_L in 1999 und 2000. σ_L berechnet sich aus den pro Sekunde gemessenen Raten.

5.5.7 Die Ratengleichverteilung

Die Automatik zur Gleichverteilung der Wechselwirkungen über alle Drähte basiert auf der Automatik für einen Draht. Statt jedoch jedesmal ein bestimmtes Target zu steuern, wird entweder das Target mit dem größten Beitrag von Strahl entfernt oder das mit dem kleinsten Beitrag zum Strahl gefahren. Die Informationen über die Ratenbeiträge werden mit den Ladungsintegratoren gewonnen.

Auch diese Automatik hat sich im Betrieb sehr gut bewährt und detailliertere Untersuchungen werden in Kapitel 9 dargestellt. Um jedoch hier schon einen Eindruck über den Mehrdraht-Betrieb zu vermitteln, wird Abbildung 5.11 gezeigt. Sie zeigt die mit dem Vertex-Detektor rekonstruierten Vertices während eines Sieben-Draht Betriebs, die wiederum die Targets rekonstruieren. Die Drähte sind in zwei Quadraten, gleichmäßig um den Strahl angeordnet. Die Kantenlänge der Quadrate beträgt nur $\approx 3\,\mathrm{mm}$! Dieses Bild gibt einen sehr guten Eindruck mit welcher Präzision die Target gebaut wurden und operiert werden können; der Protonstrahl läuft durch die beiden Quadrate und wenn er sich im Beschleuniger bewegt, bewegen sich die Targets entsprechend mit.

5.5.8 Die Targetdaten

Das Targetkontrollsystem speichert die gemessenen Daten und protokolliert ausgeführten Aktionen. Wegen der vorhandenen Infrastruktur wird das Programm

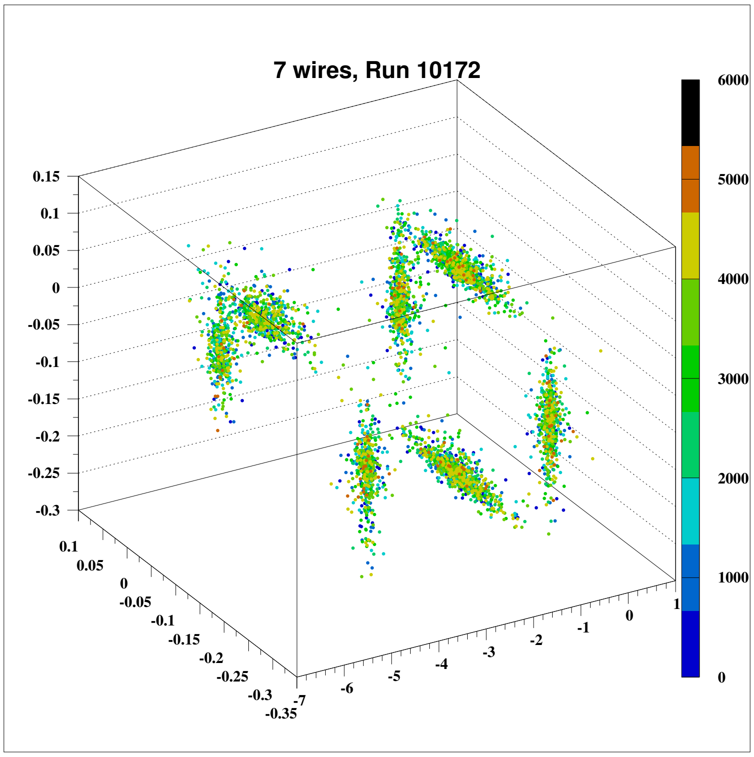


Abbildung 5.11: Die mit dem Vertexdetektor bestimmten Vertices beim Betrieb von sieben Targets. Die Einheiten der Achsen sind in cm. [V+99]

target auch als Datennahmeprogramm benutzt und liest weitere Daten ein, die jedoch nicht in der Steuerung benutzt werden. Alle Daten werden als Zeitserie in einer Datenbank gespeichert. Der Zugriffsschlüssel ist der Zeitpunkt der Messung. Die folgende Liste gibt Aufschluß über die gespeicherten Daten:

- Die Wechselwirkungs- und Untergrundrate werden mit 10 Hz gespeichert.
- Weitere Raten, wie z. B. die Raten der Ladungsintegratoren,
- die Targetpositionen und
- die Strahlposition werden mit 1 Hz gespeichert.
- Jede Drahtbewegungen und Änderungen der Betriebsparameter wird protokolliert.
- In weiteren Datenbanken werden von anderen Programmen nach dem gleichen Schema Informationen von HERA und den anderen Experimenten mit < 1 Hz gespeichert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Programmbibliothek und ein Analyseprogramm, 7 of 9, entwickelt, das einen leichten und effizienten Zugriff auf diese Daten ermöglicht. Sie hat den großen Vorteil, daß sie direkt auf den Rohdaten arbeitet, womit das übliche Konvertieren der Daten wegfällt. Es ist daher sehr einfach, Analysen zu entwickeln, die auf Daten von mehreren Jahren zurückgreifen. In Abhängigkeit von der Komplexität der Analyse dauert das Prozessieren der Daten von zwei Jahren zwischen etwa 1 h bis etwa einem Tag. Die Analysen in dieser Arbeit basieren auf diesem Programm.

Das Programm 7 of 9 ist in HERA-*B* die Standardsoftware zur Analyse der Targetdaten. Es ist objektorientiert in C++ geschrieben und besteht aus insgesamt 10 000 Zeilen Programm-Code.

5.5.9 Schlußfolgerung

Das Targetkontrollsystem TaCoS fundiert auf einem soliden Konzept und kann die gestellten Anforderungen gut erfüllen. Seine Software besteht aus insgesamt etwa 19 000 Zeilen Programm Code. In [L$^+$00] wird seine Betriebseffizienz abgeschätzt:

- Technische Probleme im System treten in der Größenordnung $\mathcal{O}(< 1\,\%)$ auf. Sie lassen sich auf abgestürzte Datenbank Server, Ausfälle der Hochspannungversorgung der Szintillationszähler, Ausfälle des Kontrollers und kaputte Elektronikteile zurückführen.
- Schwierigkeiten im Automatikbetrieb lassen sich mit $\mathcal{O}(1\,\%)$ abschätzen. Sie sind üblicherweise mit schlechten Strahlbedingungen, wie z. B. mit hohen und fluktuierenden Untergrundraten, verbunden und somit nicht direkt als Designfehler zu bewerten.

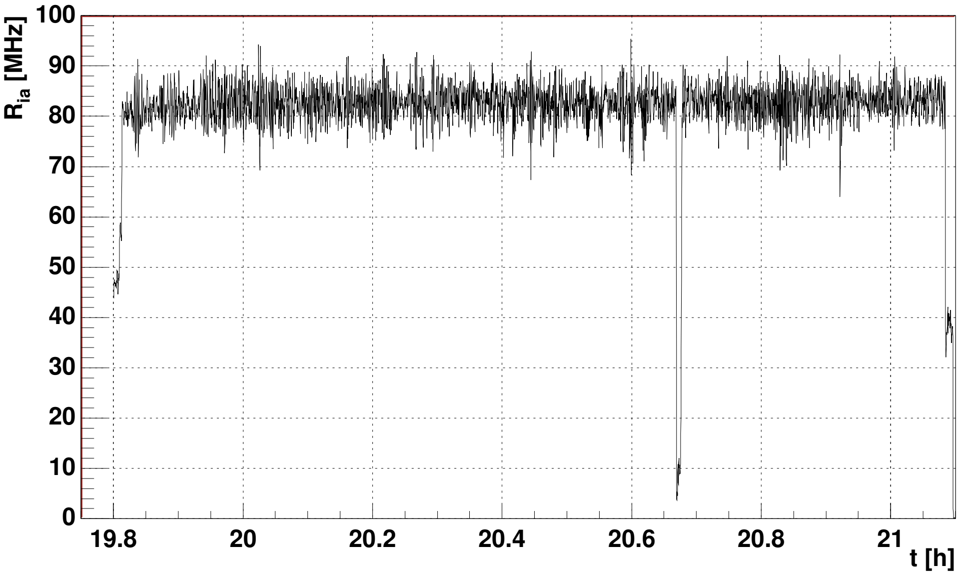


Abbildung 5.12: Targetbetrieb bei 85 MHz.

Abschließend sei als Ausblick auf das Potential des Target Kontrollsystems Abbildung 5.12 gezeigt. Hier wurde das Target problemlos über eine Stunde bei 85 MHz betrieben.

Kapitel 6

Messungen mit dem Target

Für die Analysen dieser Arbeit wurden verschiedene Messungen benutzt, die folgendermaßen bezeichnet werden:

- Automatik-Daten,
- Fixed-Wire-Runs,
- Rate-Scans und
- Stufenfunktionen.

Sie sollen im folgenden erklärt und beschrieben werden. Das Kapitel schließt mit einer Beurteilung der Datenqualität ab.

6.1 Der Automatikdatensatz

Diese Daten werden während des normalen Betriebs aufgezeichnet und eignen sich, die Eigenschaften der Automatik und des Targets zu untersuchen. Sie stammen aus der Zeit von Januar 1999 bis Juli 2000 und wurden mit einem automatischen Verfahren selektiert. Es wurde nach Zeiträumen von mindestens 35 min Länge und konstanten Automatik-Bedingungen gesucht. Das bedeutet mindestens ein selektierter Draht, konstante Automatikrate und keine Änderung in der Selektion der Drähte.

Da bei einer Änderung der Selektion der Strahl neu angetastet wird, um eine Anfangsposition für jeden Draht zu bestimmen, ist die Rate während dessen systematischen Änderungen unterworfen, die die Analysen verfälschen würde. Diese Prozedur dauert üblicherweise $\lesssim 5\,\mathrm{min}$ und daher werden die ersten fünf Minuten in jedem Datensatz nicht benutzt; der restliche soweit möglich in 30 min Abschnitte eingeteilt. Insgesamt wurden so 5337 Datensätze selektiert.

Draht	n_w	N	N_{99a}	N_{99b}	N_{2k}
mw	-1	638	125	154	359
a1	0	84	66	3	15
b1	1	135	104	7	24
i1	2	525	48	166	311
o1	3	43	4	22	17
a2	4	42	0	27	15
b2	5	39	30	0	9
i2	6	3728	708	1300	1720
o2	7	103	63	35	5

Tabelle 6.1: Anzahl der Automatikdatensätze in Abhängigkeit vom Draht und der Datennahmeperiode. N ist die Anzahl über die gesamte Datennahmeperiode. n_w ist die Nummer des Drahtes, die in den Abbildungen verwendet wird. mw bedeutet Mehrdraht-Betrieb.

Da bei der automatischen Selektion keinerlei Stabilitätsbedingungen gestellt wurden, beinhaltet dieser Datensatz auch Daten, die unter schlechtesten Betriebsbedingungen genommen wurden, sofern die Betriebsdauer mindestens 35 min betrug. Aus experimentellen Gründen wurde in den letzten Jahren für die HERA-B-Datennahme hauptsächlich der Draht i2 benutzt; er dominiert den Datensatz. Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht über die Statistik für jeden Draht.

Aus ebenfalls experimentellen Gründen von HERA-B wurden vorwiegend niedrige Raten bevorzugt. Daher machen Automatikraten ≤ 10 MHz mit 5063 Datensätzen den überwiegenden Teil der Statistik aus.

Es sei noch einmal daraufhingewiesen, daß für Target- und Strahlpositionen nur in den Meßperioden 99b und 2k eine gute Kalibration existiert. Daher können Analysen, die diese Informationen benötigen, nur auf Daten aus diesem Zeitraum zurückgreifen.

Falls Meßgrößen für den Automatikdatensatz angegeben werden, deren Ableitung nicht explizit erklärt ist, sind sie als der Mittelwert der jeweiligen Meßgröße innerhalb der Meßzeit von 30 min zu verstehen.

6.2 Fixed-Wire-Runs

Fixed-Wire-Run heißt soviel wie “Messung mit festgestelltem Draht”. Hierbei benutzt man ausschließlich Messungen, bei denen die Targetsteuerung ausgeschaltet ist. Der Draht wird in verschiedenen Abständen zum Strahl an eine feste Position gestellt und über einen gewissen Zeitraum werden Daten genommen. Das hat den Vorteil, daß eine Interferenz mit der Regelung ausgeschlossen ist.

Die Statistik für diese Messungen ist nicht besonders hoch. Für den Zeitraum

Januar 1999 bis Juli 2000 wurden 22 solcher Messungen gefunden, die in 71 Datensätze eingeteilt wurden. Anfang 1999 gab es Probleme mit sogenannten Coasting Beam Spikes, die nicht nur bei HERA-B, sondern bei allen HERA-Experimenten auftraten. Diese Runs wurden ausgeschlossen.

6.3 Rate-Scans

Während einer "Raten-Abtastungs"-Messung werden verschiedene Raten für jeweils wenige Minuten angefahren. Sie eignen sich daher, um verschiedene Detektoren gegeneinander zu kalibrieren.

Die hier benutzten Daten stammen aus der Zeit von Juni 1999 bis Juli 2000, die per Hand selektiert wurden. Dabei wurden solche mit zu kurzer Meßzeit—Gesamtmeßzeit $\lesssim 10\,\text{min}$—oder instabilen Raten, instabilen Lebensdauermessungen oder zuvielen Notfallmaßnahmen nicht in den Datensatz aufgenommen.

Außerdem wurden nur Runs in die Analyse genommen, bei denen die Rate sukzessive nur erhöht wurde. Der Grund ist, daß sich beim Herausziehen des Targets kein geeigneter Gleichgewichtszustand innerhalb von wenigen Minuten einstellen kann, da die Protonen nachdiffundieren müssen. Die Zeitkonstante dieses Prozesses liegt bei $\mathcal{O}(1\,\text{min})$. Für eine reine Raten-Kalibration macht das zwar keinen Unterschied, jedoch ist die Lebensdauermessung nicht akkurat. Wird das Target jedoch näher an den Strahl gefahren, so müssen Protonen, die neu in den Phasenraum des Targets eintreten, nur mit diesem wechselwirken, um den neuen Gleichgewichtzustand zu erreichen. Dieser Prozeß dauert wenige Sekunden.

Insgesamt konnten so 72 Rate-Scan-Messungen selektiert werden.

6.4 Stufenfunktionsmessung

Bei den Stufenfunktionsmessungen wird die Sprungantwort des Regelsystems Target-Strahl gemessen.

Zunächst wird das Target an eine wohl bestimmte Position am Strahl gefahren, die durch eine konstante Rate definiert ist. Dieses ist die Basisrate. Hier verweilt das Target etwa 1 min, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Danach wird es in einem Schritt von seiner Position wegbewegt und angehalten. In diesem Zustand werden für etwa 1 min Daten genommen und die Messung danach beendet.

Solche Einzelmessungen werden mehrmals wiederholt, um einerseit den statistischen Fehler zu verringern und um andererseits systematische Effekte zu messen. Abbildung 6.1 zeigt ein Beispiel für eine gesamte Stufenfunktionsmessung. Die Basisrate ist auf 1 MHz eingestellt. Von dieser wird es in regelmässigen Abständen fortbewegt: zunächst vom Strahl weg mit immer größeren Schrittweiten, dann auf den Strahl zu auch in immer größeren Schrittweiten.

Es existieren 12 solcher Meßreihen, von denen jedoch nicht alle für detaillierte

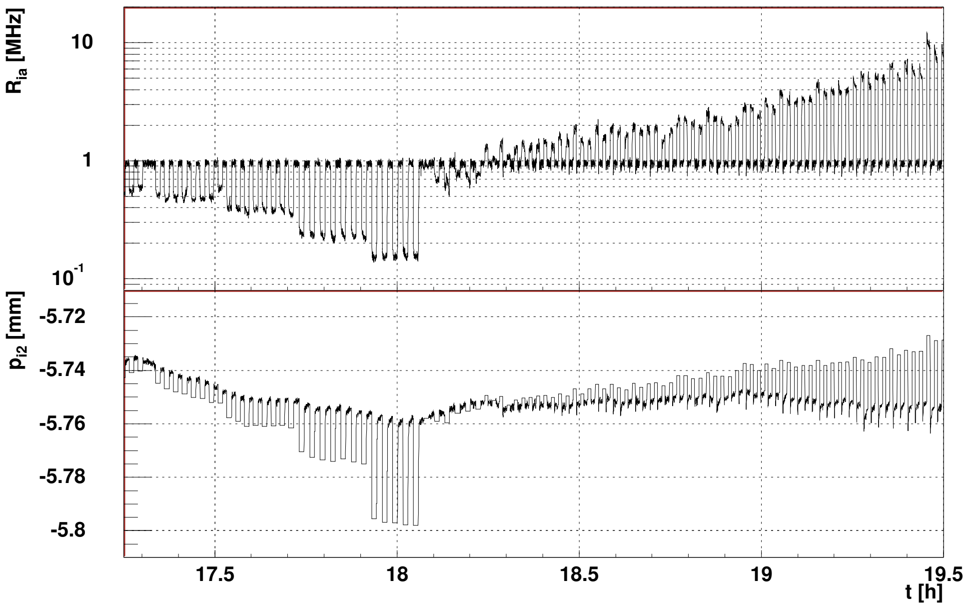


Abbildung 6.1: Beispiel: Stufenfunktionsmessung. Oben: Wechselwirkungsrate gegen Zeit. Unten: Targetposition gegen Zeit.

Analysen geeignet sind. Oftmals ist die Rate moduliert oder von Strahlbewegungen überlagert, so daß einige der Meßreihen verworfen werden müssen.

6.5 Datenqualität

Die in dieser Arbeit benutzten Messungen beruhen mittelbar oder unmittelbar auf Daten, die von HERA beeinflußt sind. Da nun HERA nicht jedesmal exakt gleich aufgesetzt werden kann und seine Parameter sehr von der individuellen Vorgeschichte des Füllprozesses abhängen, sind zum Teil signifikante systematische Unterschiede in den Meßdaten vorhanden. Hinzu kommt, daß sich auch während des Betriebs die Bedingungen systematisch ändern können: z. B. Änderung der Position strahlnaher Komponenten, Schwankungen in den Spannungsversorgungen einiger Magnete oder der Beschleunigungsstrecken in HERA, Blitzeinschlag oder Ähnliches.

Es ist nicht möglich alle systematischen Änderungen in den Messungen mit vertretbarem Aufwand zu berücksichtigen. Insbesondere sind nicht alle Quellen für solche Störungen a priori bekannt.

Da die Anfangsbedingungen der Messung nicht jedesmal gleich und definiert sind, können solche mit nur einer kleinen Anzahl bzw. einer kleinen Anzahl in einem bestimmten Bin im Mittel systematisch verfälscht sein. Die statistischen Fehler sind in diesen Fällen zu klein, um die Abweichung zu beschreiben, und die systematischen, wie schon oben erwähnt, a priori nicht bekannt. Solche Ausreißer sind in der Meßreihe nicht überzubewerten, da der allgemeine Trend, die Abhängigkeit zumeist klar erkennbar ist.

Eine der Aufgaben dieser Arbeit ist es unter anderem die oben erwähnten systematischen Abhängigkeiten zu untersuchen.

Kapitel 7

Targetbetrieb bei HERA

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Rahmenbedingungen, die während des Targetbetriebs vorherrschen, bestimmt. Das sind zu einem die freie Apertur und die Betriebsposition des Targets, aber auch die davon beeinflußte Targeteffizienz. Die dabei gewonnen Ergebnisse deuten auf einen zusätzlichen, targetunabhängigen Protonverlust hin, welcher Gegenstand weiterer Untersuchungen ist.

Da die natürliche Verlustrate in HERA nicht ausreicht, um die angestrebte Wechselwirkungsrate zu erzeugen, muß sich das Target im Laufe der Zeit immer weiter an den Strahl nähern. Die Geschwindigkeit dieser Bewegung, die sogenannte Scrape[1]-Geschwindigkeit, wird ebenfalls hier bestimmt.

Das Kapitel schließt mit der Untersuchung ab, wie gut die eingestellte Sollrate erreicht wird.

7.1 Die Freie Apertur bei HERA

Das Target und die Aperturbegrenzung sind im Betrieb die beiden Haupt-Proton-Verlustmechanismen in HERA und arbeiten konkurrierend zueinander. Daher ist die freie Apertur eine der wichtigsten Betriebsparameter und wird in diesem Abschnitt bestimmt.

Bei der hier benutzten Methode werden Targetdaten benutzt; sie geht davon aus, daß in dem Moment, in dem das Target den Kollimatorschatten verläßt, ein Ratenanstieg zu beobachten ist. Diese Idee wird mit Abbildung 3.11 verdeutlicht.

Um die freie Apertur zu messen, muß das Target also von außen an den Strahl bewegt und die erste Ratenerhöhung detektiert werden. Eine solche “Messung” wird jedesmal durchgeführt, wenn ein Target neu in den Operationsbetrieb aufgenommen wird: Das Target bewegt sich nun aus der Parkposition, die weit außerhalb der Aperturgrenze liegt, zum Strahl.

---

[1] to scrape: engl. kratzen.

Vorteile dieser Methode sind die direkte und aufgrund des guten Target-Alignments mit dem Vertexdetektor genaue Messung. Sie ist zudem unabhängig davon, welches Element in HERA aktuell die Apertur bestimmt.

7.1.1 Die Messung der freien Apertur

Zur Messung der der freien Apertur werden Target- und Strahlpositionen benutzt, die sekündlich gemessen werden. Die letztere kann innerhalb des Meßintervalls in guter Näherung als konstant angenommen werden. Dieselbe Annahme läßt sich jedoch nicht auf das Target übertragen, da es sich zum Strahl hin bewegt und die letzte aktuelle Messung bis zu einer Sekunde zurückliegen kann.

Die freie Apertur wird definiert als der Target-Strahl-Abstand zum Zeitpunkt des ersten Ratenanstiegs. Um diesen zu bestimmen, wird die Rate zunächst ohne Target in einem Zeitraum von 15 s gemessen; danach wird—während sich das Target auf den Strahl zubewegt—nach einer Erhöhung der Rate um einen Faktor zwei gesucht. Hierfür werden Einzelmessungen benutzt. Diese Methode kann den Zeitpunkt der Ratenerhöhung recht genau ermitteln. Mit den sekündlich gemessenen Raten ergibt sich eine Unsicherheit von ca. ein bis zwei Sekunden, um die der Zeitpunkt, an dem sich das Target aus dem Kollimatorschatten bewegte, zu spät bestimmt wird.

Damit wird die statistische und systematische Gesamtunsicherheit, zu welcher Zeit die Targetposition gemessen werden muß, mit $(\pm 0.5 \pm 0.5)$ s abgeschätzt. Mit einer Höchstgeschwindigkeit von $10\,\mathrm{kHz} \cdot 50\,\mathrm{nm} = 500\,\mu\mathrm{m/s}$ des Targets, ergibt sich eine Unsicherheit in der Messung der freien Apertur von $(\pm 250 \pm 250)\,\mu\mathrm{m}$.

Es wurden eine automatische und eine halb-automatische Methode entwickelt, die zwischen zwei Kalender-Daten versucht, möglichst viele Apertur-Messungen zu extrahieren. Die automatische Methode geht dabei folgendermaßen vor:

1. Die Datenbanken werden im 10 s-Abstand abgefragt, bis mindestens ein neu selektierter Draht gefunden wird.
2. Die Daten werden wiederum im 10 s-Abstand abgefragt, bis sich einer der Targets ausreichend nah am Strahl befindet.
3. Damit der Zeitraum zwischen der Messung der Rate ohne Target und der Messung der Ratenerhöhung so kurz wie möglich ist, wird nun die Rate ohne Target gemessen.
4. Die Daten werden jetzt im Sekunden-Abstand nach der Ratenerhöhung durchsucht.
5. Das Target mit dem geringsten Abstand zum Strahl definiert die Apertur. In einer Datei werden nun die gemessene Apertur, der Zeitpunkt der Messung, der verantwortliche Draht und die Information, welche Drähte sonst bei der Suche beteiligt waren, festgehalten.

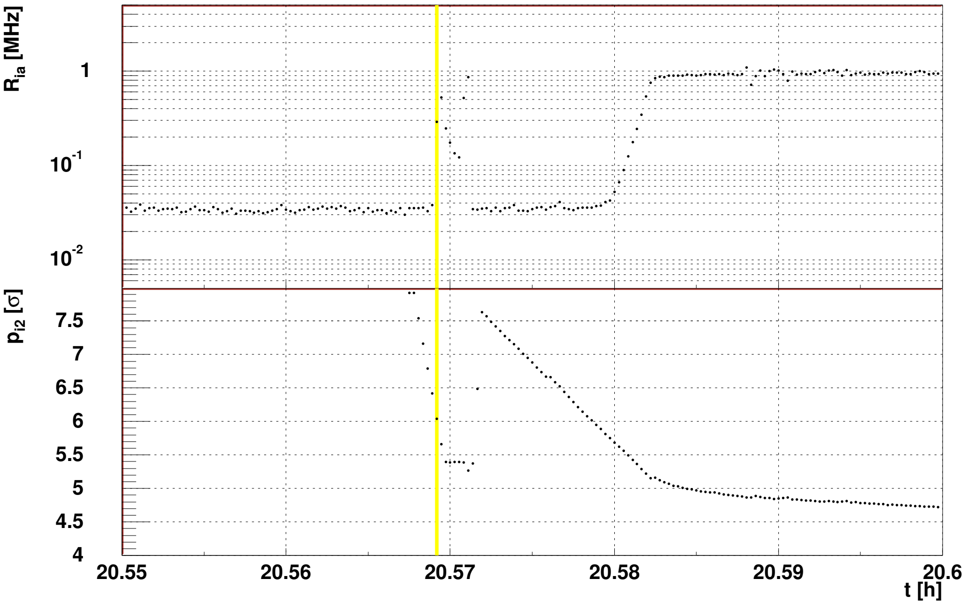


Abbildung 7.1: Beispiel für eine Aperturmessung. Dargestellt sind die sekündlich gemessenen Raten (oben) und Positionen (unten, für das Target i2) über einen Zeitraum von 3 min. Der gelbe Strich bei $t \approx 20.57$ h zeigt den Zeitpunkt der gefunden Apertur.

Abbildung 7.1 zeigt ein Beispiel für die Bestimmung der Apertur.

Die automatische Methode ist auch in der Lage, mit unüblichen Situationen zurecht zu kommen; z. B. wenn alle Targets deselektiert werden, noch bevor der Strahl erreicht wird. Im Zweifelsfall wird die Messung übersprungen. Bei unruhigen Raten kann sie auch falsche Meßwerte liefern, was jedoch nur selten vorkommt. Für die Analysen in dieser Arbeit wurde die halbautomatische Methode benutzt, bei der jede Messung bestätigt werden muß und direkt in die Bestimmung der Apertur eingegriffen werden kann. Damit sind solche Falschmessungen ausgeschlossen.

7.1.2 Ergebnisse der Aperturmessung

Das Histogramm der so gemessenen Aperturen zeigt Abbildung 7.2. Der häufigste Wert liegt bei $\approx 5.5\,\sigma$. Dieser Wert ist sehr klein und der Phasenraum für den Targetbetrieb damit sehr einschränkt. Insbesondere ist der Ausläufer bis zu $3\,\sigma$ kritisch, da das Target, um die eingestellte Rate zu erreichen, einen gewissen Abstand vom Kollimator braucht und somit innerhalb von $3\,\sigma$ operieren muß. Dieser Bereich des Strahls trägt jedoch signifikant zur Luminosität der ep-Experimente bei und die hohen Protonendichten erschweren den Betrieb des Targets.

Als nächstes wurde überprüft, ob sich die Kollimatorpositionen über den Meßzeitraum verändert haben. Abbildung 7.3 zeigt keine signifikante Abhängigkeit

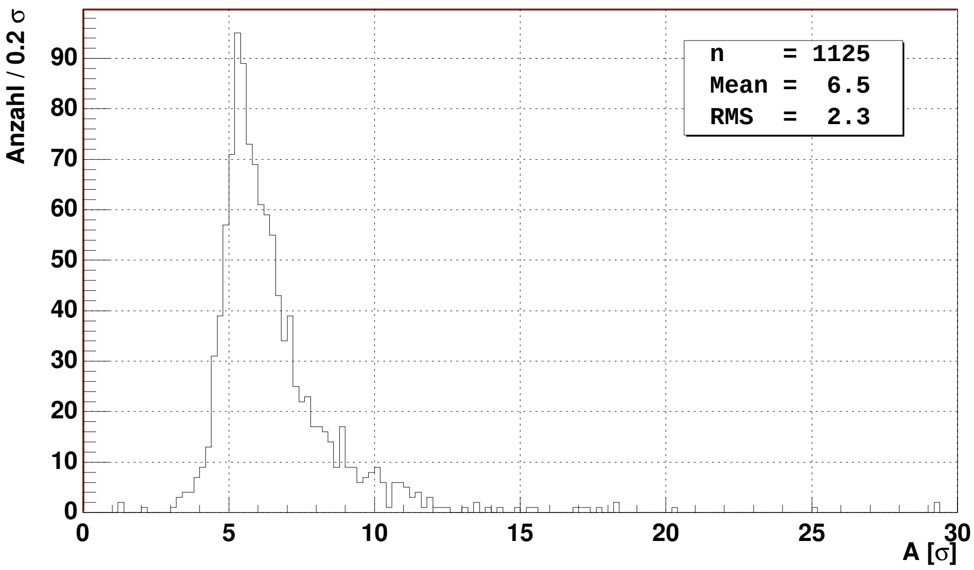


Abbildung 7.2: Gemessene freie Aperturen A bei HERA.

von der Zeit. Um den Jahreswechsel 1999/2000 sind keine Daten vorhanden, da in dieser Zeit der Meßbetrieb eingestellt war. Die Ausreißer zu Anfang und zu Ende der Meßperioden sind auf Maschinenstudien zurückzuführen, die zu diesen Zeiten normalerweise durchgeführt werden. Während dieser können unübliche Maschineneinstellungen erwartet werden.

Die Apertur für jeden Draht zeigt Abbildung 7.4. Tabelle 7.1 faßt diese Ergebnisse zusammen. Für alle Drähte liegt der wahrscheinlichste Wert der Apertur bei $\approx 5\,\sigma$ und der Mittelwert bei ca. $6\,\sigma$. Nur für die äußeren Drähte wird der Mittelwert zu $\approx 8\,\sigma$ bestimmt. Dieser systematische Unterschied läßt sich durch den Coasting Beam erklären. In [Spr00] wird gezeigt, daß auf Höhe des Targets der Coasting Beam im Mittel um 1 mm nach außen verlagert ist; dieses entspricht ca. $2\,\sigma$. Da die Kollimatoren nicht auf die Abschirmung des Coasting Beams optimiert sind, kann sich dieser auch außerhalb der durch die Kollimatoren definierten freien Apertur aufhalten und dort mit dem Target wechselwirken. Dies bedeutet, daß die freie Apertur von HERA-p unabhängig von der Orientierung im Mittel $\approx 6\,\sigma$, am wahrscheinlichsten $\approx 5\,\sigma$ beträgt.

7.2 Betriebsposition des Targets

Für diese Untersuchungen wurde der Automatikdatensatz benutzt, der von ungewöhnlichen Apertur- und Positionsmessungen gereinigt wurde: Für beide wurde gefordert, daß sie im Bereich 2–12 σ liegen und daß sich die Drahtposition innerhalb der Apertur befindet. Der ursprüngliche Datensatz bestand aus 4186

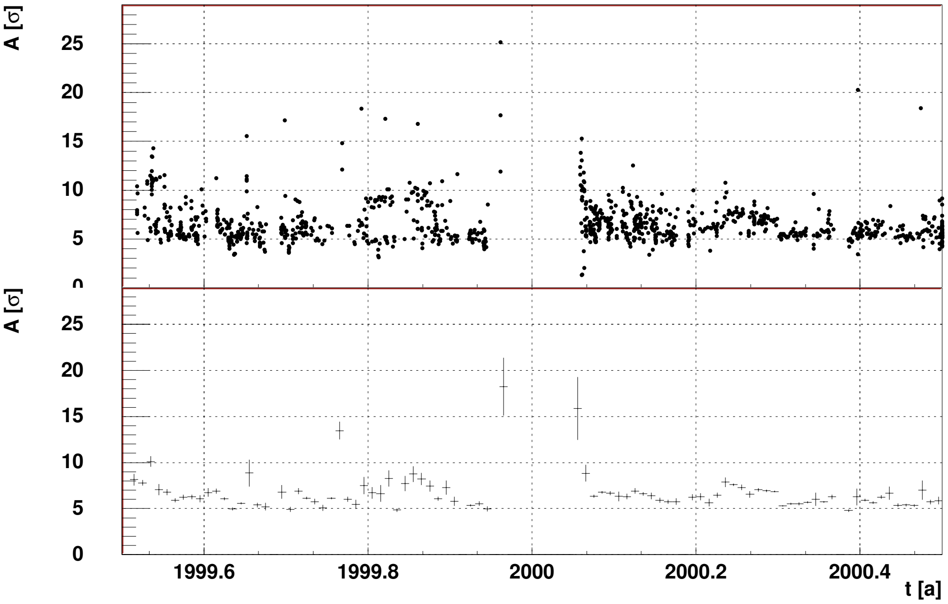


Abbildung 7.3: Gemessene freie Apertur A in Abhängigkeit von der Zeit t in Jahren. Oben: Darstellung der Einzelmessungen. Unten: Zugehöriges Profil-Histogramm.

Draht	N	$\overline{A}(\sigma)$	$S_A(\sigma)$
a1	93	6.2	1.1
b1	129	6.1	1.9
i1	263	6.2	1.7
o1	92	7.9	1.6
a2	45	6.4	1.1
b2	27	6.0	1.8
i2	423	6.1	1.4
o2	53	8.4	1.8

Tabelle 7.1: Gemessene freie Apertur in Abhängigkeit vom Target. N ist die Anzahl der Meßpunkte, $\overline{A}$ die mittlere Apertur und S_A die Streuung der Verteilung.

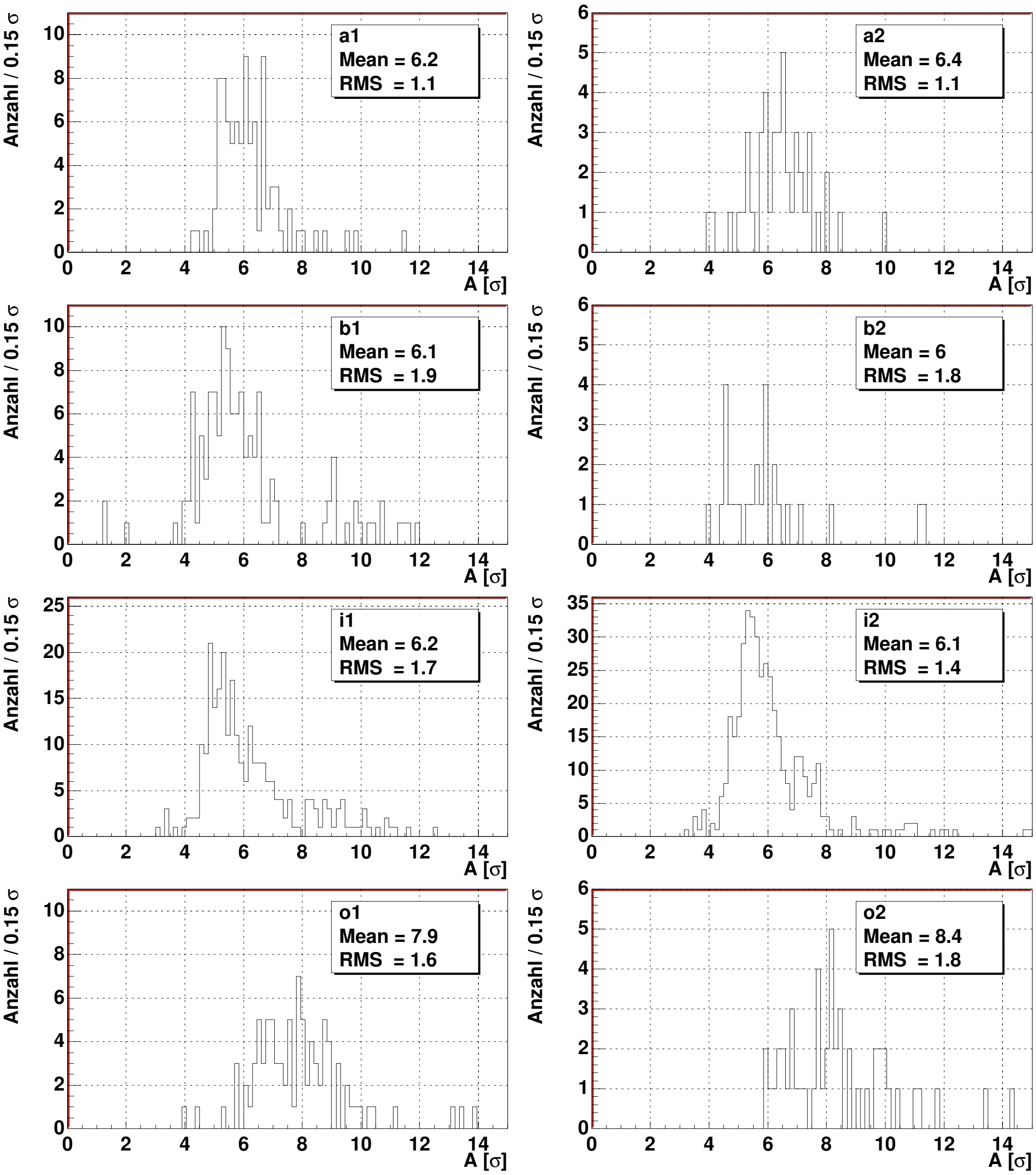


Abbildung 7.4: Gemessene freie Aperturen A, nach benutztem Target geordnet. $1\,\sigma$ entspricht einer gaußschen Strahlbreite.

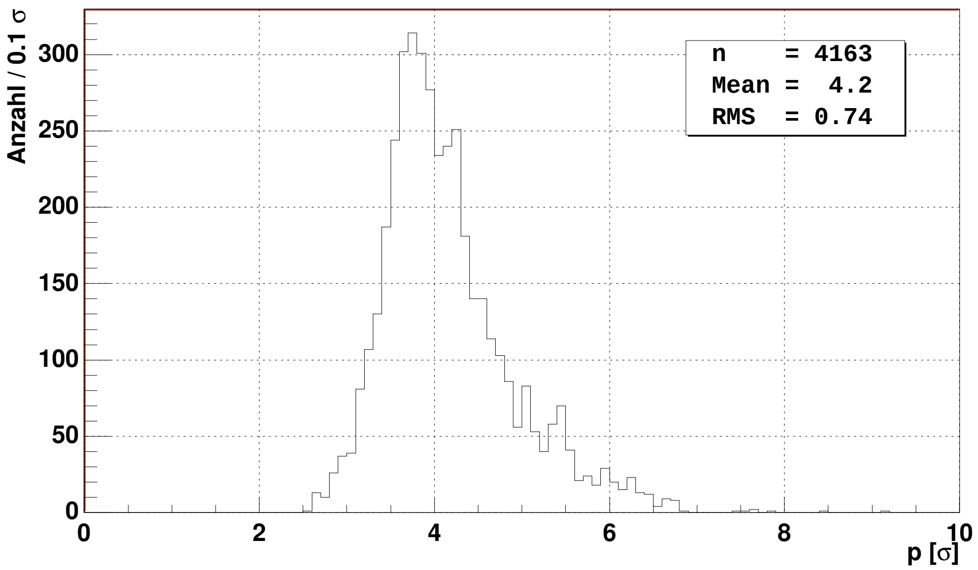


Abbildung 7.5: Histogramm der Targetpositionen in Strahlbreiten.

Meßreihen, von denen so 26 aussortiert wurden. Das sind 0.6 % des Datensatzes.

Das Histogramm der Targetpositionen ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Das Target wird üblicherweise in einem Abstand von 3–5 σ vom Strahl betrieben, wobei der wahrscheinlichste Abstand bei $\approx 3.7\,\sigma$ liegt. In diesem Bereich befindet sich das Target nicht mehr im reinen Halobereich, sondern fängt an, den eigentlichen Strahlkern zu sehen. Mit den im vorherigen Abschnitt gemessenen Aperturen ist dieses Ergebnis nicht überraschend, sondern vielmehr, daß ein paralleler Betrieb mit den ep-Experimenten—wie es in den letzten Jahren gezeigt werden konnte—möglich ist.

In Abbildung 7.6 ist die Betriebsposition des Targets in Abhängigkeit von der Apertur aufgetragen. Um zu zeigen, daß die 26 aussortierten Datensätze das Ergebnis nicht beeinflussen, wurde hier der gesamte Datensatz benutzt. Man sieht, daß der Phasenraum für die Targetpositionen eingeschränkt ist: Die äußere Grenze ist durch die Aperturgrenze $p = A$ definiert und die innere durch $p \approx 2.5\,\sigma$. Diese Begrenzungen sind in der Abbildung eingezeichnet. An der inneren Grenze ist die Protondichte schon so hoch, daß die dadurch erreichten Raten weit oberhalb der angestrebten sind. Daher existiert an der inneren Seite eine immer härtere Grenze für den Targetbetrieb und zu enge Aperturen schränken den dynamischen Bereich des Targets ein. Aus der Abbildung 7.6 sieht man, daß diese Einschränkung für Aperturen $A \lesssim 7\,\sigma$ gilt.

In Abbildung 7.7 wurde der Abstand zwischen Target und Aperturgrenze histogrammiert. Der häufigste Abstand ist $\Delta p_{ap} \approx 1.5\,\sigma$. Dieser geringe Abstand trägt den eng gesetzten Kollimatoren in 1999 und 2000 Rechnung. In [Jag98]

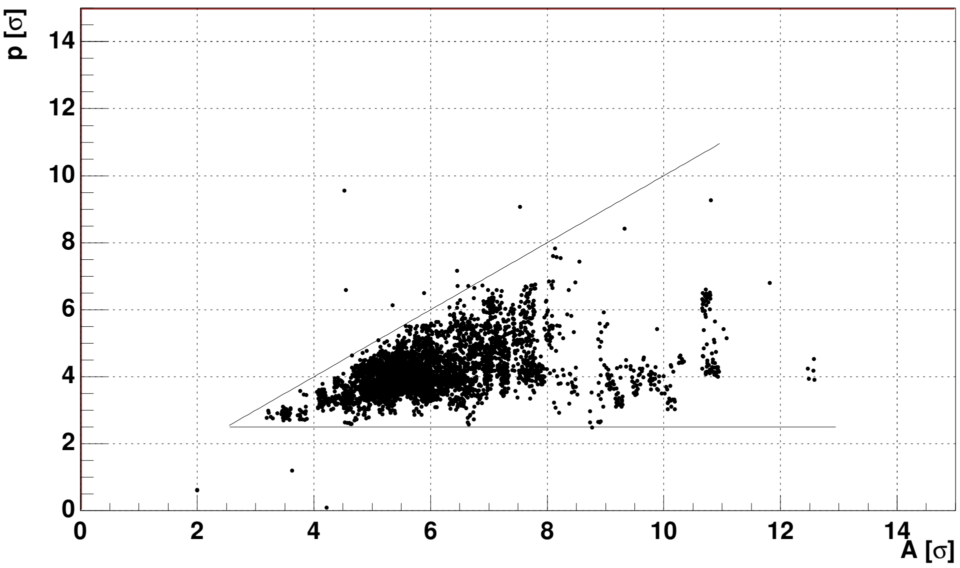


Abbildung 7.6: Abhängigkeit der Targetposition von der Apertur.

wurde das Zusammenspiel von Target und Kollimator simuliert. Ergebnis dieser Simulation war, daß das Target in einem Abstand von $> 3\,\sigma$ betrieben werden muß, um optimale Targeteffizienzen zu garantieren. Nach diesem Ergebnis können also nur kleine Targeteffizienzen erwartet werden.

Dieselbe Messung wurde auch für jedes Target getrennt durchgeführt und das Ergebnis ist in Tabelle 7.2 aufgelistet. Bis auf die äußeren haben alle Targets einen üblichen Abstand von $\approx 1.5\,\sigma$ von der Aperturgrenze. Der Abstand der äußeren Targets beträgt $\approx 2.5\,\sigma$ und ist somit um etwa $1\,\sigma$ größer. Dieser Unterschied läßt sich wiederum mit dem Coasting Beam und der dadurch um etwa $2\,\sigma$ zu groß gemessenen Apertur begründen. Auch, daß der Unterschied in Δp_{ap} nur $1\,\sigma$ und nicht $2\,\sigma$ beträgt, paßt ins Bild, da diese Drähte Wechselwirkungbeiträge vom Coasting Beam haben und somit nicht so nah am Strahl positioniert werden müssen und sich somit näher an der Appertur befinden.

7.3 Targeteffizienz

Die Ergebnisse aus den vorherigen Abschnitten lassen erwarten, daß aufgrund der engen Apertur die Targeteffizienz im Zeiraum Juli 1999 bis August 2000 nicht optimal gewesen sein kann. Dieses wird im folgenden genauer untersucht. Die Targeeffizienz ϵ_t berechnet sich nach Gleichung 3.10 mit Hilfe der Gleichung 3.7. Sie ist in Abbildung 7.8 histogrammiert und liefert, wie erwartet, recht kleine Werte. Die mittlere Targeteffizienz beträgt nur 25 % und Werte oberhalb 50 % werden fast nie erreicht.

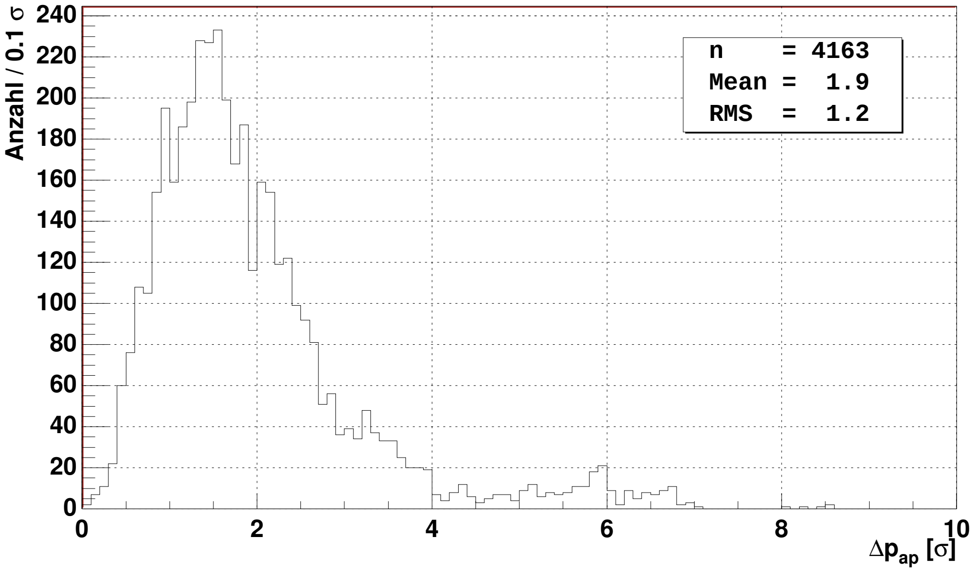


Abbildung 7.7: Abstand des Targets von der Aperturgrenze.

Draht	N	$\overline{\Delta p_{ap}}(\sigma)$	$S_{\Delta p_{ap}}(\sigma)$
a1	17	1.1	0.4
b1	31	1.1	0.4
i1	475	1.5	0.9
o1	36	2.6	0.6
a2	42	1.5	0.7
b2	9	1.6	0.2
i2	3003	1.9	1.2
o2	40	2.4	0.6

Tabelle 7.2: Abstand der Targetposition von der Aperturgrenze in Abhängigkeit vom Target. N ist die Anzahl der Messungen, $\overline{\Delta p_{ap}}$ ist der mittlere Abstand und $S_{\Delta p_{ap}}$ die Streuung der Verteilung.

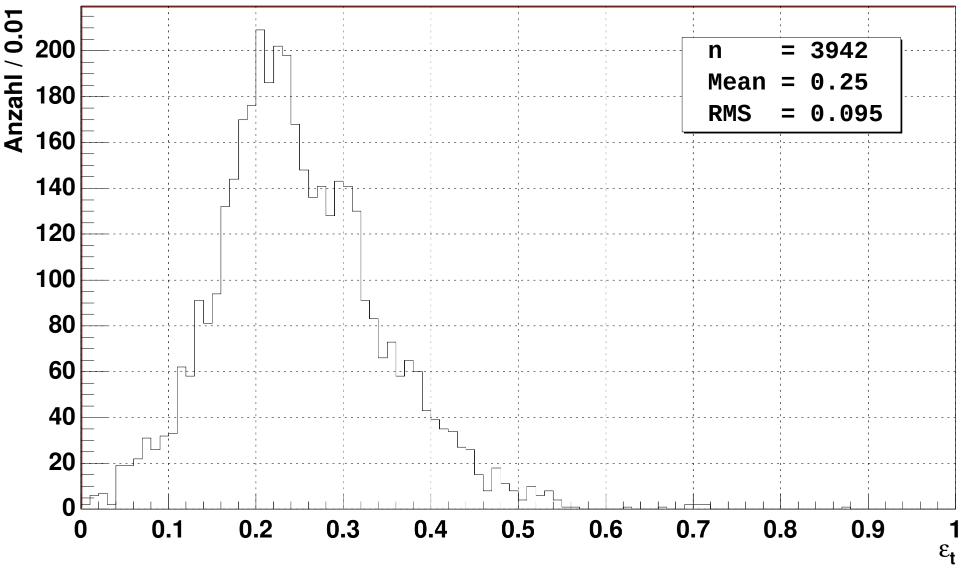


Abbildung 7.8: Histogramm der Targeteffizienzen von Juli 1999 bis August 2000.

Um eventuelle Abhängigkeiten von der Orientierung, vom Material oder vom Coasting Beam aufzudecken, wird in Abbildung 7.9 die Abhängigkeit vom verwendeten Draht untersucht. Aber auch hier haben alle Drähte nahezu die gleiche Targeteffizienz von etwa 25 %. Die leichten Schwankungen lassen sich auf fehlende Statistik und systematische Effekte einzelner Runs zurückführen.

Die Abhängigkeit von der freien Apertur ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Nur der Bereich von $A \approx [4.5, 8]\,\sigma$ weist eine genügend hohe Statistik auf. Die Werte im übrigen Bereich sind durch systematische Effekte einzelner Runs im Mittel verfälscht. Im Bereich mit genügend hoher Statistik sieht man einen Anstieg, der im Prinzip erwartet ist, jedoch mit etwa $10\,\%/4\,\sigma$ recht gering ausfällt. Für Aperturen von $A \gtrsim 7\,\sigma$ sollten Werte von $\epsilon_t > 50\,\%$ erreicht werden.

Um dieses Verhalten besser mit der Simulation vergleichen zu können, wird eine andere Darstellungsweise vorgezogen. In Abbildung 7.11 wird für eine feste Apertur von $A = (7 \pm 0.5)\,\sigma$ die Targeteffizienz gegen die Position des Drahtes aufgetragen. Die Kurvenform entspricht im wesentlichen der in der Simulation, die in Abbildung 3.12 dargestellt ist. Auch der Anstieg zu kleinen σ von etwa $20\,\%/\sigma$—innerhalb $1\,\sigma$ Entfernung von der Apertur—ist im erwarteten Rahmen. Jedoch sollte sich der Anstieg bis etwa $4\,\sigma$ fortsetzen und nicht schon bei $\approx 5.5\,\sigma$ in die Stättigung gehen. Diese frühe Sättigung entspricht nicht der Simulation und kann auch nicht mit den engen Aperturen begründet werden.

Eine weitere Abweichung von der Simulation liefert die Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate. Sie ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Laut Simulation dürfte die Targeteffizienz nicht von der Rate abhängen, wie es auch für Wechsel-

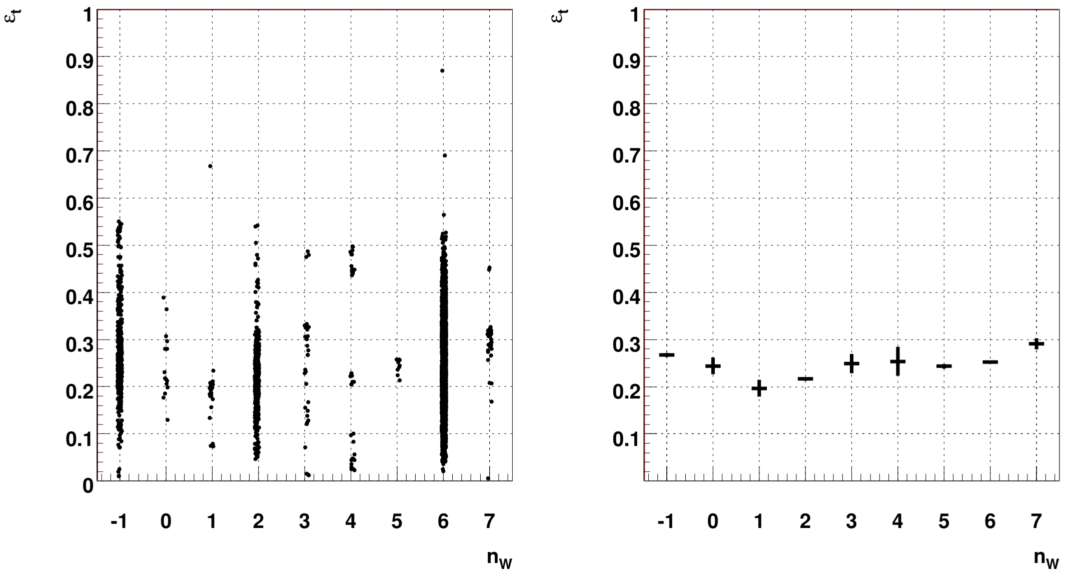


Abbildung 7.9: Targeteffizienz in Abhängigkeit vom verwendeten Draht. $n_w = -1$ bedeutet Mehrdraht-Betrieb. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

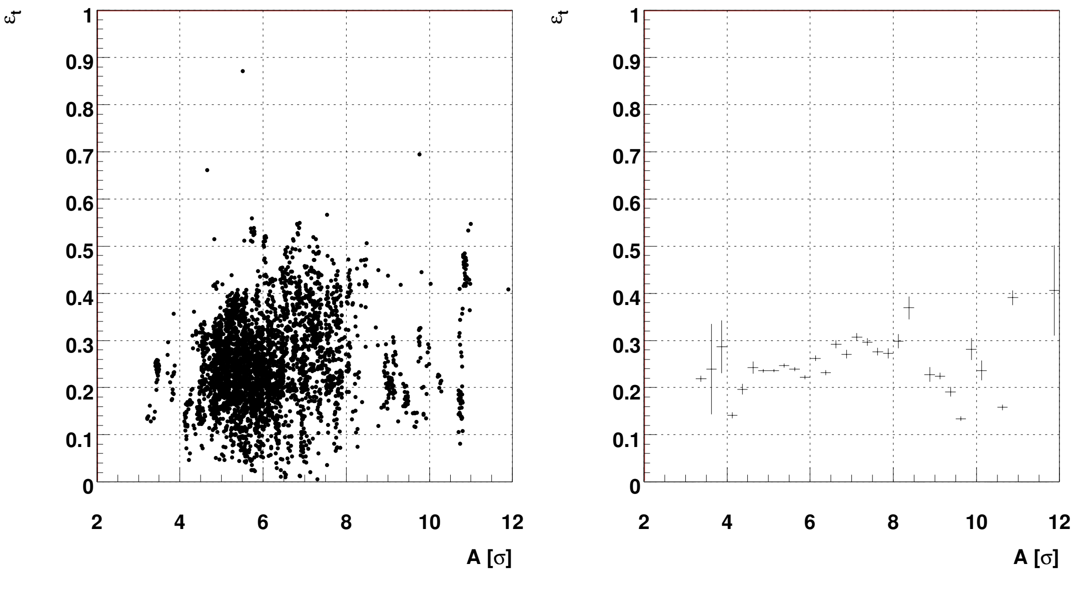


Abbildung 7.10: Targeteffizienz in Abhängigkeit von der freien Apertur. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von $0.25\,\sigma$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

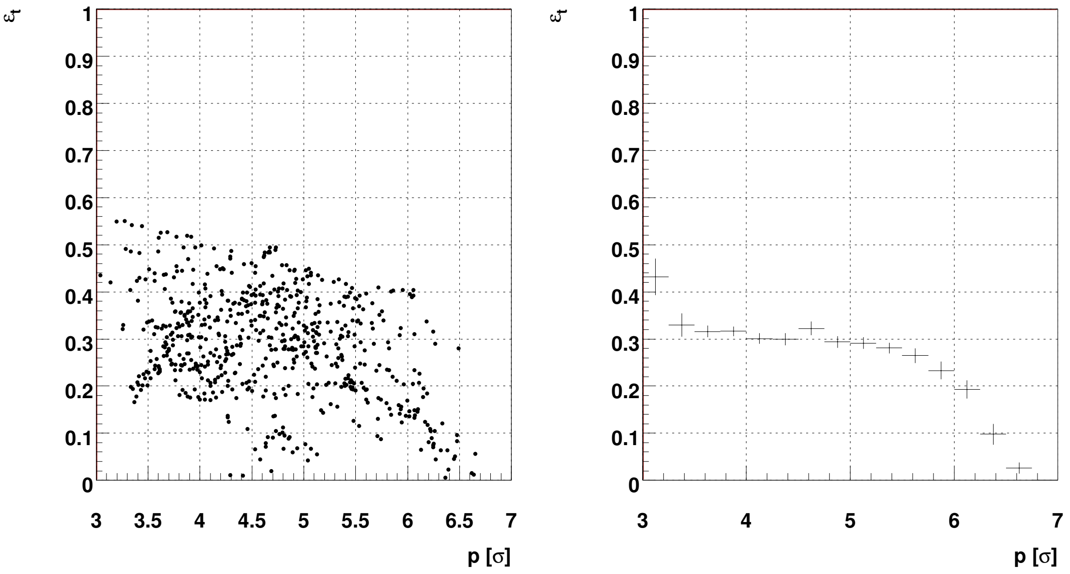


Abbildung 7.11: Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Targetposition für eine feste Apertur bei $(7 \pm 0.5)\,\sigma$. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von $0.25\,\sigma$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

wirkungsraten $R_{ia} \gtrsim 15\,\mathrm{MHz}$ der Fall ist. Jedoch zeigt sich für kleine Wechselwirkungsraten $R_{ia} \lesssim 10\,\mathrm{MHz}$ eine fast lineare Abhängigkeit. Dieses Verhalten wird nun im Detail untersucht.

Das Plateau ist ein erwartetes Verhalten, da das Modell davon ausgeht, daß Protonen gleichberechtigt entweder auf dem Target oder den Kollimatoren verloren gehen. Die Targeteffizienz ist dann einfach die Proportionalitätskonstante zwischen der Gesamtverlustrate in HERA und der HERA-B-Wechselwirkungsrate:

$$R_{loss} = \frac{1}{\epsilon_t} \cdot R_{ia} \qquad (\text{mit } \epsilon_t = \text{const.}) \tag{7.1}$$

Auf der anderen Seite gilt in Abbildung 7.12 für kleine Raten annähernd:

$$\epsilon_t \propto R_{ia} \tag{7.2}$$

$$\overset{\text{Glg. 3.10}}{\Rightarrow} \quad R_{loss} \approx \text{const.} \tag{7.3}$$

Das heißt, es existiert ein vom Target vollkommen unabhängiger, annähernd konstanter Verlustmechanismus für Protonen. Damit muß Gleichung 7.1 umgeschrieben werden:

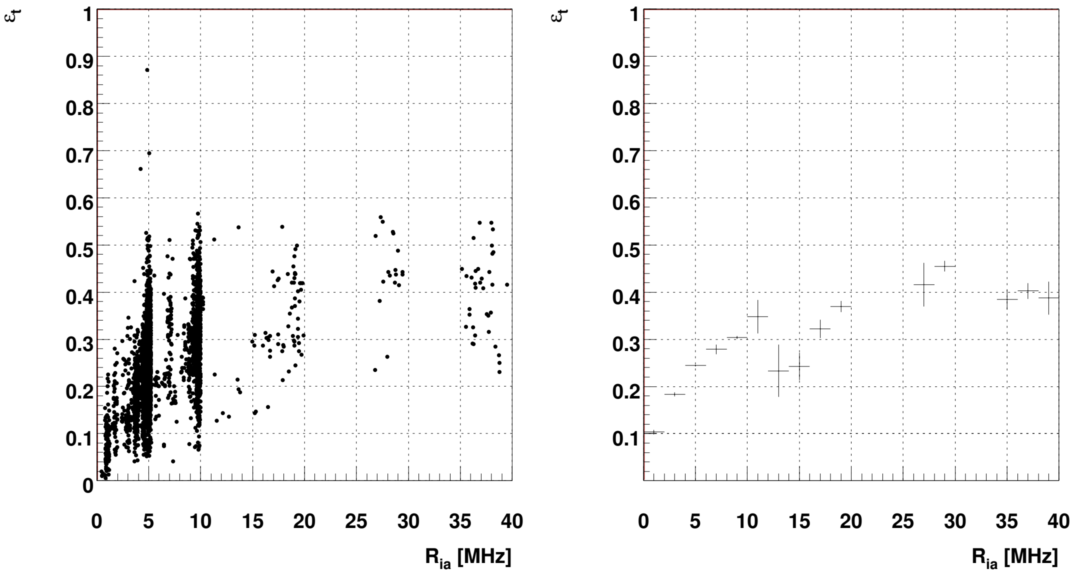


Abbildung 7.12: Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 2 MHz. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

$$R_{loss} = \frac{1}{\epsilon_{tx}} \cdot R_{ia} + R_x \tag{7.4}$$

R_x ist die Rate des zusätzlichen Verlustmechanismuses und ϵ_{tx} die "wahre" Targeteffizienz. Im Unterschied dazu wird die nach Gleichung 3.10 berechnete Targeteffizienz ϵ_t entweder ohne Zusatz einfach als Targeteffizienz oder zur Klarheit als "direkte" Targeteffizienz bezeichnet. Um die Abhängigkeit der "direkten" Targeteffizienz von der Wechselwirkungsrate zu erhalten, wird Gleichung 7.4 in Gleichung 3.10 eingesetzt:

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \frac{R_{ia}}{R_{loss}} \\ &= \frac{R_{ia}}{\frac{1}{\epsilon_{tx}} \cdot R_{ia} + R_x} \end{aligned} \tag{7.5}$$

Für $R_{ia}/\epsilon_{tx} \gg R_x$ läßt sich die Gleichung vereinfachen zu:

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \frac{R_{ia}}{\frac{1}{\epsilon_{tx}} \cdot R_{ia}} \\ &= \epsilon_{tx} = \text{const.} \end{aligned} \tag{7.6}$$

Analog gilt für $R_{ia}/\epsilon_{tx} \ll R_x$:

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \frac{R_{ia}}{R_x} \\ &= \text{const.} \cdot R_{ia} \end{aligned} \tag{7.7}$$

Damit beschreibt Gleichung 7.5 den Verlauf in Abbildung 7.12. Mit diesen Überlegungen läßt sich R_x aus Abbildung 7.12 abschätzen: Der Übergang zwischen beiden Bereichen liegt bei ca. 10–20 MHz. Mit der realistischen Annahme für $\epsilon_{tx} \approx 0.5$ gilt: $R_x \approx 0.5 \cdot 20\,\text{MHz} = 10\,\text{MHz}$. Das bedeutet, daß für Protonen in HERA ein zusätzlicher, vom Target unabhängiger Verlustmechanismus existiert, dessen Rate bei $\mathcal{O}(10\,\text{MHz})$ liegt.

Mit dieser zusätzlichen Verlustrate werden die gemessenen kleinen Targeteffizienzen verständlich. Die mittlere Effizienz von 25% in Abbildung 7.8 stammt hauptsächlich von Messungen mit Raten kleiner 10 MHz. Nun existiert ein zusätzlicher Verlust in der gleichen Größenordnung, der die Verlustrate in HERA verdoppelt und somit die Targeteffizienz halbiert. Die wahre Targeteffizienz ϵ_{tx} ist also einen Faktor ≈ 2 größer: $\epsilon_{tx} \approx 50\%$. Dieser Wert liegt im erwarteten Rahmen.

7.4 Zusätzlicher Protonenverlust in HERA

Im vorherigen Abschnitt wurde ein zusätzlicher, vom Target unabhängiger Verlustmechanismus für Protonen entdeckt. Jedoch mussten dazu die Messungen von über einem Jahr überlagert werden und es ist interessant, diesen zusätzlichen Protonenverlust auch in einer einzelnen Messung zu sehen.

Ausgangspunkt ist die Gleichung 7.4, wobei ϵ_{tx} und R_x als konstant angenommen werden. Um sie zu bestimmen, muß man also die Gesamt-Proton-Verlustrate R_{loss} in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate R_{ia} messen; d. h. Messungen betrachten, bei denen mehrere verschiedene Raten angefahren wurden. Solche Messungen wurden durchgeführt und können in zwei Klassen eingeteilt werden.

- Es existiert eine Messung von fast 7 h, in der nur drei verschieden Raten angefahren wurden. Hier kann sich zum einen jedesmal ein sehr gutes Gleichgewicht im System Target-Strahl ausbilden und zum anderen ist die Statistik so hoch, daß auch systematische Effekte berücksichtigt werden können.

  Für diese Messung wird die Analyse sehr detailliert durchgeführt und es wird gezeigt, daß die Beschreibung des zusätzlichen Verlustmechnismuses und der Targeteffizienz gut verstanden ist.

- Die andere Klasse der Messungen sind die Rate-Scans, die in Gegensatz zur obigen Messung nur eine Dauer von $\mathcal{O}(10\,\text{min})$ haben. Diese Messung ist

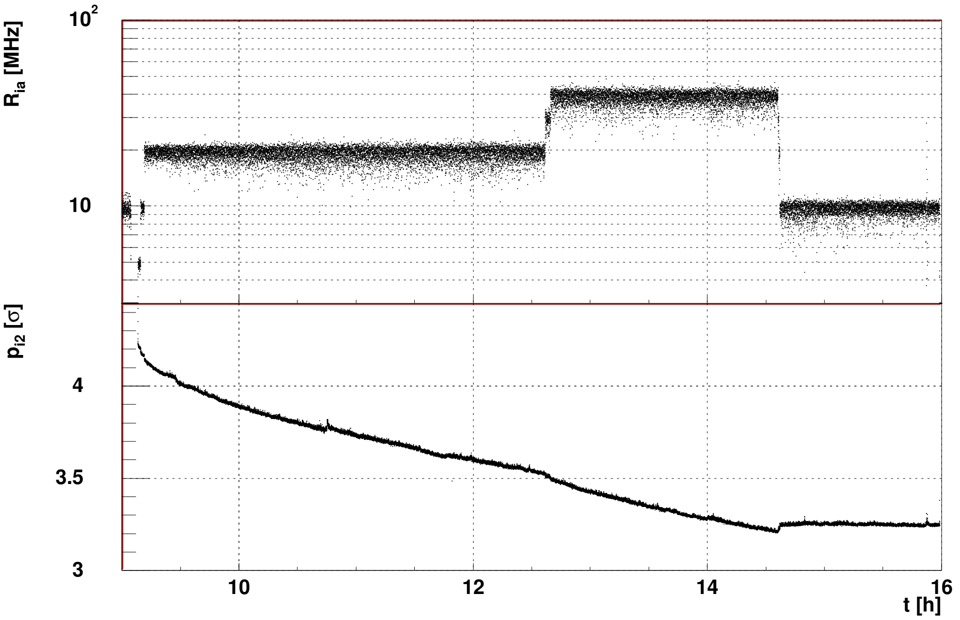


Abbildung 7.13: Run, der zur direkten Berechnung von R_x und ϵ_{tx} benutzt wird. Oben: Wechselwirkungsrate in Abhängigkeit von der Zeit. Unten: Draht-Strahl Abstand in Abhängigkeit von der Zeit.

nicht ganz so genau, da inbesondere systematische Effekte—wie z. B. Änderung der Targetposition—innerhalb einer Messung nicht beachtet werden.

Da jedoch mehrere solcher Messungen existieren, können sie dazu benutzt werden externe Abhängigkeiten—wie z. B. von der Apertur—zu untersuchen.

7.4.1 Bestimmung des zusätzlichen Protonverlusts in einer Einzelmessung

In diesem Abschnitt soll der zusätzliche Protonverlust in HERA im Detail untersucht werden. Die zugrundeliegende Messung, bei der drei verschiedene Raten angefahren wurden, ist in Abbildung 7.13 dargestellt. Entsprechend den drei Raten wird die Meßreihe in drei Zeitabschnitte einteilt: $[9.3, 12.5]$ h, $[12.9, 14.5]$ h und $[14.7, 15.8]$ h.

Für jeden Zeitbereich wird die mittlere Wechselwirkungsrate und die mittlere Gesamtverlustrate nach Gleichung 3.7 berechnet. In Abbildung 7.14 sind diese Wertepaare gegeneinander aufgetragen und können tatsächlich den nach Gleichung 7.4 erwarteten Kurvenverlauf gut wiedergeben. Die in der Abbildung dargestellten Fehler enthalten sowohl die statistischen als auch die systematischen Fehler.

Die statistischen Fehler ergeben sich jeweils aus der Breite der Verteilungen

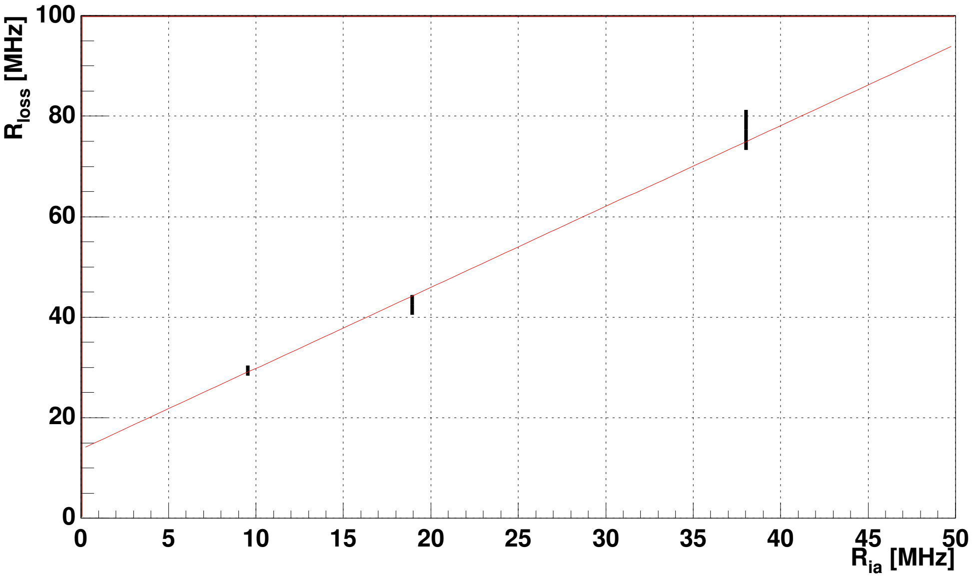


Abbildung 7.14: Verlustrate in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate für einen Run. Die dargestellten Fehler sind Gesamtfehler (siehe dazu auch Text).

der Wechselwirkungs- und Verlustrate. Aufgrund des langen Meßzeitraums und der damit verbundenen hohen Statistik ist dieser Fehler jedoch sehr klein.

Der systematische Fehler für die Verlustrate wurde mit Gleichung 7.4 abgeschätzt. Mit der gaußschen Fehlerformel und der Annahme, daß der Fehler der zusätzlichen Verlustrate R_x vernachlässigbar ist, das heißt $R_x = \text{const.}$ ist, erhält man für den Fehler:

$$S^2_{R_{loss}} = S^2_{rel,R_{ia}} \cdot \frac{R^2_{ia}}{\epsilon^2_{tx}} + S^2_{rel,\epsilon_{tx}} \cdot \frac{R^2_{ia}}{\epsilon^2_{tx}} \tag{7.8}$$

$S_{rel,R_{ia}}$ wurde schon oben aus der Breite der Verteilung der Wechselwirkungsraten berechnet. $S_{rel,\epsilon_{tx}}$ muß abgeschätzt werden: Die Apertur befand sich bei dieser Messung bei $6.6\,\sigma$ und die Targetposition kann mit $(3.5 \pm 0.25)\,\sigma$ abgeschätzt werden. Damit läßt sich aus [Jag98, Abb. 6.3 und Abb. 6.7] die Targeteffizienz zu $\approx 60\,\%$ und die Änderung der Targeteffizienz in Abhängigkeit von der Targetposition zu $\approx 15\,\%/\sigma$ abschätzen. Man erhählt für $S_{rel,\epsilon_{tx}}$

$$S_{rel,\epsilon_{tx}} = \frac{15\,\%/\sigma \cdot 0.25\,\sigma}{60\,\%} = 0.0625 \tag{7.9}$$

und kann damit den systematischen Fehler der Verlustrate berechnen. Dieser dominiert die Fehler in Abbildung 7.14

Die Anpassungsrechnung liefert mit diesen Fehlern ein χ^2/n_f von 1.2 und kann also die Daten sehr gut beschreiben. Das bedeutet, daß das zugrundeliegende Modell, mit einer zusätzlichen, fast konstanten Verlustrate, sehr gut ist.

Zur Bestimmung der Fehler wurden die Ergebnisse aus der Simulation herangezogen und sind für den guten Wert für χ^2/n_f der Anpassungsrechnung verantwortlich. Falls diese Fehler nicht berücksichtigt werden, so ist das $\chi^2/n_f = 444$. Damit sind die Ergebnisse aus der Simulation auch ein wichtiger Bestandteil der Messung, indem sie die Abhängigkeit der Targeteffizienz von der Targetposition beschreiben. Das bedeutet, daß die Simulation für die Beschreibung von ϵ_{tx} gut geignet ist. Das ist verständlich, da ϵ_{tx}, die von der zusätzlichen Verlustrate bereinigte Targeteffizienz ist und diese diejenige ist, die in der Simulation eigentlich enthalten ist.

Der naive Ansatz $R_{loss} \propto R_{ia}$ ist nicht richtig, da man in diesem Fall eine Gerade durch den Nullpunkt erhalten müßte; jedoch sieht man in Abbildung 7.14, daß sogar ohne Targetwechselwirkung signifikant Protonen in HERA verloren gehen. Die Rechnung liefert für die zusätzliche Verlustrate $R_x = (13.7 \pm 1.9)\,\mathrm{MHz}$, die gut mit der Abschätzung in Abschnitt 7.3 übereinstimmt. Die Steigung bestimmt sich in diesem Fall zu (1.61 ± 0.13). Damit ergibt sich eine Targeteffizienz von 62 %, die signifikant größer als 50 % ist und beeindruckend mit der Abschätzung von 60 % übereinstimmt. Diese Werte stimmen mit den Erwartungen sehr gut überein.

7.4.2 Abhängigkeiten des zusätzlichen Protonverlusts

Es wurde gezeigt, daß die zusätzliche Verlustrate R_x und die "wahre" Targeteffizienz ϵ_{tx} auch mit einzelnen Messungen bestimmbar sind. Das kann man nun ausnutzen, um sie für viele verschiedene Messungen zu berechnen, um damit systematische Abhängigkeiten zu untersuchen. Die Rate-Scan-Messungen stellen einen Datensatz mit brauchbarer Statistik dar, in denen die Rate systematisch variiert wurde und eignen sich daher für diese Untersuchung. Sie haben jedoch den Nachteil, daß die Verweildauer pro Rate in der Regel sehr gering—$\approx 3\,\mathrm{min}$—ist. Da außerdem die Lebensdauermessung bis zu 100 s hinterherhinkt, verringert sich der nutzbare Anteil der Daten noch weiter, so daß eine Analyse erschwert wird. Daher wird für die Rate-Scan-Messungen eine andere Methode zur Bestimmung von R_x und ϵ_{tx} benutzt, die im folgenden erklärt wird.

Abbildung 7.15 zeigt ein Beispiel für eine Rate-Scan-Messung. Der Fehler der Wechselwirkungsrate ist vernachlässigbar; der Fehler der Strommessung ist $0.7\,\mu\mathrm{A}$ und der Fehler von ν_p wird nach Gleichung 3.5 berechnet.

In Abbildung 7.16 ist die nach Gleichung 3.7 und Gleichung 3.9 berechnete Gesamt-Proton-Verlustrate R_{loss} mit Fehler dargestellt. An diese wird nun folgende Funktion angepaßt:

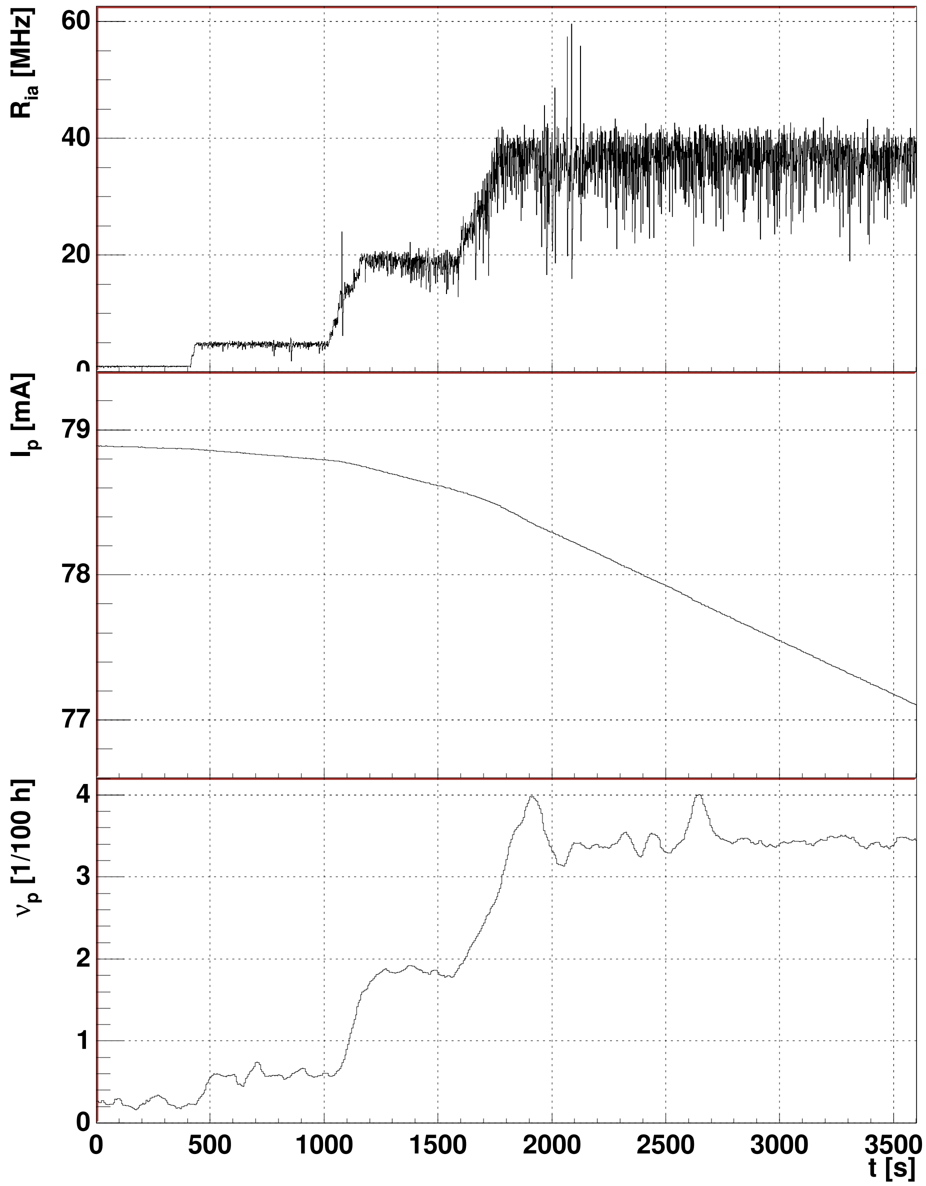


Abbildung 7.15: Beispiel-Run für die Berechnung der Targeteffizienz aus den Rate-Scans. Dargestellt sind jeweils in Abhängigkeit von der Zeit die Wechselwirkungsrate R_{ia} (oben), Protonstrom I_p (Mitte) und inverse Lebensdauer ν_p (unten). Es sind keine Fehler dargestellt.

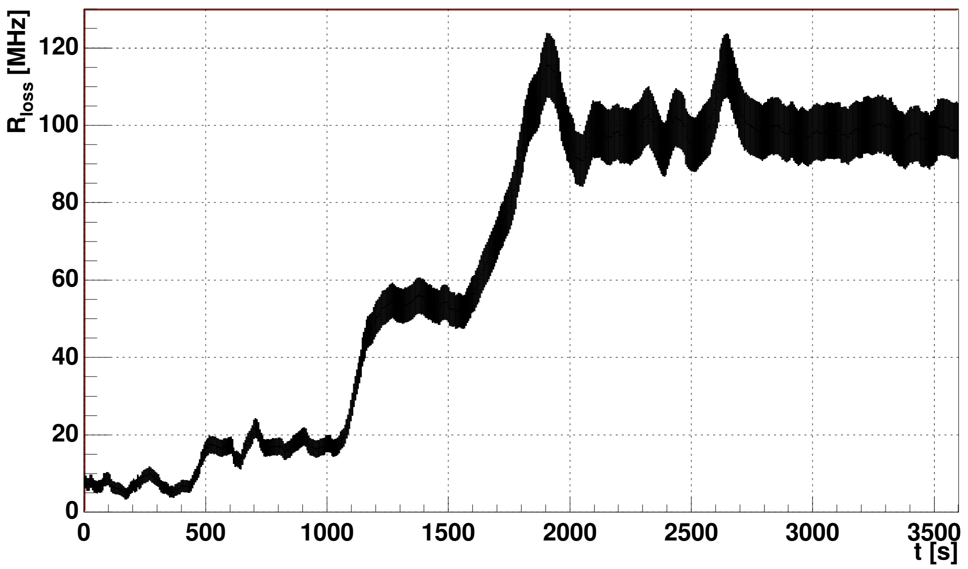


Abbildung 7.16: Berechnung der Verlustrate aus der Messung für den Run in Abbildung 7.15. Dargestellt ist die Verlustrate in HERA in Abhängigkeit von der Zeit. Der dargestellte Fehler ist der statistische Fehler.

$$R_{loss}(t) = \frac{1}{\epsilon_{tx}} \cdot R_{ia}(t - t_0) + R_x \tag{7.10}$$

$R_{loss}(t)$ und $R_{ia}(t - t_0)$ stammen aus der Messung; die Parameter ϵ_{tx}, R_x und t_0 werden variiert. Der Parameter t_0 berücksichtigt die Zeitverschiebung zwischen der Messung der inversen Lebensdauer und der Wechselwirkungsrate; somit ist es möglich, auch Rate-Scans, bei denen nur kurz pro Rate verweilt wurde, in die Analyse mit einzubeziehen. Das Ergebnis der Anpassungsrechnung ist in Abbildung 7.17 dargestellt. Man erhält für die Parameter: $R_x = (4.88 \pm 0.07)$ MHz, $\epsilon_{tx} = (0.3815 \pm 0.0006)$ und $t_0 = (52.6461 \pm 0.0005)$ s. Das χ^2/n_f ist 1.77, was ein gutes Ergebnis ist, da bei dieser Methode insbesondere systematische Effekte—wie z. B. Änderung der Targetposition—nicht berücksichtigt wurden. Die Werte fur R_x, ϵ_{tx} und t_0 liegen im erwarteten Rahmen. Der Bereich für sinnvolle t_0 ist $[5, 100]$ s und R_x und ϵ_{tx} stimmen gut mit der Abschätzung in Abschnitt 7.3 überein.

Diskussion der Abhängigkeiten

Nach der oben beschriebenen Methode wurden für alle Rate-Scan-Messungen R_x und ϵ_{tx} berechnet. Abbildung 7.18 zeigt deren Verteilungen. Die mit dieser Methode gemessenen Effizienzen sind im Vergleich zur alten Methode deutlich

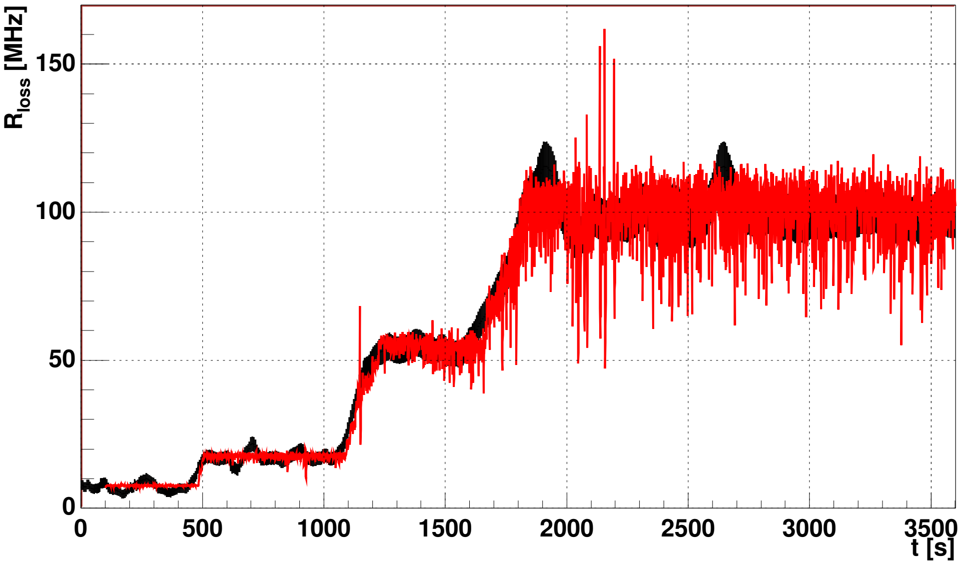


Abbildung 7.17: Beispiel für die berechnete (Ausgleichsrechnung) und gemessene Verlustrate in HERA für den Run in Abbildung 7.15. Schwarz: Messung, mit eingezeichneten Fehlern (vgl. Abbildung 7.16). Rot: Ausgleichsrechnung.

größer und erreichen sogar Werte bis 80 %. Im Mittel beträgt die Targeteffizienz 43 %. Dieses ist zwar keine optimale, jedoch erwartete Verteilung. Der Wert der zusätzlichen Verlustrate häuft sich bei kleinen Werten $\mathcal{O}(1\,\mathrm{MHz})$, hat aber einen langen Ausläufer bis zu 40 MHz.

In Abbildung 7.19 ist die Abhängigkeit vom benutzten Draht dargestellt. Obwohl in der Simulation die Targeteffizienz eine signifikante Abhängigkeit vom Material und der Orientierung zeigte, ist hier im Rahmen der Statistik keine Abhängigkeit zu sehen.

Auch die Abhängigkeiten von der Apertur, Targetposition oder Target-Apertur-Abstand sind nur leicht ausgeprägt. Es soll hier nur das Ergebnis für die Apertur-Abhängigkeit gezeigt werden; dieses ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Mit größerer freier Apertur nimmt die Effizienz zu und die Verlustrate ab. Obwohl das nur ein $2\,\sigma$-Effekt ist, ist der Trend klar zu erkennen. Das heißt, große Aperturen sind für den Targetbetrieb günstiger. Die Abhängigkeit von der Targetposition und dem Target-Apertur-Abstand zeigt ein ähnliches Verhalten, jedoch sind alle drei Größen in dieser Meßreihe stark miteinander korreliert und stellen damit keine unabhängige Messung dar. Dieses ist auch der Grund, warum die hier dargestellte Abhängigkeit nur schwach ausgeprägt ist, da z. B. bei der gleichzeitigen Variation der Apertur und Targetposition sich der Effekt auf die Effizienz im wesentlichen ausgleicht.

In Abbildung 7.21 ist die Abhängigkeit vom Protonenstrom dargestellt. Bei

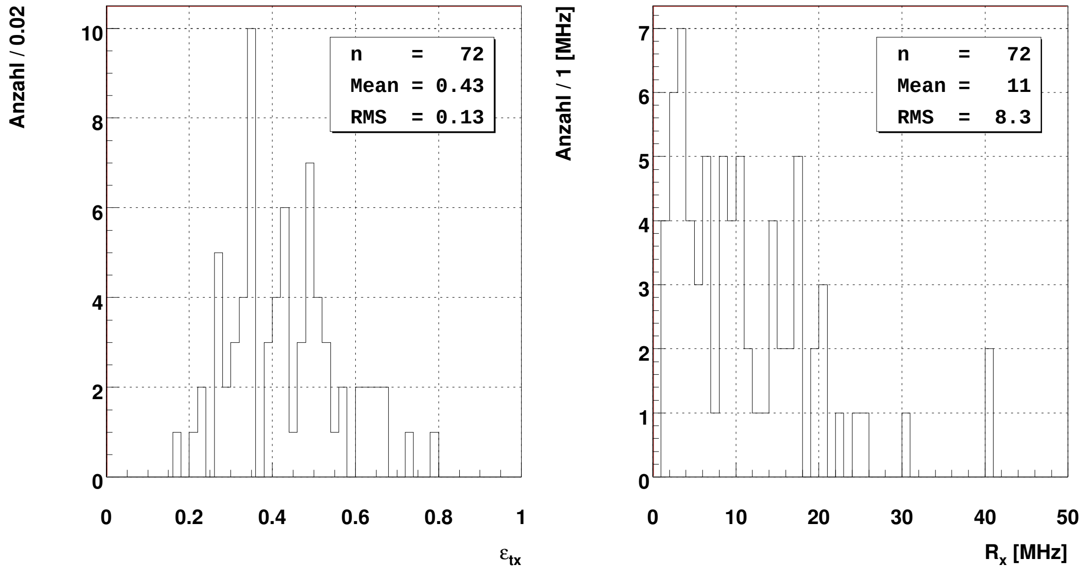


Abbildung 7.18: Histogramme der aus den Rate-Scans bestimmten ϵ_{tx} und R_x.

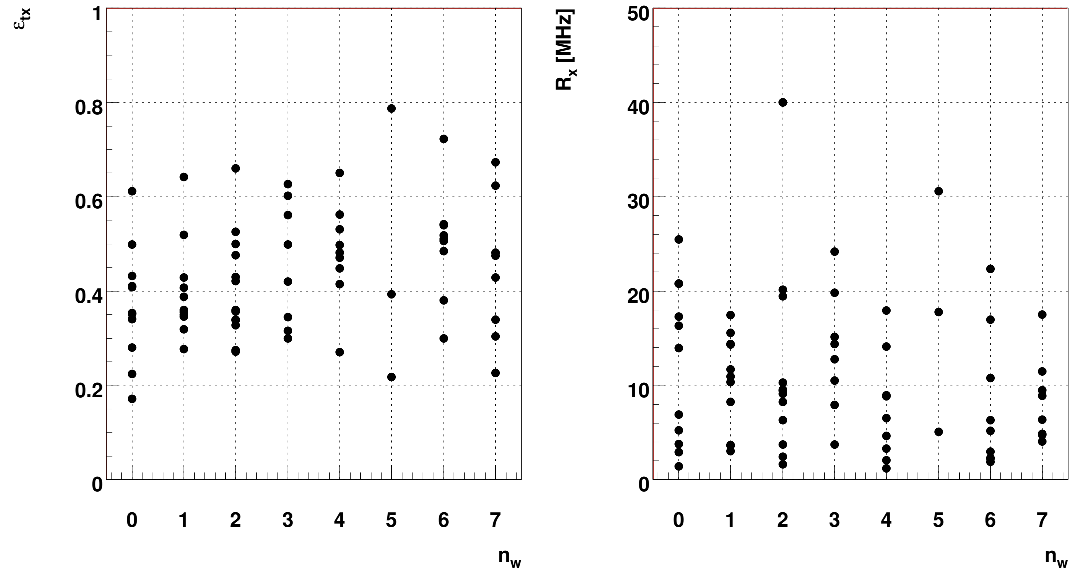


Abbildung 7.19: Abhängigkeit der aus den Rate-Scans bestimmten ϵ_{tx} und R_x von dem benutzten Target. Es sind die Einzelmessungen dargestellt.

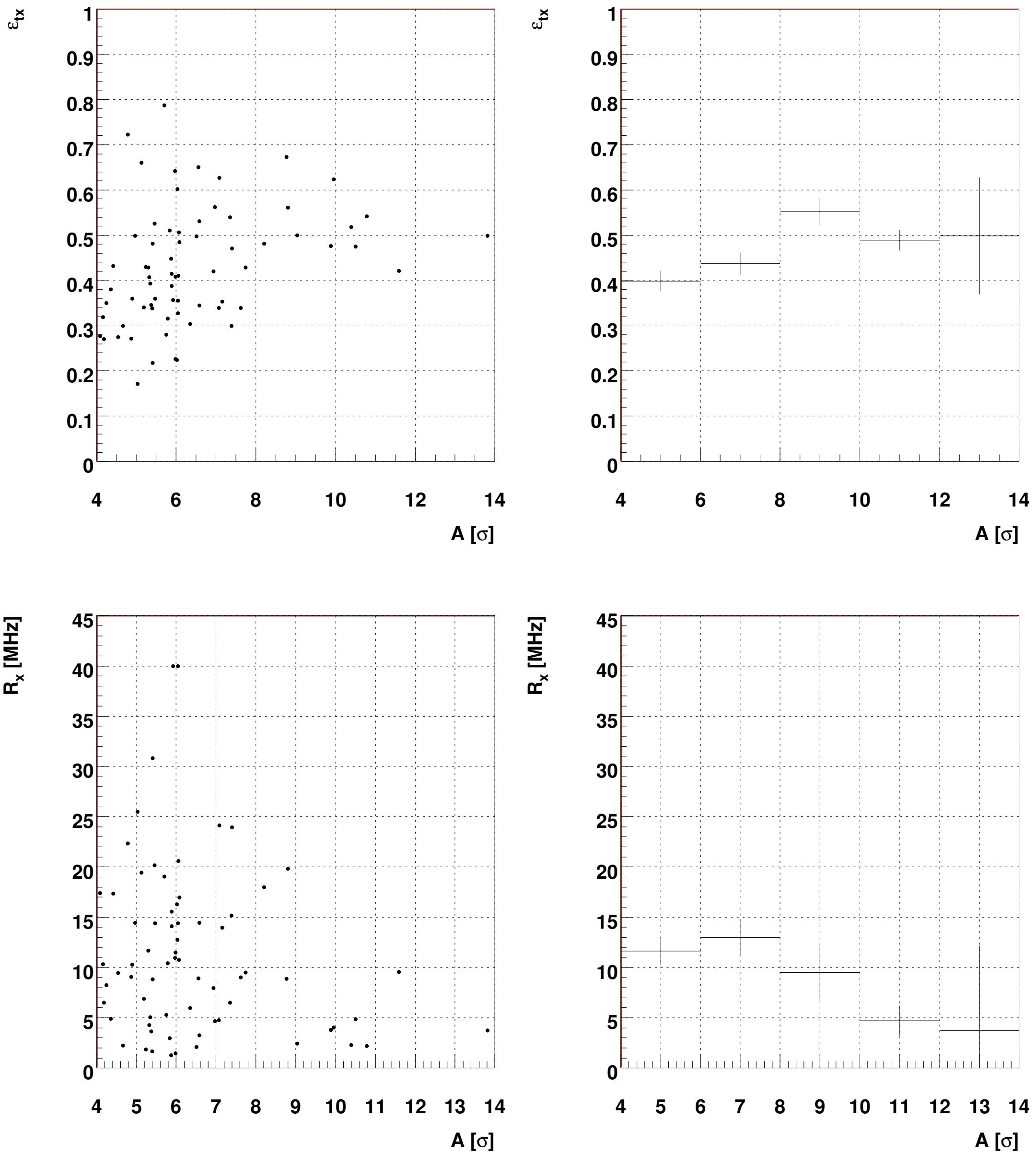


Abbildung 7.20: ϵ_{tx} (oben) und R_x (unten) in Abhängigkeit von der Apertur. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 2 sigma. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Jahr	ϵ_{tx}[%]	R_x[MHz]
1999	38 ± 12	14.5 ± 8.0
2000	47 ± 12	8.6 ± 7.6

Tabelle 7.3: ϵ_{tx} und R_x in den Runperioden 1999 und 2000.

der Targeteffizienz kann keine Abhängigkeit beobachtet werden, jedoch nimmt die zusätzliche Verlustrate im Bereich 60–100 mA von 5 auf 20 MHz fast linear zu. Der Wert von 3 MHz wird nicht unterschritten. Die analoge Messung mit dem Elektronstrom liefert keine Abhängigkeit.

Abschließend wurde auf Unterschiede in den beiden Meßperioden untersucht. Tabelle 7.3 gibt das Ergebnis wieder und zeigt, daß in 2000 bessere Betriebsbedingungen für das Target herrschten: Im Mittel 10% größere Effizienz und 6 MHz weniger Verlustrate.

Mit den hier gezeigten Untersuchungen konnte eindeutig gezeigt werden, daß in HERA ein zusätzlicher, vom Target unabhängiger Proton-Verlustmechanismus existiert. Der Grund hierfür ist nicht klar, jedoch werden durch ihn die auf die herkömmliche Art gemessenen Targeteffizienzen auf unterhalb der Erwartungen reduziert. Die “wahre” Targeteffizienz, die diesen zusätzlichen Verlust berücksichtigt, liefert Werte im erwarteten Rahmen, die mit der Simulation gut übereinstimmen. Der zusätzliche Protonenverlust ist in der Größenordnung $\mathcal{O}(10\,\text{MHz})$.

7.5 Das Scraping Target

Die hohen intrinsischen Lebendauern von HERA verhindern, daß genügend Protonen aus dem Kern des Strahls diffundieren. Daher muß sich das Target, um die Rate konstant zu halten, im Laufe des Betriebs immer weiter zum Strahl bewegen. Dies kann man z. B. gut in Abbildung 7.13 (unten) sehen. Im Zusammenspiel mit den eng gesetzen Kollimatoren führt das dazu, daß das Target nicht mehr in dem Strahl-Halo operieren kann, sondern Protonen aus dem Kern “kratzen”—engl. to scrape—muß.

In Abbildung 7.13 sieht man weiterhin, daß das Target im Laufe der Zeit immer langsamer an den Strahl fährt und daß eine Ratenänderung eine Geschwindigkeitsänderung zur Folge hat. Diese Abhängigkeiten sollen im folgenden genauer untersucht werden.

Der benutzte Datensatz ist wiederum der Automatik-Datensatz seit dem Juli 1999. Jede 30-minütige Meßreihe wurde für die Geschwindigkeits-Berechnung in drei 10-minütige eingeteilt. Über eine lineare Anpassungsrechnung wurden so für jede Meßreihe drei Geschwindigkeiten berechnet. Damit ergeben sich insgesamt

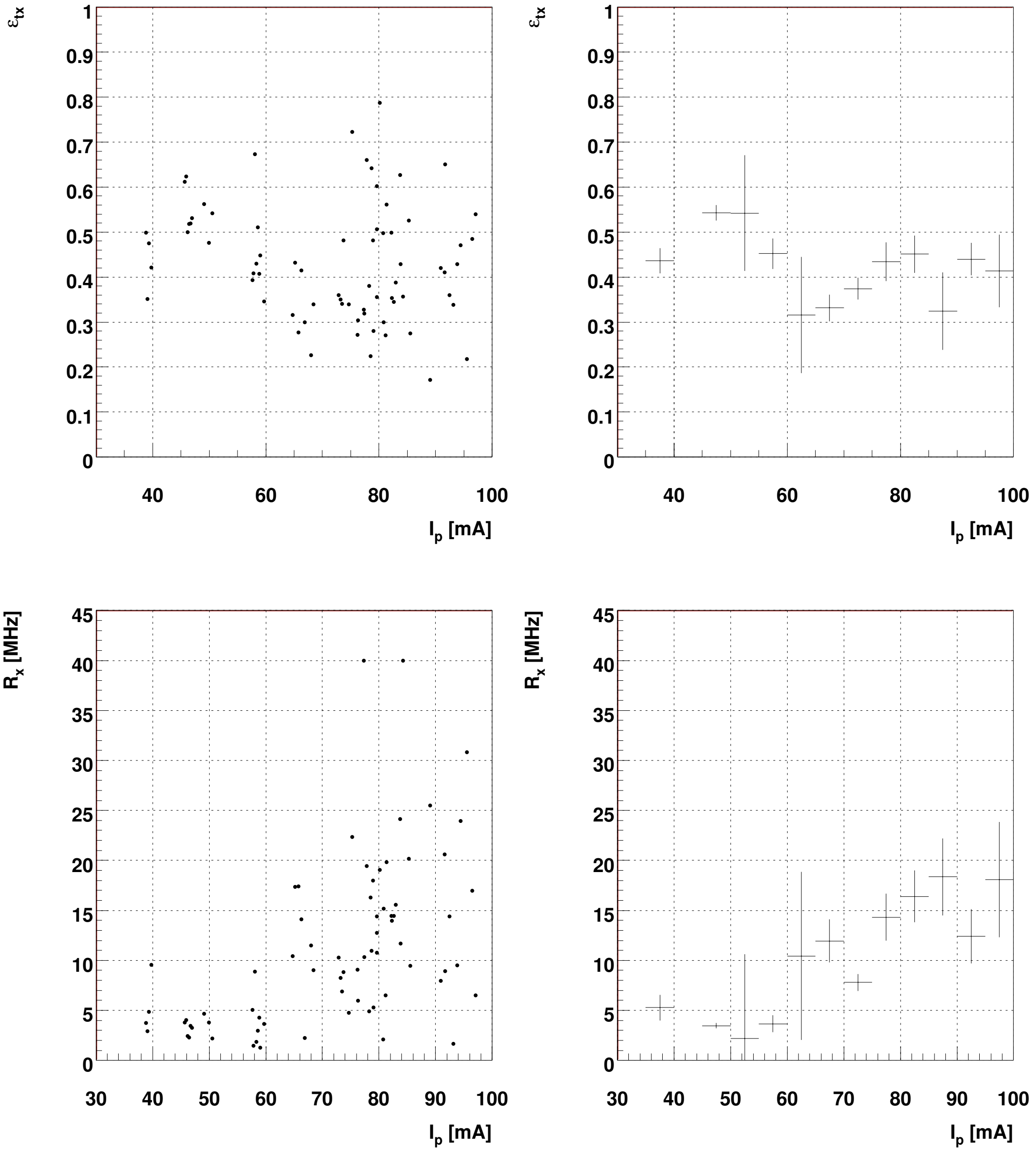


Abbildung 7.21: ϵ_{tx} (oben) und R_x (unten) in Abhängigkeit vom Protonstrom. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 5mA. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

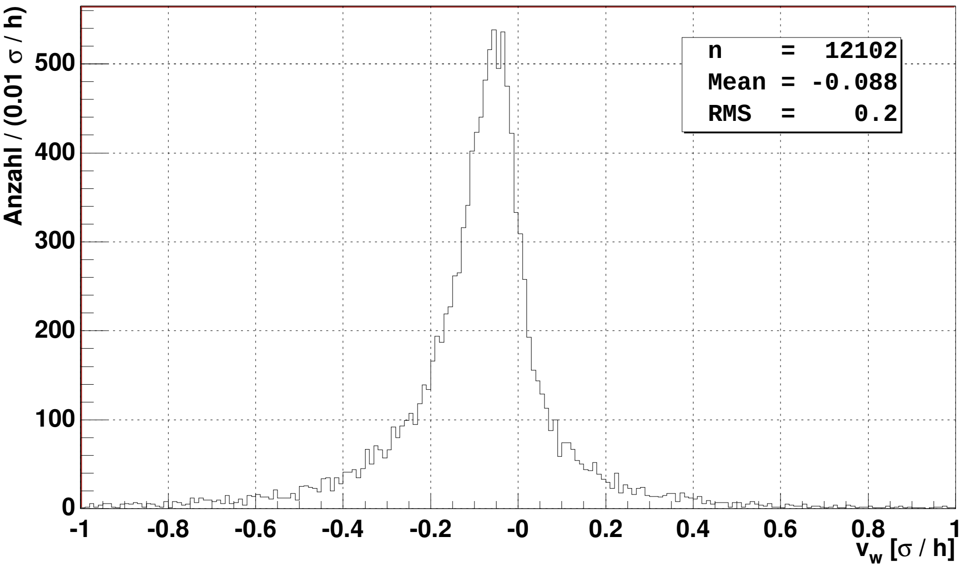


Abbildung 7.22: Histogramm der Targetgeschwindigkeiten.

12 567 Geschwindigkeitsmessungen.

Natürlich ist die lineare Annahme nur eine grobe Näherung, da insbesondere Notfallmaßnahmen, Sprünge der Strahlposition oder Ähnliches nicht berücksichtigt werden. Jedoch sind nicht diese Details von Interesse, sondern die mittelere Annäherungsgeschwindigkeit an den Strahl, die so berechnet wird.

7.5.1 Diskussion der Messung

Abbildung 7.22 zeigt das Histogramm der Targetgeschwindigkeiten. Im Mittel bewegt sich das Target mit etwa $0.1\,\sigma/\mathrm{h}$ zum Strahl, um die Rate konstant zu halten. Eine negative Geschwindigkeit bedeutet, daß sich das Target zum Strahl bewegt. Interessant ist auch, daß sich das Target für einen signifikanten Anteil der Messung vom Strahl wegbewegen muß, um die Rate zu halten.

In Abbildung 7.23 ist die Abhängigkeit der Scrape-Geschwindigkeit vom Draht dargestellt. Die Verteilungen sind jeweils sehr breit und die Mittelwerte sind im Rahmen der Fehler miteinander verträglich. Sogar die Fahrgeschwindigkeiten im Mehrdraht-Betrieb unterscheiden sich nicht von denen der anderen Drähte. Lediglich weichen die äusseren Drähte systematisch etwas weiter ab; sie weisen höhere Geschwindigkeiten auf, deren Grund der Coasting Beam ist. In [Spr00] wurde gezeigt, daß sich Drähte im Coasting Beam schneller bewegen, als am Strahl.

Dieses Verhalten spiegelt sich auch in Abbildung 7.24 wieder. Hier sind die Fahrgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Betriebsdauer aufgetragen. Dabei

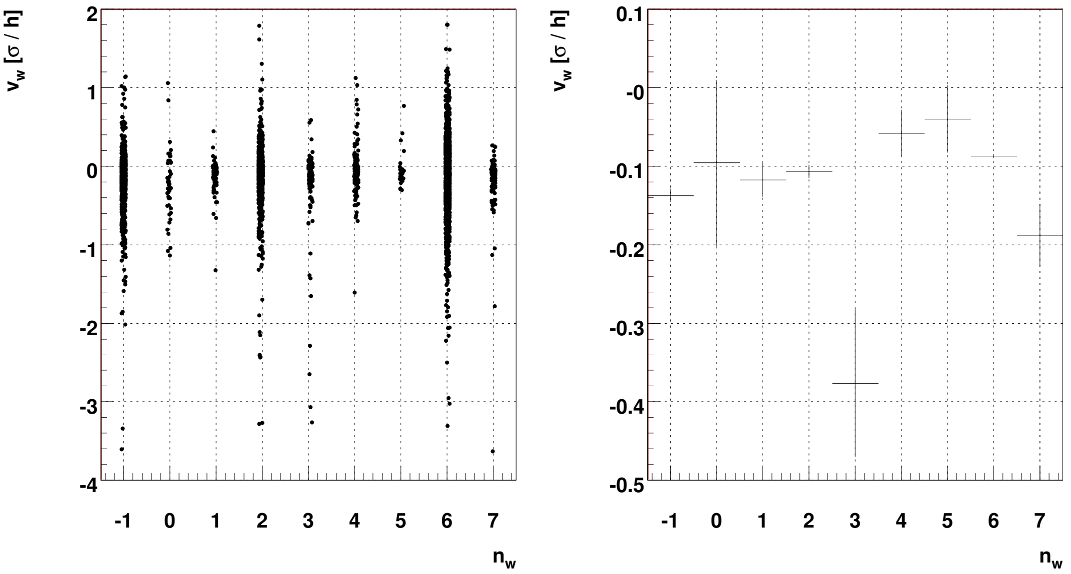


Abbildung 7.23: Targetgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Draht. -1 bedeutet Mehrdraht-Betrieb. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

wurden die äusseren Drähte separat behandelt. Man sieht, daß diese inbesondere in der ersten halben Stunde signifikant schneller an den Strahl fahren; danach sind die Geschwindigkeiten in etwa gleich. Ausserdem entnimmt man der Abbildung, daß die Drähte im Laufe der Zeit immer langsamer an den Strahlfahren und nach etwa zwei bis drei Stunden eine konstante Geschwindigkeit von etwa $1/20\,\sigma/\mathrm{h}$ erreichen.

In Abbildung 7.25 ist Abhängigkeit der Targetposition von der Betriebsdauer dargestellt. Diese Messung kann die Ergebnisse aus Abbildung 7.24 reproduzieren: das Target nähert sich über den ganzen Betrieb an den Strahl. Üblicherweise beginnt der Targetbetrieb bei etwa $4.5\,\sigma$ und während des Betriebs werden etwa $0.5\,\sigma$ des Strahls aufbraucht. Im Einklang mit den Ergebnissen zuvor sieht man auch hier, daß die Geschwindigkeit zu Anfang bei $> 0.1\,\sigma/\mathrm{h}$ liegt und mit der Zeit abnimmt.

In den beiden Abbildungen zuvor haben wir gesehen, daß sowohl die Geschwindigkeit als auch die Targetposition systematisch von der Betriebsdauer abhängen. In Abbildung 7.26 wird die direkte Abhängigkeit beider Grössen untersucht; man sieht, daß die Geschwindigkeit umso kleiner wird, je mehr sich das Target an den Strahl nähert. Bei 2–$3\,\sigma$ Abstand bewegt es sich im mittel mit $1/20\,\sigma/\mathrm{h}$ zum Strahl. Bei $6\,\sigma$ ist die Geschwindigkeit etwa drei mal so groß.

Da große Targetpositionen und damit hohe Geschwindigkeiten nur bei großen Aperturen möglich sind, erwartet man eine entsprechende Abhängigkeit der Tar-

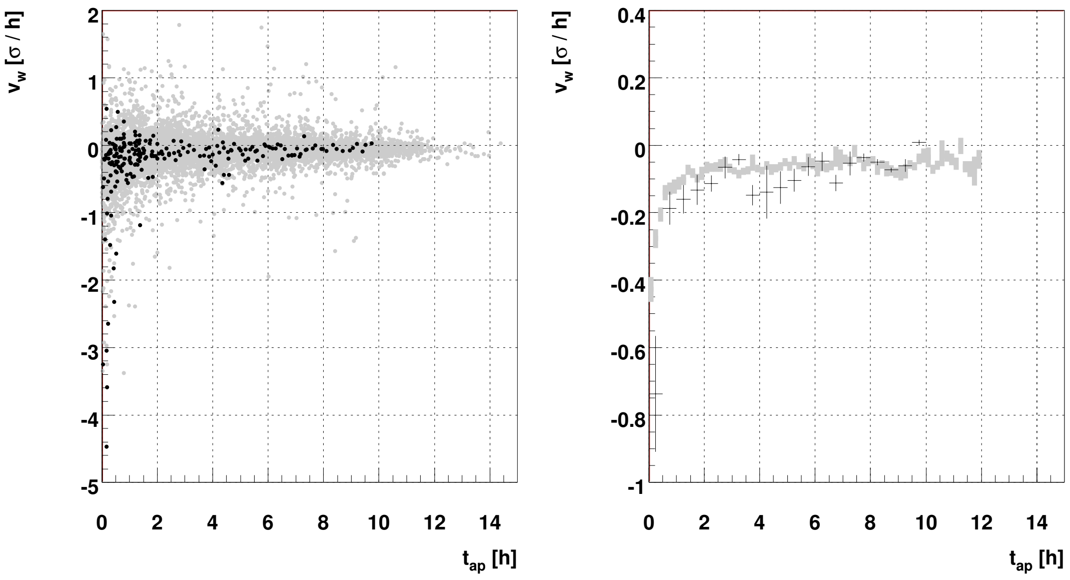


Abbildung 7.24: Targetgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Betriebsdauer. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Die schwarzen Punkte gehören zu äusseren Drähten. Rechts: Zugehörige Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von 30 min für aussen Drähte und 10 min sonst. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts. Die dünnen, schwarzen Linien gehören zu äusseren Drähten.

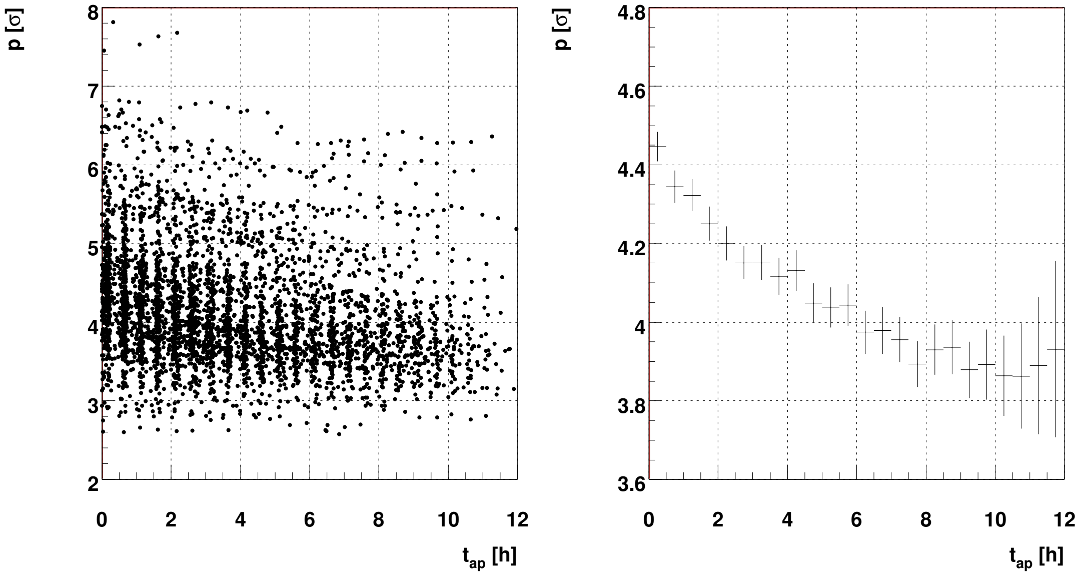


Abbildung 7.25: Abhängigkeit der Targetposition von der Betriebsdauer. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 30 min. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

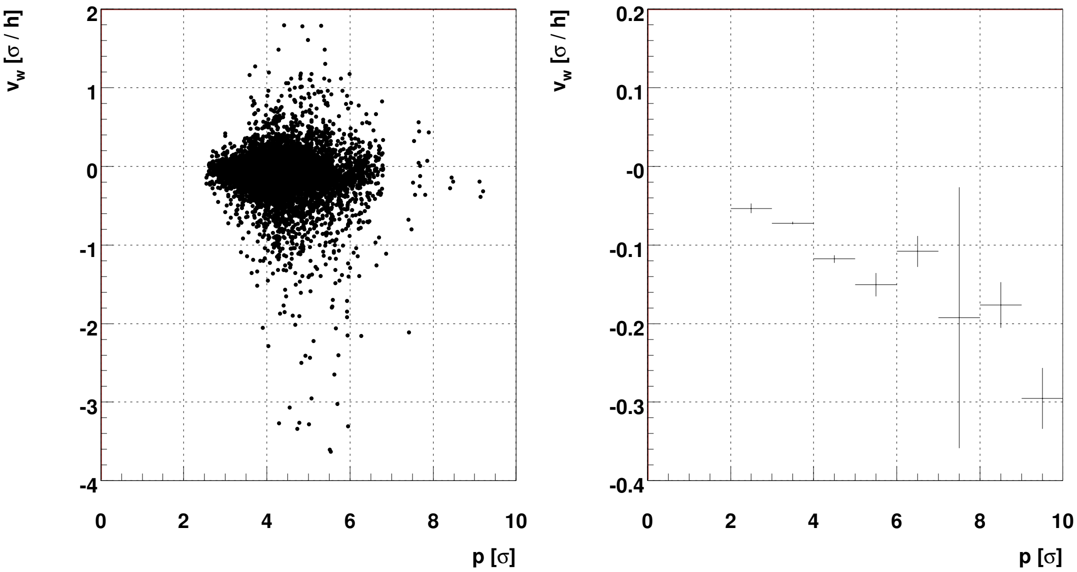


Abbildung 7.26: Targetgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Targetposition. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehörige Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von $1\,\sigma$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

getgeschwindigkeit von der Aperturgrenze zu sehen. Diese ist in Abbildung 7.27 dargestellt und zeigt das erwartete Verhalten, daß bei großen Aperturen das Target schneller ist. Die systematische Abweichung im Bereich $A = [8, 9]\,\sigma$ ist auf die geringe Anzahl von Meßwerten in diesem Bereich zurückzuführen.

Im Abbildung 7.28 ist die Abhängigkeit der Drahtgeschwindigkeit gegen die Sollrate aufgetragen. Dabei wurden, wegen der großen Geschwindigkeitsunterschiede für Betriebsdauern, die Daten in größer gleich bzw. kleiner als drei Stunden geordnet. Beide Datensätze zeigen das gleiche Verhalten: Bis 10 MHz reichen im Mittel $0.05\,\sigma/\mathrm{h}$; für Sollraten von 20 MHz und größer müssen Geschwindigkeiten von $0.2\,\sigma/\mathrm{h}$ erreicht werden. In diesem Datensatz sieht man ausserdem, in welchen Fällen das Target systematisch herausfahren muß. Dies ist der Fall, wenn kleine Raten—d. h. $R_{auto} \lesssim 3\,\mathrm{MHz}$—angewählt werden. Diese Rate entspricht bei einer Targeteffizienz von 25 % einer Lebensdauer von $\approx 300\,\mathrm{h}$, die natürlicherweise in HERA vorherrscht. In diesen Fällen reicht die natürliche Verlustrate in HERA aus, um die Wechselwirkungsrate zu erzeugen. Sie ist sogar zu groß, so daß das Target nach aussen gedrängt wird.

Zusammenfassend konnte in diesem Abschnitt gezeigt werden, daß sich das Target tatsächlich zum Strahl bewegen muß, um die Wechselwirkungsrate zu erzeugen. Das ist insbesondere für Sollraten von $\gtrsim 3\,\mathrm{MHz}$ der Fall, die größere Protonenverluste bedeuten, als der natürliche Protonverlust in HERA. Während sich das Target an den Strahl nähert, wird es dabei immer langsamer, da die

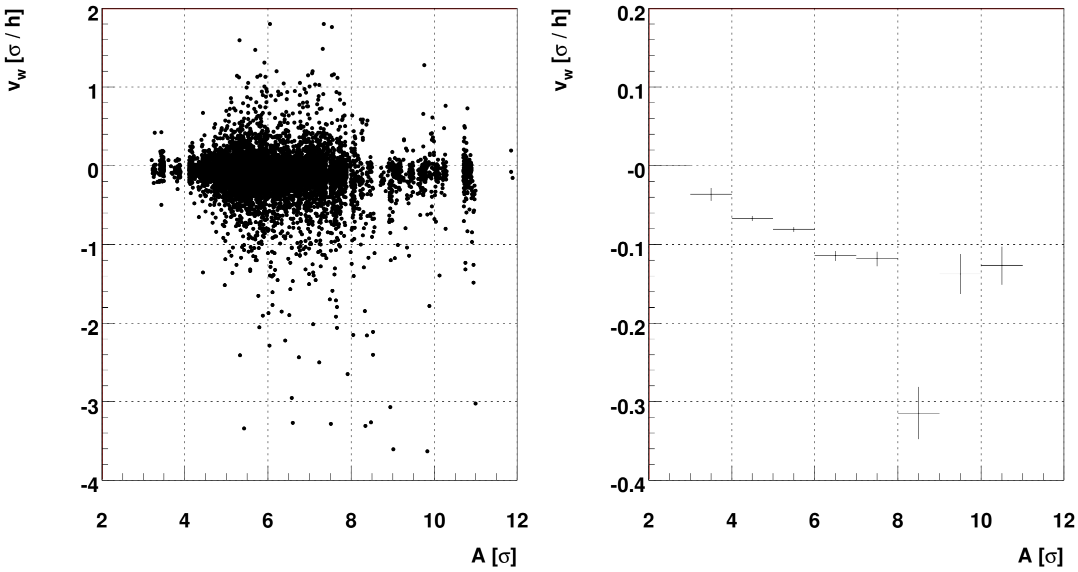


Abbildung 7.27: Targetgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Apertur. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehörige Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von $1\,\sigma$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

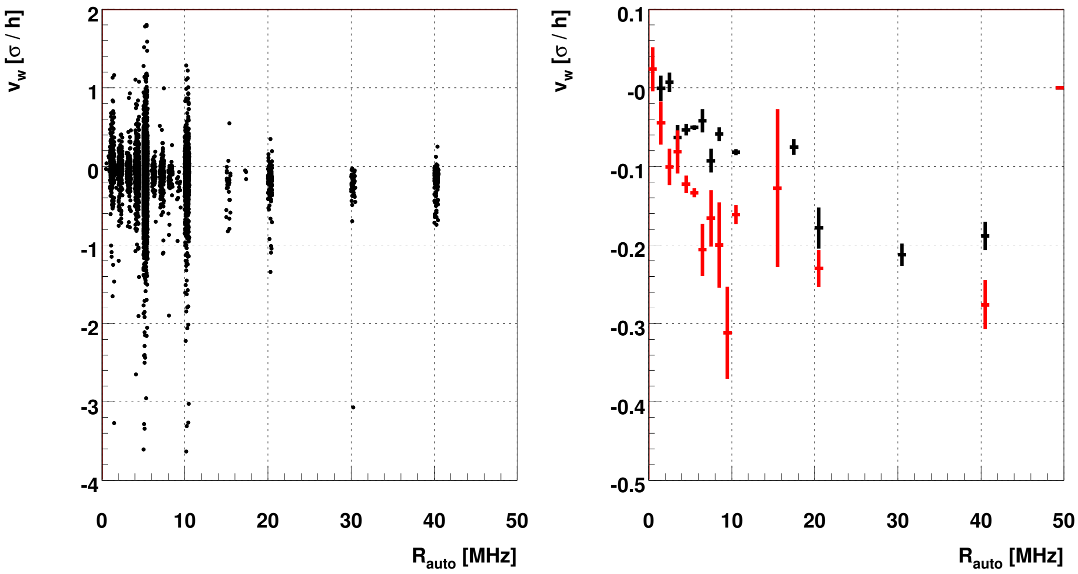


Abbildung 7.28: Targetgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Automatikrate. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 1 MHz. Schwarz: Betriebsdauer $\geq 3\,\text{h}$. Rot: Betriebsdauer $< 3\,\text{h}$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

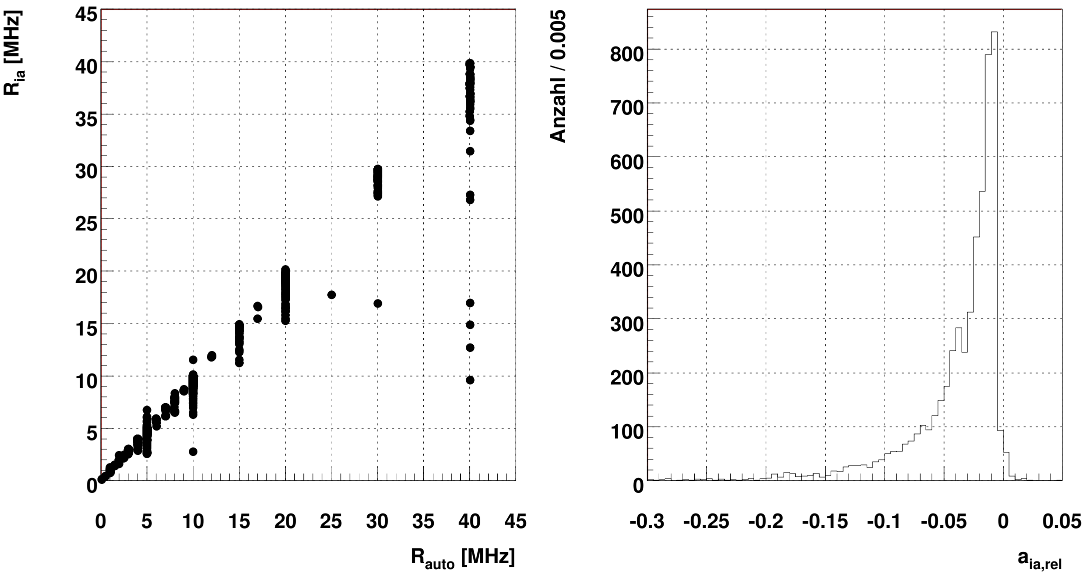


Abbildung 7.29: Targetsteuerung und Sollrate. Links: Mittlere Rate gegen Sollrate. Rechts: Asymmetrie der mittleren Rate und Sollrate.

Protondichte in Strahlnähe zunimmt. Nach etwa 2–3 h Betrieb wird im Mittel eine fast konstante Scrape-Geschwindigkeit von etwa $1/20\,\sigma$/h erreicht. Insgesamt entspricht das Verhalten der Targetbewegung den Erwartungen.

7.6 Die Targetsteuerung

Abschließen zum Targetbetrieb bei HERA wird untersucht, wie gut die angeforderte Sollrate erreicht wird. Die benutzten Daten stammen aus dem Automatikdatensatz.

In Abbildung 7.29 (links) ist die im Mittel stabilisierte Rate gegen die angeforderte Sollrate aufgetragen. Zunächst sieht man, daß üblicherweise zwischen 0 und 10 MHz viele verschiedene Raten, für höhere Raten jedoch nur 15, 20, 30 und 40 MHz angewählt wird. Weiterhin sieht man, daß die Grenze $R_{ia} = R_{auto}$ im wesentlichen nicht überschritten wird und daß sich die Wechselwirkungsrate von unten an die Sollrate nähert. Dieser Sachverhalt drückt sich auch im rechten Teil der Abbildung aus. Hier wurde die Asymmetrie zwischen Wechselwirkungsrate und Sollrate histogrammiert:

$$a_{ia,rel} = 2 \cdot \frac{R_{ia} - R_{auto}}{R_{ia} + R_{auto}} \tag{7.11}$$

Üblicherweise weicht die mittlere Rate etwa 1–2 % zu kleineren Werten ab. Abweichungen von mehr als 10 % sind sehr selten. Das hier gezeigte Verhalten ist einfach erklärbar: Wenn das Target am Strahl operiert wird, nimmt die Protondichte an der Stelle des Targets und somit die Rate normalerweise ab. Falls sie kleiner als das eingestellte Ratenfenster ist, so wird wieder nachgeregelt. Das heißt die Automatik tastet sich von kleinen Raten kommend an die Sollrate an.

Bei einem unruhigen Ratenbetrieb werden üblicherweise nach der dritten Bedingung in Gleichung 5.3 die Targets nicht zum Strahl gefahren; oder das Notfallsystem wird ausgelöst, das die Targets nach außen fährt und somit die Rate erniedrigt. Das heißt auch hier wird dafür gesorgt, daß sich die Wechselwirkungsrate von unten an die Sollrate nähert, was einen sicheren Betrieb garantiert.

Das passiert umso öfter, je unruhiger die Rate ist und umso niedriger ist die mittlere Rate. In einer leicht anderen Betrachtungsweise kann man sagen, daß das Kontrollsystem die Sollrate bei unruhigen Bedingungen automatisch erniedrigt.

7.7 Schlußfolgerungen

In diesem Kapitel wurden die grundlegenden Rahmenbedingung für den Targetbetrieb bei HERA untersucht. Es wurden viele verschiedene Abhängigkeiten betrachtet und die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Die Apertur ist in HERA üblicherweise sehr eng gesetzt. Im Mittel beträgt sie $\approx 6\,\sigma$.
- Das hat zur Folge, daß das Target sehr nah am Strahlkern operiert werden muß. Dennoch ist ein paralleler Betrieb des Targets mit den anderen HERA-Experimenten möglich.
- Zum ersten Mal konnte die Targeteffizienz bei konstanter Apertur in Abhängigkeit von der Targetposition gemessen werden und das Verhalten entspricht im wesentlichen der Simulation.
- Die engen Aperturen resultieren in kleinen Targeteffizienzen, sind jedoch dafür nicht alleine verantwortlich;
- zusätzlich existiert in HERA ein vom Targetbetrieb—zumindestens von der Wechselwirkungsrate—unabhängiger Mechanismus für Protonverluste in der Größenordnung $\mathcal{O}(10\,\mathrm{MHz})$. Die Ursache für diese Verluste ist noch ungeklärt.
- Untersuchungen der Scrape-Geschwindigkeit zeigen, daß sich das Target während des Betriebs ständig an den Strahl nähert. Die übliche Geschwindigkeit hierfür ist $\approx 1/20\,\sigma/\mathrm{h}$. Das heißt, das Target ist kein reines Halo-Target mehr.

- Die eingestellte Sollrate wird üblicherweise sehr gut erreicht.

Kapitel 8

Ratenstabilität

In Abschnitt 7.6 wurde schon gezeigt, daß die Anforderung nach $\lesssim 10\,\%$ Ratenbreite auf Ein-Sekunden-Niveau erfüllt ist. Es ist jedoch interessant zu untersuchen, wodurch die Ratenstabilität limitiert ist und wie gut dazu im Vergleich die Steuerung funktioniert.

Im Gegensatz zu Abschnitt 7.6 werden in diesem Abschnitt die auf einer Zeitskala von 0.1 s gemessen Raten benutzt, da der statistische Fehler vernachlässigbar ist und diese die gesamten zur Verfügung stehenden Informationen enthalten.

Im folgenden werden zunächst die Ratenbreiten definiert. Danach wird die natürliche Ratenbreite, d. h. ohne Steuerung, untersucht. Dabei wird auch nach systematischen Abhängigkeiten gesucht. Der nächste Abschnitt untersucht in ähnlicher Weise die Ratenbreite mit Steuerung.

Im Zusammenhang mit den Ratenfluktuationen ist die Steilheit der Protondichte an der Stelle des Targets eine interessante Größe. Diese wird in dem folgenden Abschnitt untersucht.

Das Kapitel schließt mit der Präsentation der Ergebnisse des sogenannten Beam-Tail-Shapings ab. Hierbei wird versucht, durch gezielten Eingriff in den HERA-Beschleuniger die Kantensteilheit des Strahls an der Stelle des Targets zu reduzieren.

8.1 Definition der Ratenbreiten

Da es sich als zweckmäßig erwiesen hat, normierte Ratenbreiten anzugeben, wird im Rahmen dieser Arbeit unter der Ratenbreite immer die relative Ratenbreite verstanden. In diesem Abschnitt werden die

- natürliche,
- die intrinsische und
- die Gesamtratenbreite

eingeführt.

8.1.1 Die natürliche Ratenbreite

Die natürliche Ratenbreite ist eine *Meßgröße* und beschreibt die dem Strahl innewohnenden Fluktuationen. Sie ist eine Eigenschaft des Strahls, die man mit und ohne Steuerung messen will und die davon nicht abhängt.

Bei der Messung ohne Steuerung besteht die Schwierigkeit darin, daß die Rate großen systematischen Änderungen unterworfen ist und bei der Messung mit Steuerung könnte diese einen Einfluß auf die Messung selbst haben.

8.1.2 Die intrinsische Ratenbreite

Die intrinsische Ratenbreite ist eine *Meßmethode*, die sich zur Bestimmung der natürlichen Ratenbreite eignet.

Die natürlichen Ratenfluktuationen hängen mit der Art, wie die Wechselwirkungsrate erzeugt wird, zusammen. Die Wechselwirkungsrate wird durch Protonen, die sich im Phasenraum des Targets befinden, erzeugt und ist proportional zu deren Dichte. Das bedeutet, daß Änderungen dieser Dichte Ratenfluktuationen verursachen. Da der statistische Fehler der Ratenmessung vernachlässigbar ist, sind sie sogar deren alleinige Ursache. Die Änderung der Dichte im Phasenraum des Targets kann verschiedene Gründe haben:

- Das Target wechselwirkt mit den Protonen und entvölkert den Phasenraum.
- Der Zufluß von Teilchen in diesen Phasenraum ändert sich; dies kann z. B. passieren, wenn die Spannungsversorgung von Beschleunigerkomponenten nicht stabil ist oder Kollimatoren ihre Position ändern und damit nicht mehr so gut abschirmen oder zusätzliche Teilchen aus dem Strahl streuen.
- Das Target kann sich aus dem Phasenraum bewegen.
- Der Phasenraum kann sich vom Target wegbewegen, indem sich der Strahl bewegt.

All diese Änderungen können sowohl statistisch als auch systematisch auftreten. Statistische Änderungen mit Zeitkonstanten größer als der Regelzeit sind als systematische zu betrachten. Sie werden wie diese von der Automatik ausgeglichen. Umgekehrt sind systematische Fluktuationen mit kleinerer Zeitkonstante als der Regelzeit als statistische Fluktuationen anzusehen. Solche Fluktuationen werden von dem Regelsystem erst gar nicht detektiert und haben somit auch keinen Einfluß auf die Ratenstabilität des Kontrollsystems. Es sind also die Fluktuationen in der Größenordnung der Regelzeit, die die Automatik zwar mißt, jedoch nicht ausgleichen kann; also die Ratenfluktuationen von *einer Messung auf die nächste.* Dieses ist die intrinsische Ratenbreite, die—wie noch gezeigt wird—die untere Grenze für die Ratenbreite darstellt.

Zu ihrer Messung reicht es jedoch nicht aus, die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Raten zu betrachten, da diese auch die systematischen Effekte beinhaltet. Statt dessen betrachtet man die nach Gleichung A.1 berechneten Asymmetrien zweier aufeinander folgender Ratenmessungen r_i und r_{i+1}:

$$A(r_{i+1}, r_i) = 2 \cdot \frac{r_{i+1} - r_i}{r_{i+1} + r_i} \tag{8.1}$$

Unter der Annahme, daß beide Raten ungefähr gleich sind, läßt sich die intrinsische Ratenbreite nach Gleichung A.6 berechnen; σ_s sei die intrinsische Ratenbreite und $S(A)$ die Breite der Asymmetrieverteilung:

$$\sigma_s = S(A)/\sqrt{2} \tag{8.2}$$

Der Index s leitet sich vom englischen “short” ab, da die intrinsische Ratenbreite σ_s das Kurzzeitverhalten der Fluktuationen beschreibt. Daher ist für die intrinsische Ratenbreite auch der Begriff Kurzzeitfluktuationen gebräuchlich.

Nach der obigen Argumentationskette sollte die intrinsische Ratenbreite hauptsächlich durch statistische Fluktuationen bestimmt sein. Das heißt die Asymmetrie $A(r_{i+1}, r_i)$ sollte in diesem Fall normalverteilt sein. Dieses wurde mit dem Automatikdatensatz überprüft. Es wurde dazu an jede $A(r_{i+1}, r_i)$-Verteilung eine Gaußkurve angepaßt und das χ^2/n_f dieser Anpassung berechnet. Der Wert von n_f beträgt 197. Abbildung 8.1 zeigt die Verteilung der so berechneten χ^2/n_f. Sie hat eine ausgeprägte Häufung bei 1 und belegt damit die obige Aussage hinreichend gut.

8.1.3 Die Gesamtratenbreite

Die Gesamtratenbreite σ_l ist ein *Meßwert* und eine Meßmethode zugleich. Sie ist als die relative Streuung der Wechselwirkungsrate definiert und berechnet sich aus dem Mittelwert $\overline{R}$ und der Streuung σ_R der Verteilung der auf 0.1 s gemessenen Wechselwirkungsraten:

$$\sigma_l = \frac{\sigma_R}{\overline{R}} \tag{8.3}$$

Diese Größe ist die eigentlich interessante für HERA-B, da sie direkt angibt, wie konstant die Rate gehalten werden kann—inklusive aller systematischen Effekte. Der Index l deutet an, daß σ_l das Langzeitverhalten beschreibt. Daher ist für die Gesamtratenbreite auch der Begriff Langzeitfluktuationen gebräuchlich.

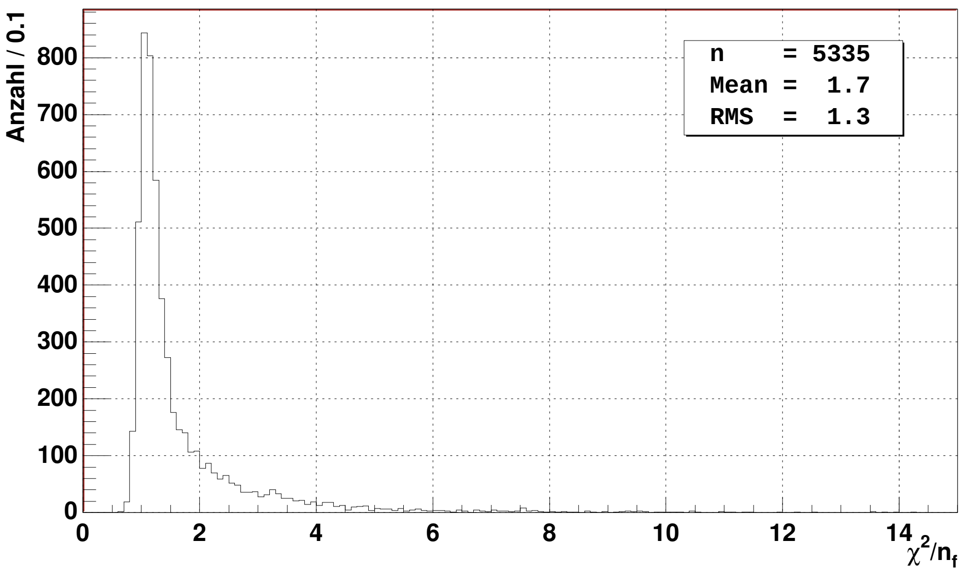


Abbildung 8.1: Histogramm der χ^2/n_f der an die Kurzzeitfluktuationen angepaßten Gaußkurve.

8.2 Natürliche Ratenbreite ohne Steuerung

Um den Einfluß des Steuersystems auf die Ratenbreite zu verstehen, wird zunächst die Ratenbreite ohne Steuerung bestimmt. Dafür wird der Fixed-Wire-Datensatz benutzt. Da ohne Steuerung die Rate großen systematischen Änderungen unterworfen ist, macht es keinen Sinn die Gesamtratenbreite zu betrachten. Daher wird in diesem Abschnitt nur die intrinsische Ratenbreite $\sigma_{nat,s}$ untersucht.

Abbildung 8.2 zeigt das Histogramm der intrinsischen Ratenbreite. Der häufigste Wert der Verteilung liegt bei $\approx 6\,\%$, hat jedoch einen langen Ausläufer bis etwa 30 %. Im Mittel beträgt die natürliche Ratenbreite 10 %.

Abbildung 8.3 (links) zeigt die Abhängigkeit der Fluktuationen von der Apertur. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit: Kleine Aperturen bedeuten größere Fluktuationen. Für Aperturen größer als $6\,\sigma$ ist die Ratenbreite $\approx 5\,\%$, bei $4\,\sigma$ liegt sie schon bei 20 %. Die Abhängigkeit vom Target-Kollimator-Abstand ist in Abbildung 8.3 (rechts) dargestellt. Auch hier bedeuten größere Abstände kleinere Ratenfluktuationen.

Dieses Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß die Kollimatoren auch in einem Abstand von $\mathcal{O}(1\,\sigma)$ einen deutlichen Einfluß auf die Protonendichte haben müssen. Engere Kollimatoren sorgen dann dafür, daß die Dichteverteilung steiler ist, welches bei Schwankungen der Strahlposition eine größere Ratenfluktuation bedeutet. Falls dieses Modell tatsächlich richtig ist, sollte sich auch eine Abhängigkeit der Ratenbreite von den Fluktuationen der Strahlposition etablieren

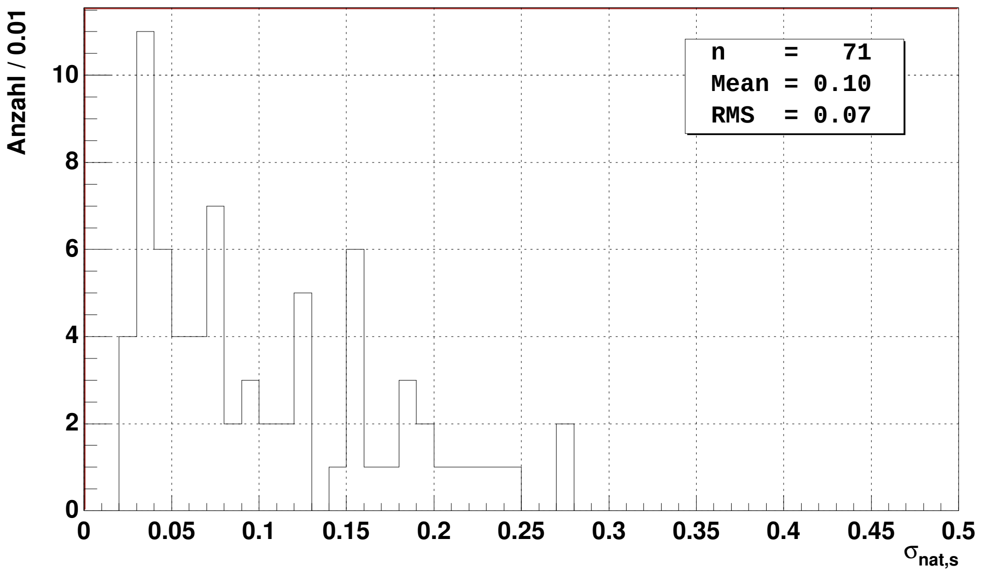


Abbildung 8.2: Histogramm der natürlichen Ratenbreite.

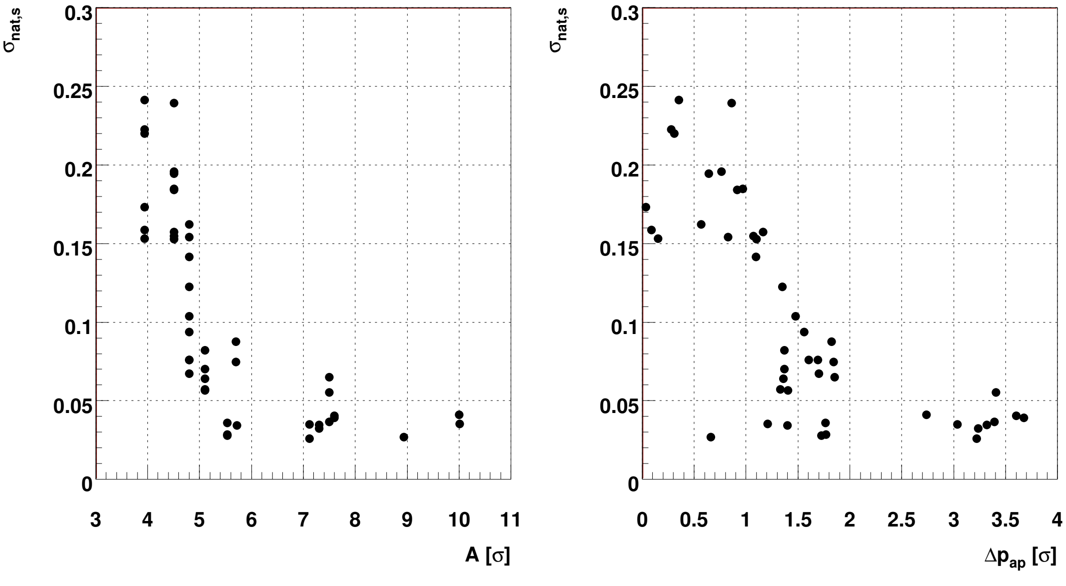


Abbildung 8.3: Natürliche Ratenbreite in Abhängigkeit von der Apertur (links) und dem Target-Apertur-Abstand (rechts).

lassen. Dieses wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Im einzelnen wurde auch nach Abhängigkeiten vom verwendeten Draht, der Wechselwirkungsrate, dem Proton- und Elektronstrom und der Lebensdauer des Protonstrahls gesucht; es konnten jedoch keine etabliert werden.

8.2.1 Abhängigkeit von Strahlfluktuationen

Die Berechnung der Strahlpositionsfluktuationen erfolgt nach einer ähnlichen Methode, wie sie bei den Ratenfluktuationen zur Anwendung kommt. Um systematische Effekte zu unterdrücken, werden jeweils die Differenzen zweier aufeinanderfolgender Messungen histogrammiert und die Breite dieser Verteilung gemessen. Diese ist dann nach der Gaußschen Fehlerformel einen Faktor $\sqrt{2}$ größer als die Fluktuationen der Strahlposition. Auf diese Art wurden für jede Messung die Fluktuation in x- und y-Richtung gemessen. Sie werden mit $\sigma_{beam,x}$ und $\sigma_{beam,y}$ bezeichnet. Im Gegensatz zu den Ratenmessungen wird die Strahlposition jedoch nur einmal pro Sekunde gemessen.

In Abbildung 8.4 sind die Strahlpositionsschwankungen in x- und in y-Richtung gegeneinander aufgetragen. Die Fluktuationen in beiden Richtungen sind linear miteinander korreliert, wobei die Fluktuationen in y-Richtung stärker anwachsen als die in x-Richtung. Dieses Verhalten wurde schon in [Kni00] beobachtet und wird auf Bodenschwingungen zurückgeführt, die sich in y-Richtung stärker bemerkbar machen.

Abbildung 8.5 zeigt die Ratenbreite gegen die x- und y-Strahlpositionsfluktuationen. Man sieht das erwartete Verhalten, daß größere Strahlpositionsfluktuationen größere Ratenfluktuationen bedeuteten. Der Zusammenhang ist linear.

8.3 Automatikbetrieb

In diesem Abschnitt werden die Ratenfluktuationen im Automatikbetrieb untersucht. Die zugrunde liegenden Daten stammen aus dem Automatikdatensatz. Zunächst werden die intrinsische und Gesamtratenbreite gemessen und miteinander verglichen. Dem folgt ein Vergleich mit einer Simulation. Die Untersuchung von verschiedenen systematischen Abhängigkeiten schließt diesen Abschnitt ab.

8.3.1 Messung der Ratenbreiten

In Abbildung 8.6 sind die Histogramme der intrinsischen und der Gesamtratenbreite dargestellt. Beide Verteilungen werden bei 0.5 abgeschnitten. Bei den intrinsischen Fluktuationen ist die Auswirkung dieses Schnitts vernachlässigbar, jedoch sind 3 % der Gesamtratenbreiten außerhalb dieses Bereichs. Da aber Fluktuationen mit mehr als 50 % Amplitude weit jenseits des interessanten Bereichs sind, ist dieser Schnitt dennoch sinnvoll.

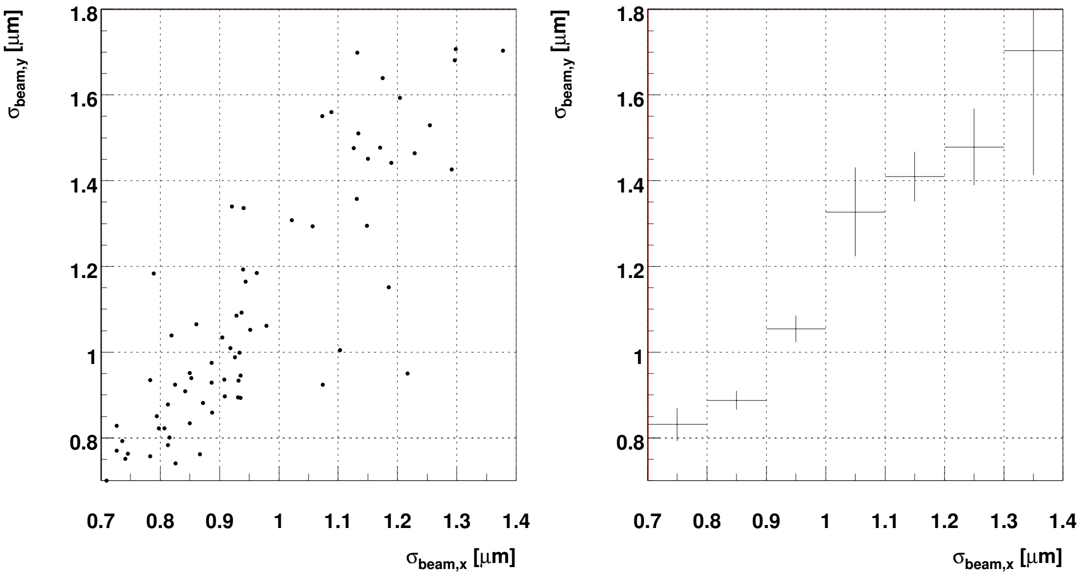


Abbildung 8.4: x-Fluktuationen gegen y-Fluktuationen des Strahls für Fixed-Wire-Runs. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.1 µm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Der häufigste Wert der intrinsischen Fluktuationen liegt bei ≈ 6 % und der Mittelwert bei ≈ 8 %. Verglichen mit der natürlichen Ratenbreite (Abbildung 8.2) ist dieser Mittelwert etwas kleiner, jedoch im statistischen Rahmen erklärbar.

Die Verteilung der Gesamtratenbreite hat ein Plateau bei 5–10 %, welches mit dem Ausläufer einen Mittelwert von 14 % ergibt. Dieses Plateau ist verständlich, da die Automatik innerhalb eines einstellbaren Ratenfensters nicht regelt. Dieses ist üblicherweise auf 10 % eingestellt, was der oberen Grenze des Plateaus entspricht. Die untere Grenze ist durch die untere Grenze der Verteilung der intrinsischen Fluktuationen vorgegeben.

Um den Einfluß der intrinsischen und damit der natürlichen Fluktuationen genauer zu untersuchen, wird der Quotient zwischen der Gesamtratenbreite und der intrinsischen Ratenbreite betrachtet. Dieser ist in Abbildung 8.7 dargestellt. Die Verteilung wurde bei dem Wert von 5 abgeschnitten, womit etwa 2.5 % der Daten nicht dargestellt sind. Zu kleinen Werten hin fällt die Verteilung steil bei 1 ab, was bedeutet, daß die intrinsischen Fluktuationen tatsächlich eine untere Grenze für die Ratenbreite darstellen. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt bei 1.5, der wahrscheinlichste Wert bei 1.3. Das bedeutet, daß die Gesamtratenbreite üblicherweise einen Faktor 1.3 über dem minimal erreichbaren Wert liegen. Dieses ist insbesondere in Anbetracht der Tatsache, daß eine systematische Abweichung erst detektiert und dann ausgeregelt werden muß, ein sehr gutes Ergebnis.

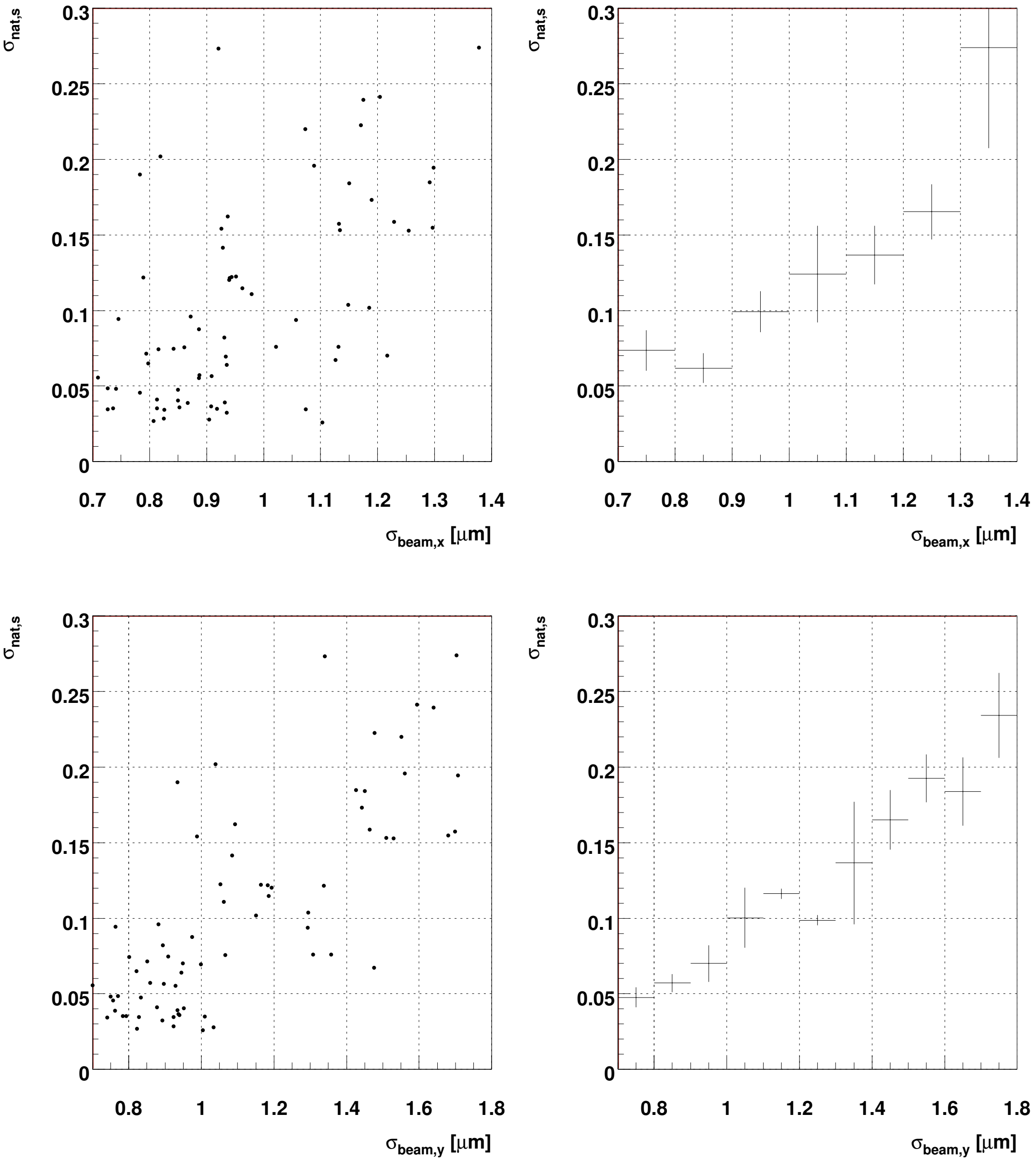


Abbildung 8.5: Intrinsische Ratenbreite in Abhängigkeit von den Strahlpositionsfluktuationen für Fixed-Wire-Runs. Oben: Fluktuationen in x-Richtung. Unten: Fluktuationen in y-Richtung. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.1μm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

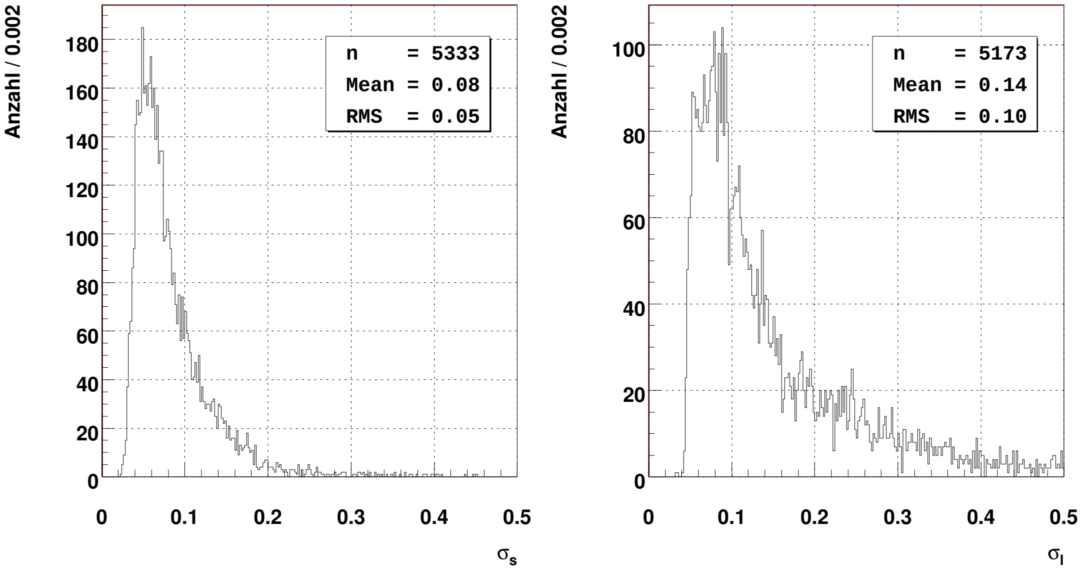


Abbildung 8.6: Ratenbreite im Automatikbetrieb. Links: Intrinsische Ratenbreite. Rechts: Gesamtratenbreite.

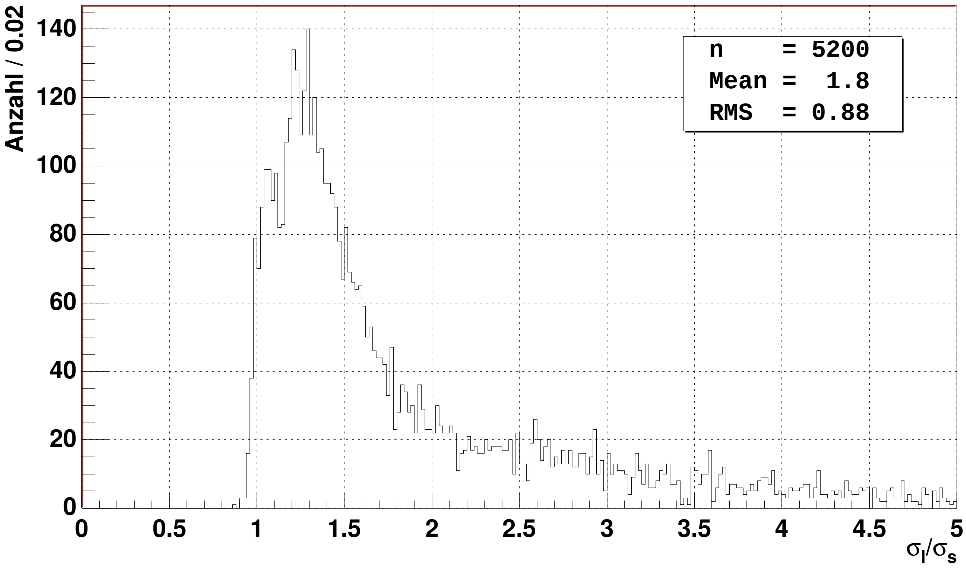


Abbildung 8.7: Verhältnis zwischen Gesamt- und intrinsischer Ratenbreite.

Ratensimulation	Regelung	w	σ_s	σ_l	σ_s/w	σ_l/σ_s
Gauß	—	0.050	0.050	0.050	0.995	1.000
Asymmetrie	—	0.050	0.050	2.305	0.996	46.298
Asymmetrie	jump_{auto}	0.050	0.070	0.084	1.402	1.201
Asymmetrie	jump_{edge}	0.050	0.056	0.103	1.128	1.824
Asymmetrie	jump_{edge}	0.100	0.119	0.165	1.193	1.385
Asymmetrie	jump_{edge}	0.200	0.250	0.310	1.251	1.239

Tabelle 8.1: Ratenfluktuation aus Simulationen für verschiedene Ratenentwicklungen. w ist die theoretische Ratenbreite. Ein "—" bei Regelung bedeutet, daß keine Regelung simuliert wurde.

8.3.2 Simulation der Ratenfluktuationen

Um das Zusammenspiel zwischen detektierter Abweichung und der Ausregelung besser zu verstehen, wurden die Gesamt- und intrinsischen Ratenbreiten in einer Ratensimulationen berechnet und verglichen. Die Simulation wurde mit zwei Ansätzen für die Regelung und für verschiedene Ratenbreiten w berechnet. Da nur mit relativen Breiten und Abweichungen gerechnet wurde, spielt der Absolutwert der Rate keine Rolle. In Tabelle 8.1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Aus den simulierten Raten wurden die intrinsischen (σ_s) und Gesamtfluktuationen (σ_l) berechnet. Für den Quotienten σ_s/w wird ein Wert von 1 erwartet, da die intrinsischen Fluktuationen die ursprüngliche Ratenbreite wiedergeben sollten. Abweichungen von diesem Wert spiegeln den Einfluß der Regelung wieder. Die eigentlich interessante Meßgröße ist σ_l/σ_s. Sie sollte wie in der Messung bei etwa 1.3 liegen.

Die erste Ratensimulation "Gauß" dient rein der Überprüfung der Methodik. Hierbei wird um die Sollrate eine Gaußverteilung mit der Breite w gelegt und in jedem Simulationsschritt aus dieser Verteilung eine Rate gewürfelt. Wie man sieht, geben sowohl σ_s als auch σ_l den richtigen Wert für w wieder und die Methode ist richtig.

Der zweite Ansatz leitet sich aus der Berechnung der intrinsischen Ratenbreite ab. Diese berechnet sich aus der Verteilung der normierten Differenzen zweier aufeinander folgender Ratenmessungen. Das bedeutet für die Asymmetrie der Raten r_{i+1} und r_i mit einer Fluktuationsbreite von w:

$$\begin{aligned} A(r_{i+1}, r_i) &= 2 \cdot \frac{r_{i+1} - r_i}{r_{i+1} + r_i} \\ &= \sqrt{2} \cdot g_{i+1}(w) \end{aligned} \tag{8.4}$$

mit $g_{i+1}(w)$ einer Reihe von gaußverteilten Zufallszahlen mit einer Breite von w und Zentralwert von 0. Diese Gleichung wird nach r_{i+1} umgestellt und man erhält eine Vorschrift zum Würfeln von Zufallsraten:

$$r_{i+1} = \frac{\sqrt{2} + g_{i+1}(w)}{\sqrt{2} - g_{i+1}(w)} \cdot r_i \tag{8.5}$$

Die beiden simulieren Steuersysteme—genannt jump$_{auto}$ und jump$_{edge}$—regeln innerhalb eines Ratenfensters von 10 % nicht. Falls bei jump$_{auto}$ eine Rate außerhalb des erlaubten Bereichs liegt, so wird die Rate in einem Schritt wieder auf die Sollrate geregelt. Bei jump$_{edge}$ wird nur bis zur Grenze des erlaubten Bereichs geregelt. Da zur Detektion der Abweichung nur eine Messung genügt und die Ausregelung in einem Schritt erfolgt, sind diese Steuerungen als optimal anzusehen.

Zunächst wurden für diese Ratensimulation die Fluktuationen ohne Regelung berechnet. Die intrinsischen Fluktuationen können die ursprüngliche Ratenbreite gut wiedergeben. Die Gesamtratenbreite ist jedoch sehr groß. Das ist ein erwartetes Verhalten, da nicht geregelt wurde.

Wird die Regelung mitsimuliert, so können die intrinsischen Fluktuationen die ursprüngliche Ratenbreite nicht mehr genau wiedergeben. Die Werte von σ_l/σ_s liegen jeweils im Bereich von 1.2 bis 1.8, was sehr gut mit der Messung übereinstimmt. Natürlich hängt dieses Ergebnis sehr von der Ratensimulation ab, jedoch ist die hier gewählte Umgebung hinreichend realistisch und daher läßt sich schließen, daß die Regelung üblicherweise gut funktioniert.

8.3.3 Untersuchung der systematischen Abhängigkeiten

In diesem Abschnitt werden systematische Abhängigkeiten der Ratenbreite vom benutzten Draht, der Rate, dem Targetphasenraum, der Targeteffizienz, dem Elektronenstrom, der Betriebsdauer und Umwelteinflüssen untersucht.

Abhängigkeit vom Draht

Abbildung 8.8 zeigt die Fluktuationen und ihr Verhältnis in Abhängigkeit vom Draht und der Datennahmeperiode. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Drähten sind im Vergleich zu ihrer Streuung nur gering, so daß eine detaillierte Diskussion erschwert wird. Einige der Drähte fallen jedoch durch besonders große Fluktuationen auf.

In der Datennahmeperiode 2k weist der b2-Draht (5) eine besonders große intrinsische Ratenbreite auf. Der Grund hierfür ist, daß der Draht aus Wolfram besteht. Dessen Betrieb stellte sich als überaus schwierig heraus, was diese Abbildung belegt.

Bei den Gesamtfluktuationen fallen zusätzlich die äußeren Drähte (3, 7) auf, die wegen des Coasting Beams eine große Ratenbreite aufweisen.

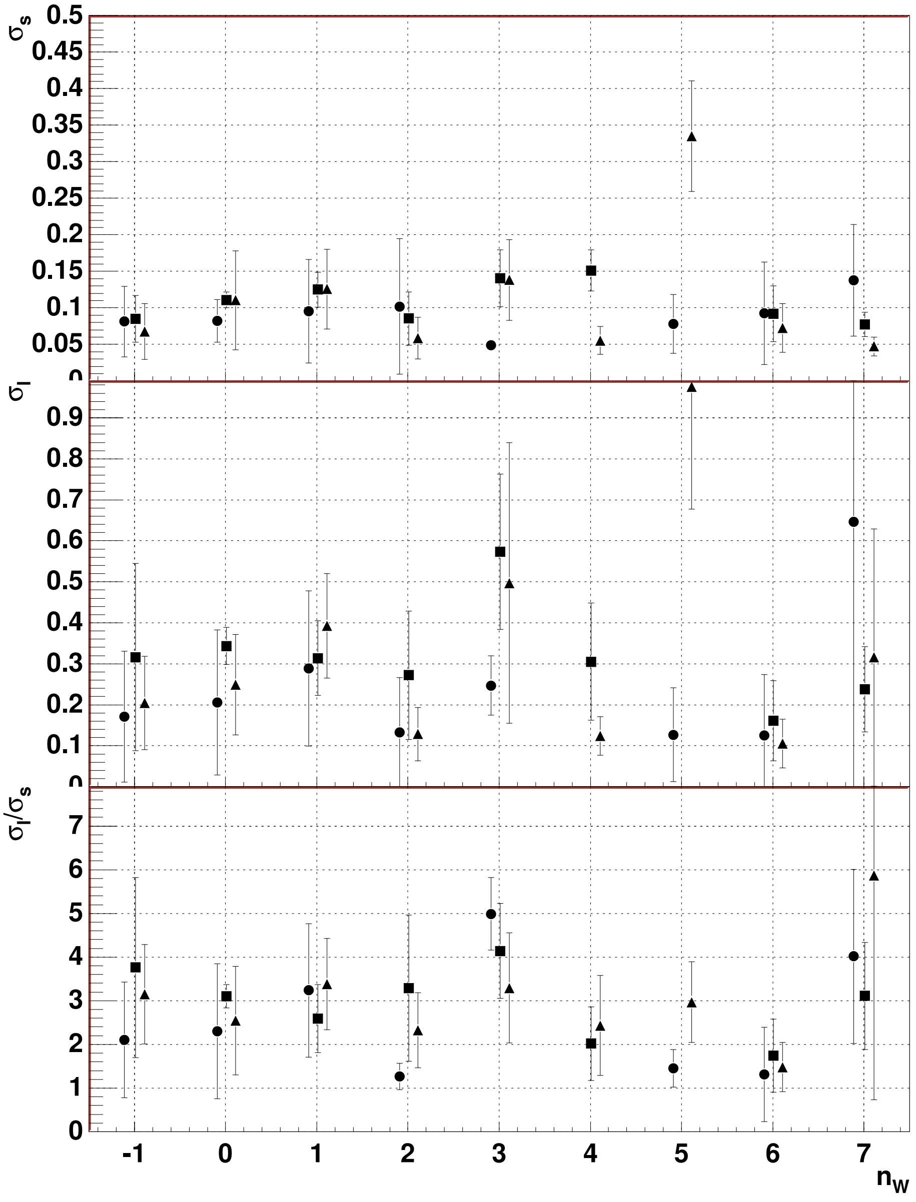


Abbildung 8.8: Ratenbreiten und deren Quotient in Abhängigkeit vom Draht. Die dargestellten Fehler stellen die Breite der Verteilung dar. -1 bedeutet Mehrdraht-Betrieb. für jede Datennahmeperiode wurde die Messung separat durchgeführt. Kreis: 99a. Quadrat: 99b. Dreieck: 2k.

Ein interessanter Punkt sind die Kurzzeitfluktuationen in 99b und 2k für den o2-Draht (7). Hier wurde ein Titandraht mit 125 µm Durchmesser und dann einer mit 50 µm Durchmesser benutzt. Der schmalere Draht weist signifikant kleinere Fluktuationen auf. Darüber hinaus sind dies sogar die kleinsten Kurzzeitfluktuationen im Datensatz. Das deutet darauf hin, daß schmalere Drähte eine bessere Ratenkonstanz aufweisen.

Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate

Abbildung 8.9 zeigt die Ratenbreite in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate. Die intrinsischen Fluktuationen weisen keinen Trend auf, welches die Betrachtung von relativen Ratenbreiten im Gegensatz zu absoluten Ratenbreiten rechtfertigt.

Die Gesamtratenbreiten weisen, falls der gesamte Meßbereich betrachtet wird, auch keinen Trend auf. Jedoch kann in den Bereichen 40–30 MHz, 30–25 MHz und 20–15 MHz jeweils ein signifikanter Anstieg der Ratenbreite beobachtet werden. In diesen Bereichen werden üblicherweise keine Sollraten angewählt, sondern die Raten 20, 30 und 40 MHz. Dieses Verhalten ist bekannt und wurde schon in Abschnitt 7.6 beschrieben, bei dem das Kontrollsystem die Sollrate automatisch um so weiter erniedrigt, je größer die Fluktuationen sind.

In Abbildung 8.10 sind die Ratenfluktuationen im Abhängigkeit von der Sollrate aufgetragen. Erwartungsgemäß zeigt sich hier keine Abhängigkeit und nicht das bei der Wechselwirkungsrate beobachtete Verhalten.

Abhängigkeit vom Targetphasenraum

In diesem Abschnitt wird Abhängigkeit der Ratenfluktuationen von der Apertur und dem Target-Apertur-Abstand betrachtet. Diese sind Abbildung 8.11 dargestellt. Qualitativ zeigt sich dieselbe Abhängigkeit wie bei der natürlichen Ratenbreite. Große Aperturen und große Abstände zur Apertur bedeuten kleinere Ratenfluktuationen. Quantitativ sind sie in etwa vergleichbar.

Bei einer Apertur von $8\,\sigma$ ist die Ratenbreite im Mittel bei etwa 7 % und steigt auf ungefähr 11 % an, wenn die Apertur bei $4\,\sigma$ ist. Ein erstaunliches Ergebnis ist, daß die Ratenbreite auch in nächster Nähe des Kollimators $\Delta p_{ap} \approx 0$ im Mittel nur ≈ 10 % beträgt. Trotzdem sind große Abstände von signifikantem Vorteil: Ab $3\,\sigma$ gehen die Fluktuationen in eine Sättigung über und betragen nur noch ≈ 7 %.

Eine Abhängigkeit von der Targetposition konnte—wie schon bei den natürlichen Ratenbreiten—nicht etabliert werden. Das heißt der Target-Strahl Abstand ist kein Parameter der Ratenbreite, sondern die Apertur und der Abstand des Targets von dieser.

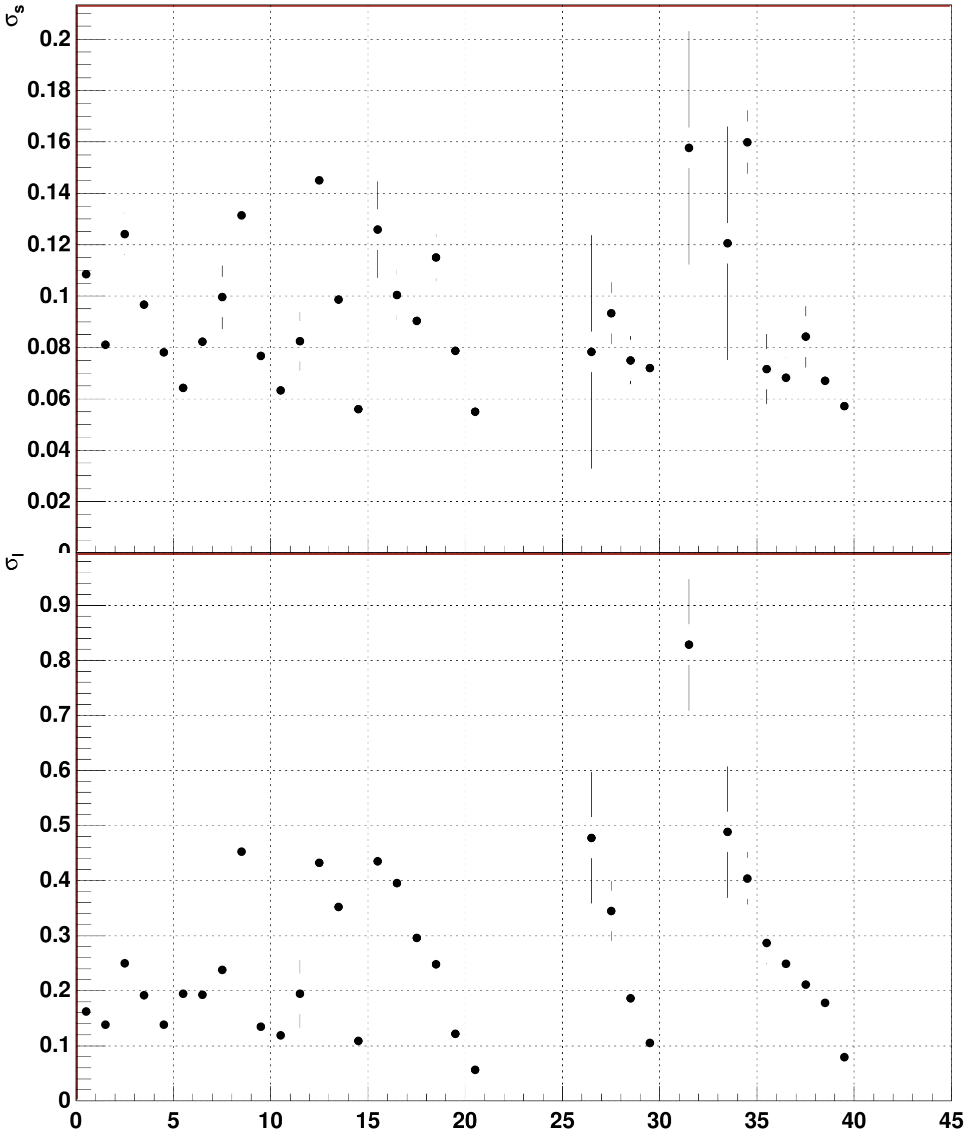


Abbildung 8.9: Ratenfluktuationen in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate. Profilhistogramme mit einer Quantisierung von 1 MHz. Oben: Intrinsische Ratenbreite. Unten: Gesamtratenbreite.

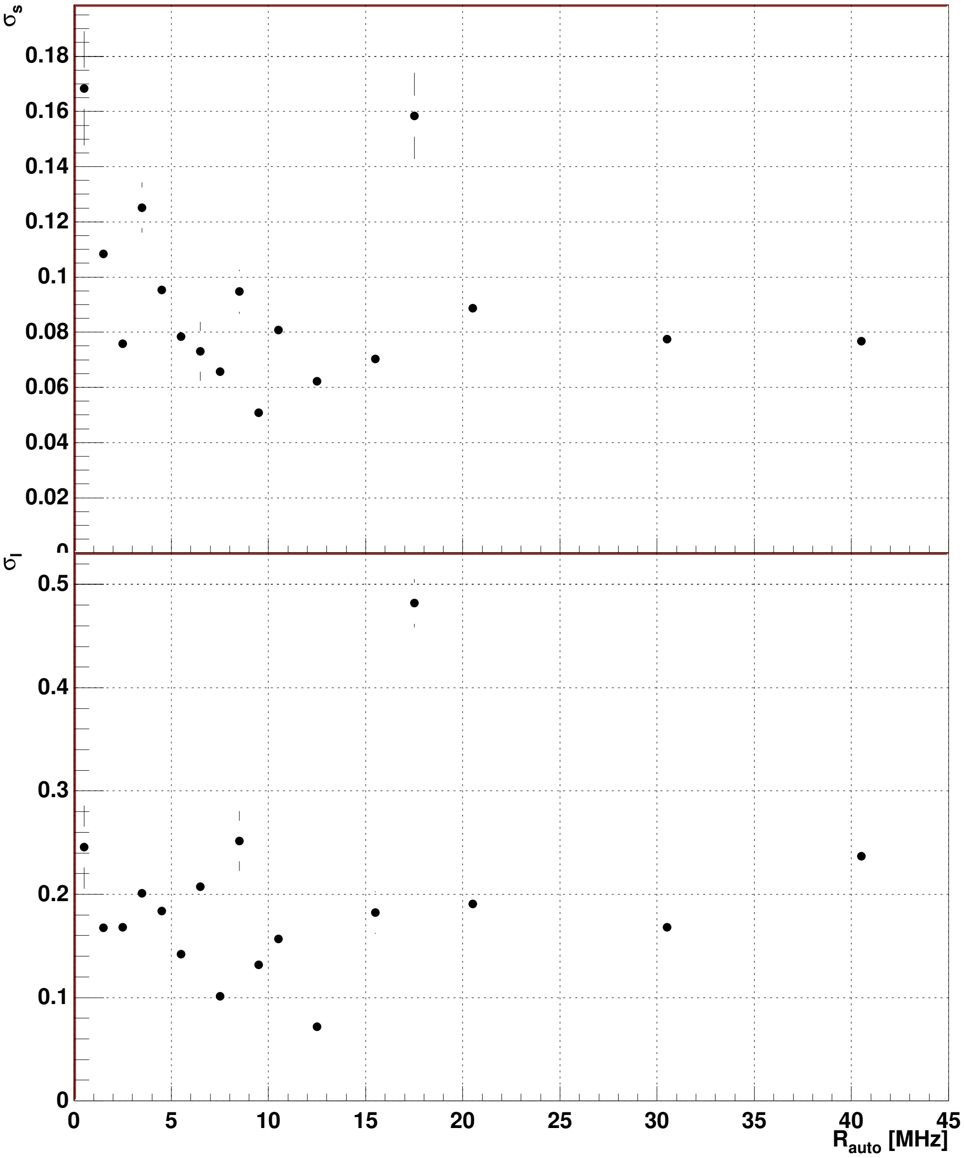


Abbildung 8.10: Ratenfluktuationen in Abhängigkeit von der Sollrate. Profilhistogramme mit einer Quantisierung von 1 MHz. Oben: Intrinsische Ratenbreite. Unten: Gesamtratenbreiten.

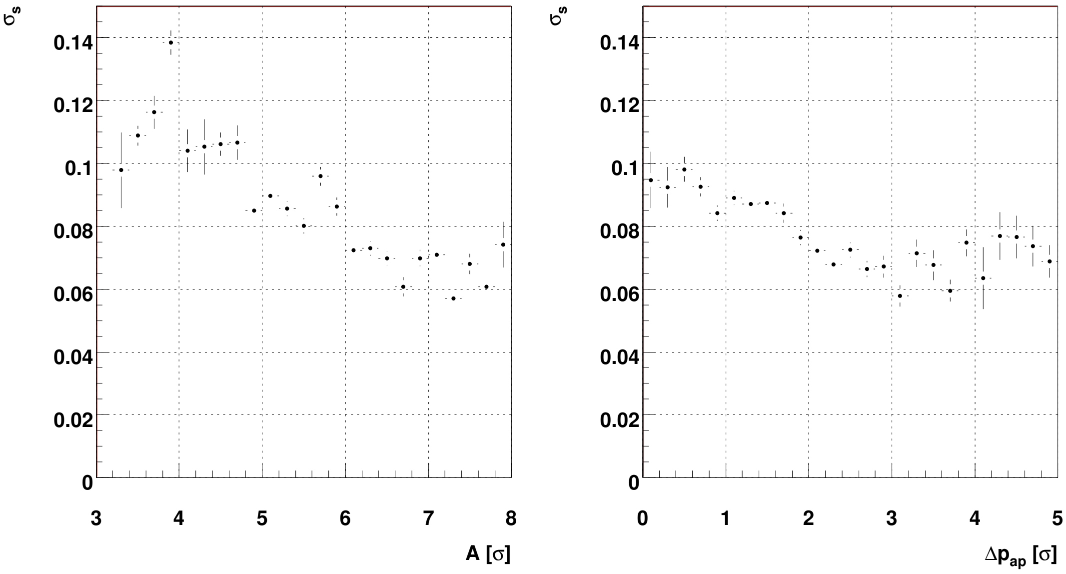


Abbildung 8.11: Intrinsische Ratenbreite in Abhängigkeit von der Apertur (links) und vom Target-Apertur-Abstand (rechts). Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von $0.2\,\sigma$. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Abhängigkeit von der Targeteffizienz

In Abbildung 8.12 sieht man eine deutliche Abhängigkeit der Ratenbreite von der Targeteffizienz. Kleinere Effizienzen bedeuten größere Ratenbreiten. Insbesondere ist diese Abhängigkeit für $\epsilon_t \lesssim 0.2$ sehr steil und verdoppelt sich bis $\epsilon_t \approx 0$. Die Targeteffizienz ist jedoch nicht der eigentliche Ursprung für die Ratenfluktuationen, sondern besitzt den gleichen Ursachen wie diese: zu enge Aperturen und kleine Target-Apertur Abstände (siehe Abschnitt 7.3). Dennoch ist dieser Zusammenhang interessant, da er z. B. schon während des Betriebs auf die Ursachen der Fluktuationen hindeutet.

Abhängigkeit vom Elektronenstrom

Abbildung 8.13 zeigt eine sehr interessante Abhängigkeit der Ratenbreite vom Elektronenstrom: Ein höherer Strom ist günstiger für die Ratenbreite. Aufgrund des Strahl-Strahl-Effektes würde man dieses Verhalten auch erwarten, da bei höheren Strömen der Strahl-Strahl-Effekt stärker und somit die Strahlkante flacher ist. Es ist dennoch sehr interessant, daß der Effekt so deutlich sichtbar ist.

Es wird auch versucht die Strahl-Strahl-Wechselwirkung gezielt zur Verminderung der Ratenbreite einzusetzen. Die Messungen dazu sind in Abschnitt 8.5.3 beschrieben. Dort findet sich auch eine Erklärung, wie die Strahl-Strahl-Wechselwirkung einen Einfluß auf die Ratenbreite hat.

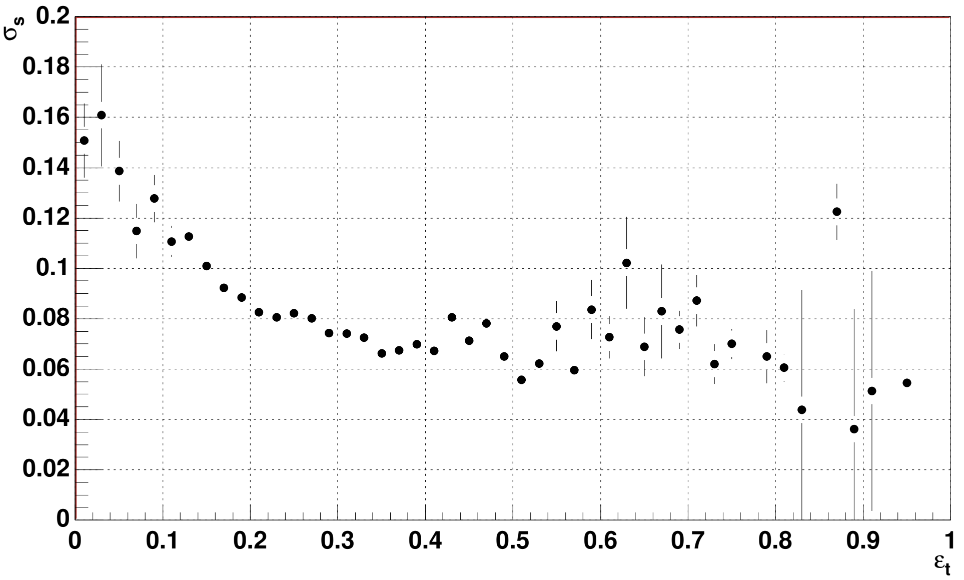


Abbildung 8.12: Ratenbreite in Abhängigkeit von der direkten Targeteffizienz. Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.02. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

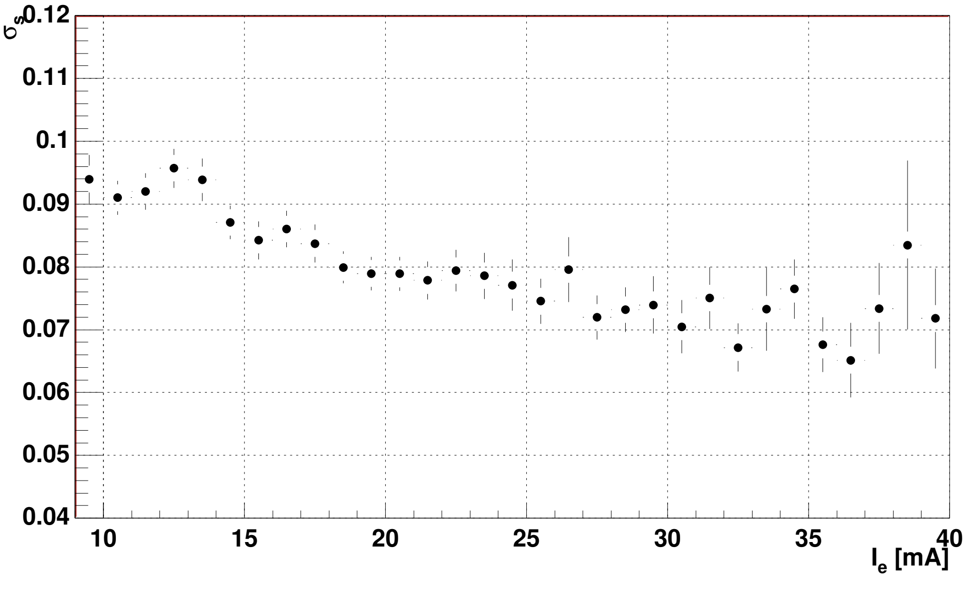


Abbildung 8.13: Ratenbreite in Abhängigkeit vom Elektronenstrom. Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 1 mA. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

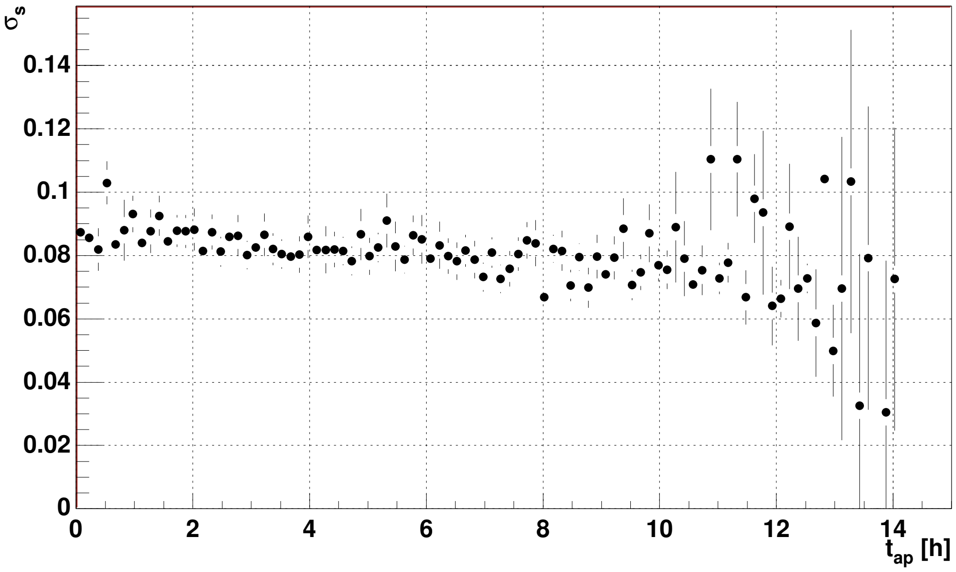


Abbildung 8.14: Ratenbreite in Abhängigkeit von der Betriebsdauer. Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.15 h. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Abhängigkeit von der Operationsdauer

Da sich das Target im Laufe des Betriebs immer weiter an den Strahl bewegt, würde man naiverweise annehmen, daß wegen der hohen Protondichten in unmittelbarer Umgebung des Targets der Betrieb immer schwieriger wird und die Fluktuationen zunehmen. In Abbildung 8.14 sind die Ratenfluktuationen in Abhängigkeit von der Betriebsdauer des Targets gezeigt und man kann entgegen den Erwartungen keine solche Abhängigkeit sehen.

Abhängigkeit von der Anzahl der Drähte

Man würde erwarten, daß im Mehrdraht-Betrieb die Fluktuation kleiner sind, da sich bei Fluktuationen der Strahlposition die Beiträge gegenüberliegender Targets ausgleichen. In Abbildung 8.15 kann dieses Verhalten bei den intrinsischen Fluktuationen tatsächlich beobachtet werden. Die Gesamtratenbreiten zeigen jedoch genau das entgegengesetzte Verhalten. Dieses kann zwei Gründe haben. Zum einem kann dies ein Hinweis darauf sein, daß die Mehrdraht-Automatik nicht optimal ist; oder es spiegelt sich hier der Einfluß ungünstiger Drähte wieder, die im Mehrdraht-Betrieb auch zum Einsatz kommen. Um genauere Aussagen treffen zu können, bedarf es weiterer Analysen, die jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

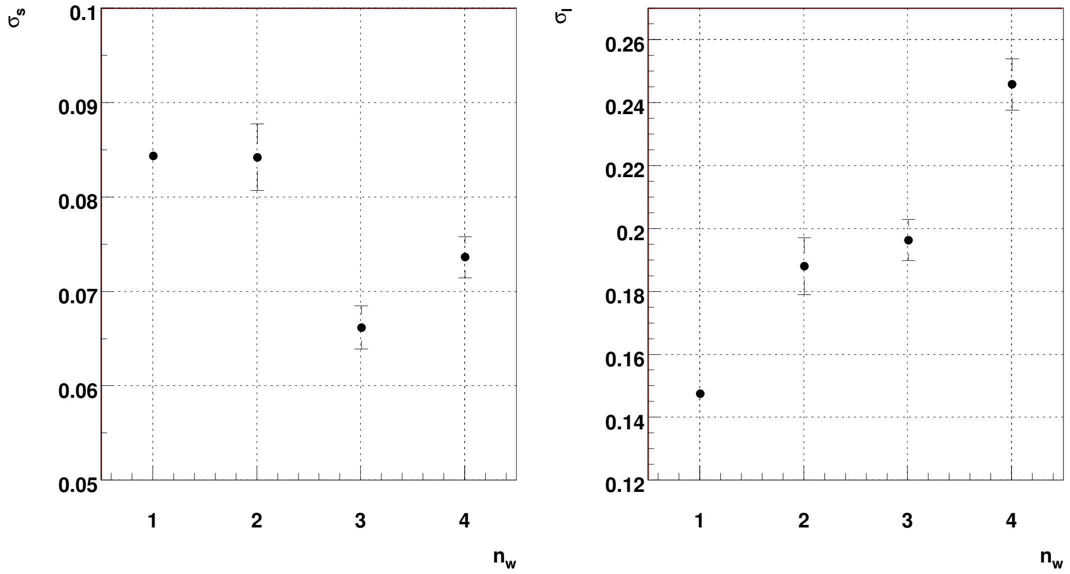


Abbildung 8.15: Ratenbreite in Abhängigkeit von der Anzahl der Drähte n_w. Links: Intrinsische Ratenbreite. Rechts: Gesamtratenbreite. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Abhängigkeit von Umwelteinflüssen

Eine sehr interessante Frage ist, ob sich die Ratenfluktuationen auf menschliche Umwelteinflüsse—von nun an als Umweltlärm bezeichnet—zurückführen lassen; z. B. ob ein Unterschied zwischen Wochenenden und Arbeitstagen besteht. Abbildung 8.16 zeigt die Ratenbreite in Abhängigkeit vom Wochentag. Man erkennt, daß Samstags und Sonntags die Fluktuationen tatsächlich kleiner sind.

Abbildung 8.17 schlüsselt dieses Verhalten weiter auf. Hier ist die Ratenbreite gegen die Uhrzeit, getrennt nach Arbeitstagen und Wochenenden dargestellt. Das Verhalten zeigt deutlich den Einfluß von Umweltlärm auf die Ratenbreite. Am Wochenende ist die Ratenbreite über den Tag konstant bei einem Ruhewert von 6 %. An Arbeitstagen ist sie Nachts ebenfalls bei 6 %, fängt jedoch an um ca. 4 Uhr anzusteigen. Von 8 Uhr bis 14 Uhr hat sie ein Plateau. Dieser Pegelwert liegt bei $\approx 14\,\%$ und fällt dann bis 22 Uhr wieder auf den Ruhewert ab.

Abbildung 8.18 zeigt dieses Verhalten in einer Wochenübersicht. Hier wird die Zeit periodisch von Sonntag 0 Uhr an für eine Woche gemessen und die Ratenbreite dagegen aufgetragen. Es zeigt sich sehr deutlich, daß die Ratenbreite menschlichen Umwelteinflüssen unterworfen ist. Dieses wird im folgenden genauer untersucht.

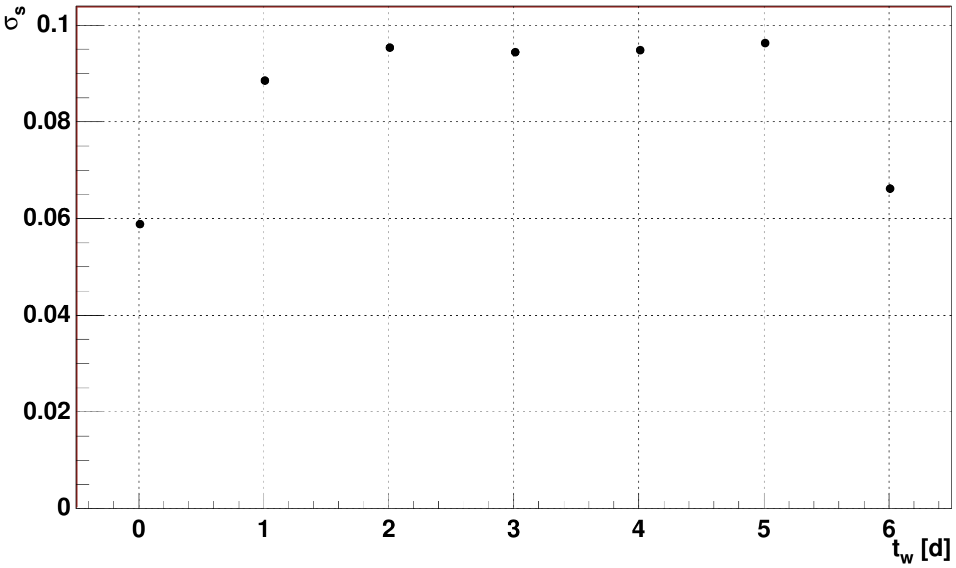


Abbildung 8.16: Ratenbreite in Abhängigkeit vom Wochentag. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts. Die Woche beginnt bei Sonntag = 0.

8.3.4 Fluktuationen der Strahlposition

Die im vorherigen Abschnitt gezeigte Abhängigkeit der Ratenbreite vom Umweltlärm legt nahe, daß dieser durch Fluktuationen der Strahlposition übertragen wird. Daher werden in diesem Abschnitt diese Fluktuationen im Detail untersucht.

Zunächst werden diese in Abbildung 8.19 analog zu Abbildung 8.18 in einer Wochenübersicht gezeigt. Sie weisen das selbe Verhalten auf wie die Ratenbreiten; d. h. daß sich Umweltlärm tatsächlich über Schwankungen der Strahlposition auf die Rate überträgt. Der Ruhewert für die x-Richtung (horizontal) beträgt $\approx 0.8\,\mu\text{m}$ und der Pegelwert $\approx 1.1\,\mu\text{m}$; in y-Richtung (vertikal) sind dies $\approx 0.8\,\mu\text{m}$ und $\approx 1.4\,\mu\text{m}$. Die meisten Messungen folgen sehr gut diesem Grundverhalten; dennoch sind teilweise beträchtliche Abweichungen zu beobachten. Da außerdem die Fluktuationen in beiden Richtungen stark miteinander korreliert sind, sollen im folgenden zunächst—vor dem direkten Vergleich mit den Ratenbreiten—Strahlpositionsschwankungen als solches untersucht und verstanden werden.

Korrelation der Fluktuationen in x- und y-Richtung

Abbildung 8.20 zeigt den Zusammenhang der Fluktuationen in x-Richtung mit denen der y-Richtung. Bei $\sigma_{beam,x} \approx \sigma_{beam,y} \approx 1\,\mu\text{m}$ häufen sich die meisten Meßwerte. Es sind jedoch auch davon abgesetzt weitere Inseln von Meßwerten

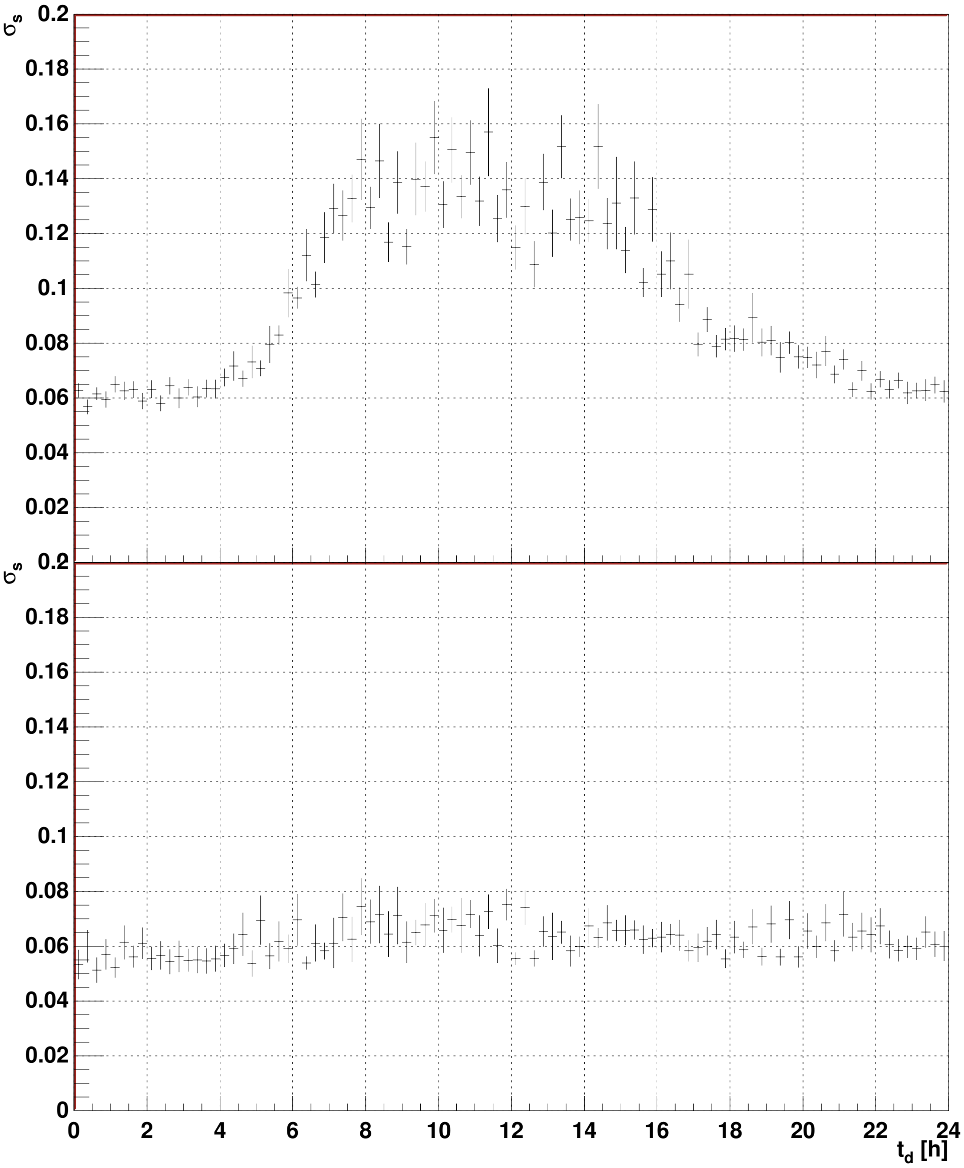


Abbildung 8.17: Ratenbreite in Abhängigkeit von der Uhrzeit. Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von 15 min. Oben: Arbeitstage. Unten: Wochenende. Die dargestellten Fehler sind Fehler auf die Mittelwerte.

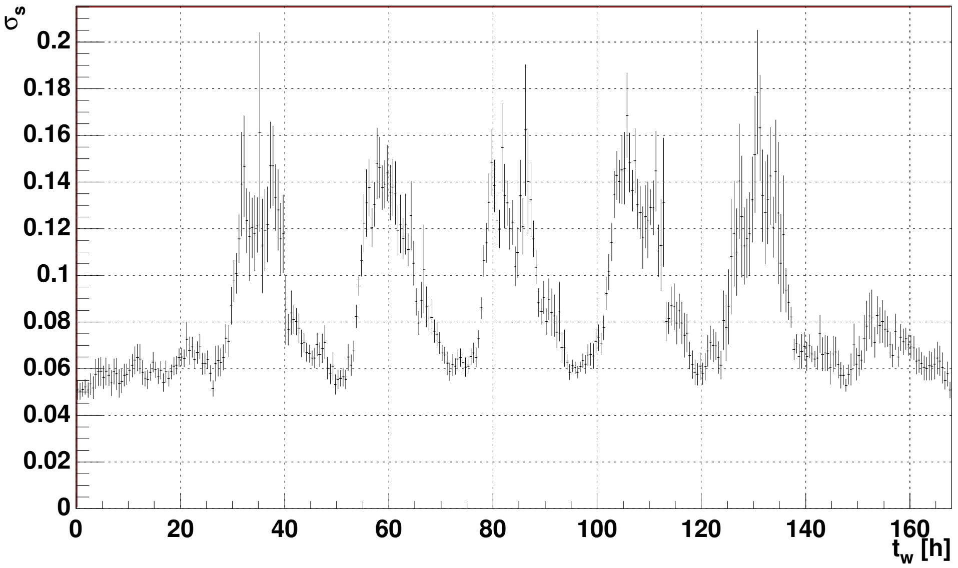


Abbildung 8.18: Ratenbreite in Abhängigkeit von der Uhrzeit für eine Woche. Sonntag 0:00 entspricht 0 h. Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 30 min. Die dargestellten Fehler sind Fehler auf die Mittelwerte.

vorhanden.

Die in x-Richtung abgesetzten Inseln entsprechen den Fluktuationen in x-Richtung, die in Abbildung 8.19 tagsüber mit $\sigma_{beam,x} \gtrsim 1.3\,\mu\text{m}$ auftraten. Eine genauere Untersuchung ergibt, daß diese sich auf die Zeit von Januar bis April 1999 konzentrieren. In dieser Zeit müssen teilweise unübliche Bedingungen vorgeherrscht haben. Zum Beispiel könnte in der Umgebung des DESY gebaut worden sein. Diese Ausreißer lasen sich mit einen Schnitt auf die oben genannte Zeitperiode unterdrücken.

Die vier in y-Richtung abgesetzten Inseln entsprechen den vier Fluktuationsmoden in Abbildung 8.19, bei dem sich der Grundverlauf der Messung mehrmals auf jeweils höherem Niveau wiederholt. Dieses ungewöhnliche Verhalten wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

Die Zickzack-Bewegung des Strahls in y-Richtung

In diesem Abschnitt wird der Effekt, daß die Fluktuationen in y-Richtung in vier verschiedenen Nebenmoden auftreten, untersucht. Der Grund für diese ist, daß sich der Strahl in y-Richtung im Zickzack hin und her bewegt. Abbildung 8.21 zeigt für eine solche Meßreihe die x- und y-Position des Protonstrahls über einen Zeitraum von 90 s.

Die x-Position bewegt sich stochastisch innerhalb eines Bereichs von 5 µm,

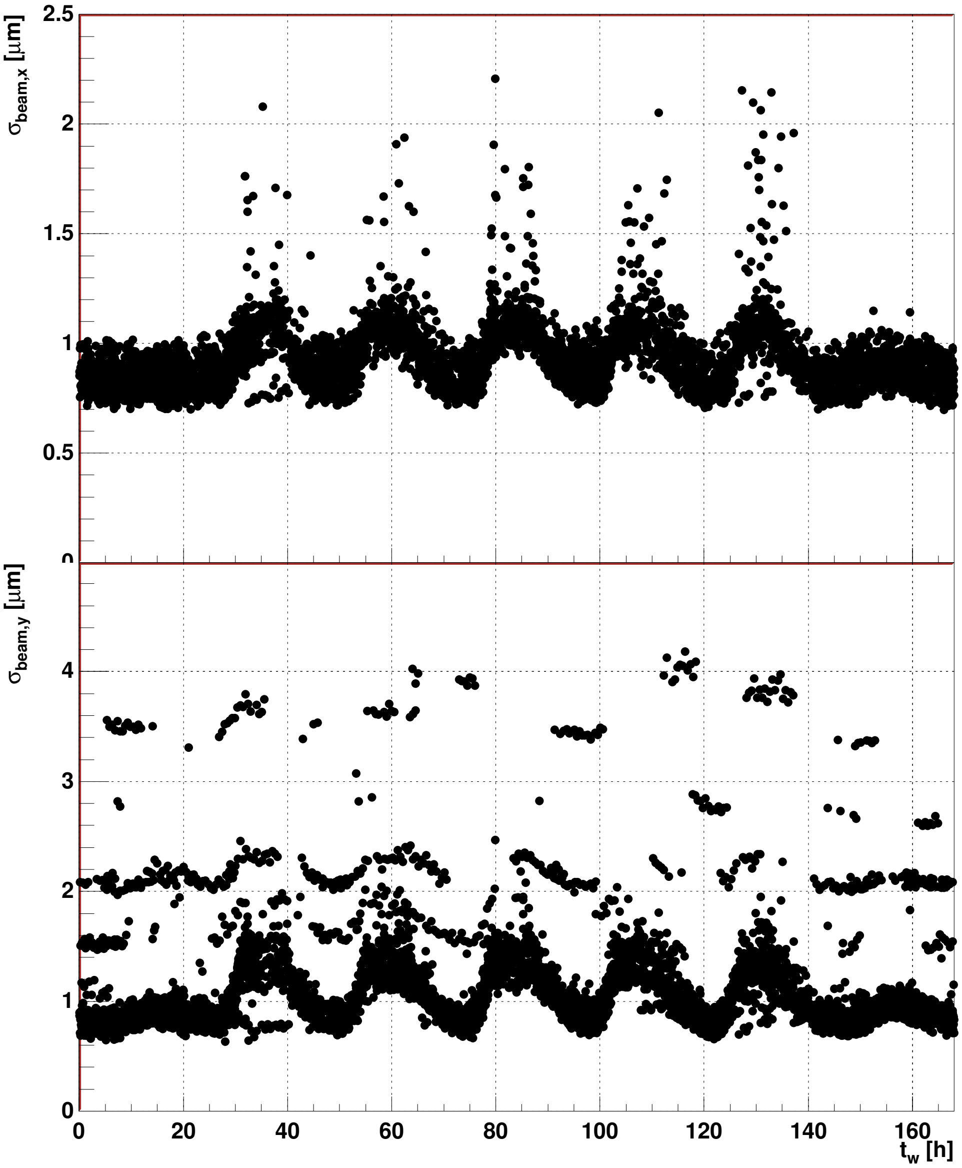


Abbildung 8.19: Strahlpositionsschwankungen in Abhängigkeit von der Uhrzeit für eine Woche. Sonntag 0:00 entspricht 0 h. Oben: x-Richtung. Unten: y-Richtung.

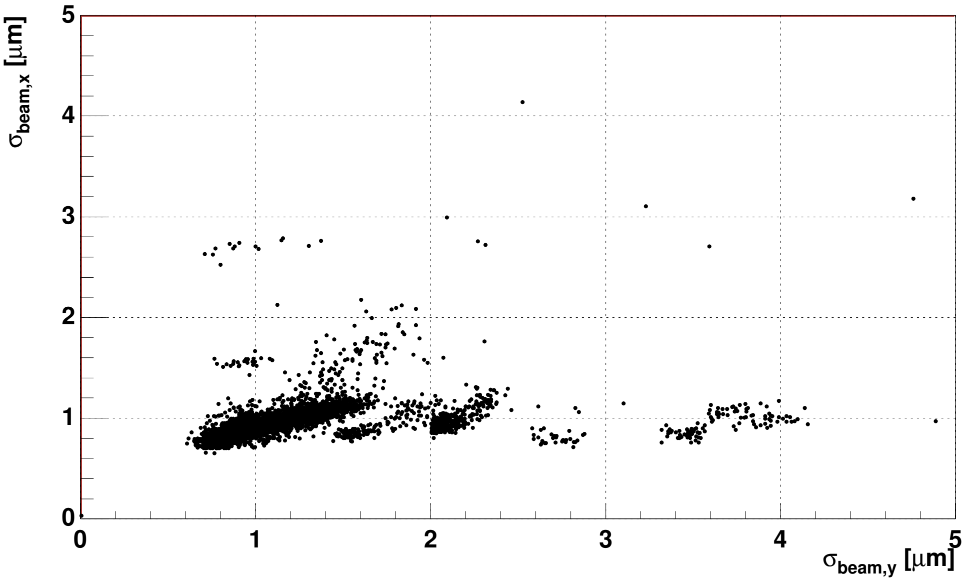


Abbildung 8.20: Korrelation der Fluktuationen der Strahlposition in x- und y-Richtung.

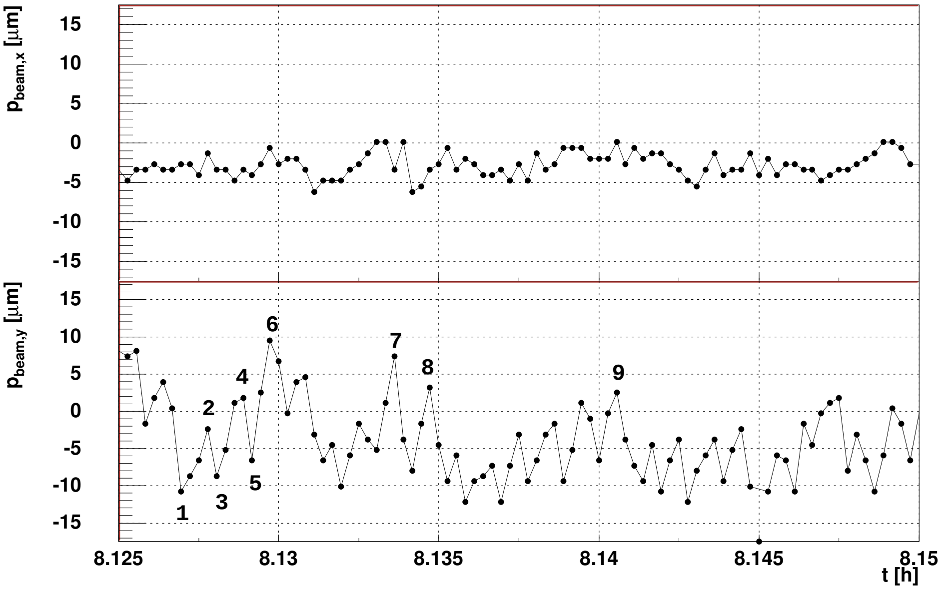


Abbildung 8.21: Beispiel für einen unüblichen Fluktuationsmodus der Strahlposition in y-Richtung. Oben: Strahlposition in x-Richtung in Abhängigkeit von der Zeit. Unten: Strahlposition in y-Richtung in Abhängigkeit von der Zeit. Dargestellt sind die fortlaufenden Einzelmessung, die durch Linien verbunden wurden. Die Messungen werden sekündlich durchgeführt und sind nicht absolut geeicht.

welches gut mit einer Fluktuationsbreite von etwa 1 µm übereinstimmt. Im normalen Fall müßte die Meßreihe für die y-Richtung ebenfalls so aussehen. Jedoch sieht man, daß sich diese in einem Bereich von 20 µm im Zickzack hin und her bewegt. Fängt man z. B. bei Punkt 1 in der Abbildung an, so bewegt sich der Strahl die folgenden drei Messungen fast linear zu positiven Werten hin. Bei Punkt 2 kehrt sich die Bewegungsrichtung um und bei Punkt 3 folgt wieder eine Bewegung mit fast konstanter Geschwindigkeit zu positiven Werten. Dies setzt sich so weiter fort bis Punkt 6. In diesem Beispiel erfolgte die Bewegung zu negativen Werten immer nur in einem Schritt; aber auch für diese Richtung gibt es Beispiele, bei denen die Bewegung länger andauert: z. B. bei den Punkten 7, 8 und 9. Im Vergleich zu den üblichen stochastischen Änderungen der Position, die $\lesssim 1$ µm betragen sind die systematischen mit $\gg 2$ µm viel größer.

Dieses Verhalten hat einen signifikanten Einfluß auf die Differenzenverteilung der Position, die zur Berechnung der Fluktuationsbreite benutzt wird. Falls die Strahlposition—wie üblicherweise—um einen festen Wert gaußförmig mit einer Breite w fluktuiert, so ist die Verteilung der Differenzen ebenfalls gaußverteilt. Der Zentralwert dieser Verteilung ist Null. Ist die mittlere Position jedoch nicht fest, sondern bewegt sich gleichförmig in eine Richtung, so erhält man eine Differenzenverteilung mit der selben Breite, jedoch mit einem von Null verschiedenen Zentralwert. Dieser hängt von der Richtung und Geschwindigkeit der Bewegung ab. Bewegt sich der Strahl z. B. in die andere Richtung, so verschiebt sich die Differenzenverteilung auch in die andere Richtung.

Dieses kann nun auf die Zickzack-Bewegung des Strahl übertragen werden. Sei v_Z die Geschwindigkeit dieser Bewegung und $v_w = \frac{w}{\text{Meßintervall}}$ eine, die sich aus der Breite der Positionsverteilung ergibt. Für $v_z < \sqrt{2}\cdot v_w$ ist die Differenzenverteilung kaum beeinflußt. Für größere Werte fängt sie an, sich zunächst zu verbreitern und für $v_z > 2 \cdot v_w$ sind zwei separate Gaußverteilungen klar zu erkennen. Dieses Verhalten wurde mit einer Simulation überprüft und bestätigt.

Aus der Abbildung 8.21 können die oben eingeführten Geschwindigkeiten abgeschätzt werden: Aus den x-Positionen folgt $v_w \approx 1$ µm/s und aus den y-Positionen $v_z \approx 5$ µm/s. Damit erwartet man, daß die Differenzenverteilung nicht gaußförmig, sondern verbreitert ist.

Abbildung 8.22 zeigt die Differenzenverteilung für die 30 minütige Meßreihe, aus der Abbildung 8.21 einen kleinen Ausschnitt zeigt. Man erkennt, daß die Verteilung wie erwartet nicht gaußförmig ist und daß sich zwei Häufungspunkte ausbilden.

Da vier definierte Nebenmoden für diese Zickzack-Bewegung existieren, folgt, daß die Geschwindigkeit dieser Bewegung nicht willkürlich ist, sondern daß sie vier verschiedene Werte annehmen kann. Was die Ursache für diese Bewegung ist, wurde nicht weiter untersucht. Dennoch ist sie für die Steuerung von Bedeutung, da sie—wie in Abbildung 8.21 zu sehen ist—hohe Geschwindigkeiten von bis zu 10 µm/s erreicht und mit einer Periodizität von einigen Sekunden liegt sie in

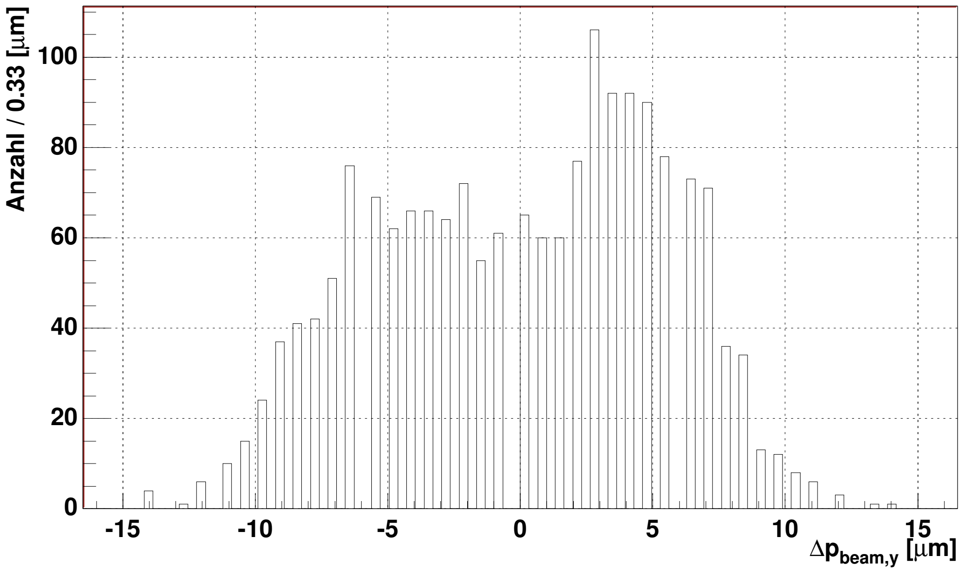


Abbildung 8.22: Beispiel für die Differenzenverteilung für einen unüblichen Fluktuationsmodus der Strahlposition in y-Richtung.

einem Bereich, in dem die Automatik darauf reagiert. Das hat zur Folge, daß Drähte, die in vertikaler Richtung geregelt werden, einer schwierigeren Situation ausgesetzt sind.

Für die weiteren Analysen, die sich auf die statistischen Strahlfluktuationen konzentrieren, sind die Messungen mit diesen systematischen Effekten störend. Sie können jedoch ausselektiert werden, indem an die Differenzenverteilung eine Gaußkurve angepaßt und gefordert wird, daß ihr χ^2/n_f besser als 2.5 ist und daß $\sigma_{beam,x} < 1.5\,\mu\mathrm{m}$ und $\sigma_{beam,y} < 1.8\,\mu\mathrm{m}$ sind.

Die statistischen Strahlfluktuationen

Für die weiteren Betrachtungen erweist es sich als zweckmäßig, sich nur auf eine Meßperiode zu konzentrieren. Wegen der besten Statistik wird dafür die Meßperiode 2k gewählt. Die Ergebnisse in den anderen Perioden sind vergleichbar.

Um nur die statistischen Fluktuationen zu betrachten, werden die Daten mit den im vorherigen Abschnitt hergeleiteten Selektionskriterien ausgewählt. In Abbildung 8.23 sind die Histogramme dieser Strahlfluktuationen dargestellt. Die Verteilung der y-Fluktuationen zeigt, daß sich diese bei zwei Werten häufen. Die Fluktuationen bei etwa 0.9 μm entsprechen dem Ruhewert in Abbildung 8.19. Die mit einer Breite von 1.4 μm können auf Umweltlärm zurückgeführt werden. In der Verteilung der x-Fluktuationen sind sie als Schulter zu erkennen. Im Ruhezustand fluktuiert der Strahl in beiden Richtungen mit einer mittleren Breite

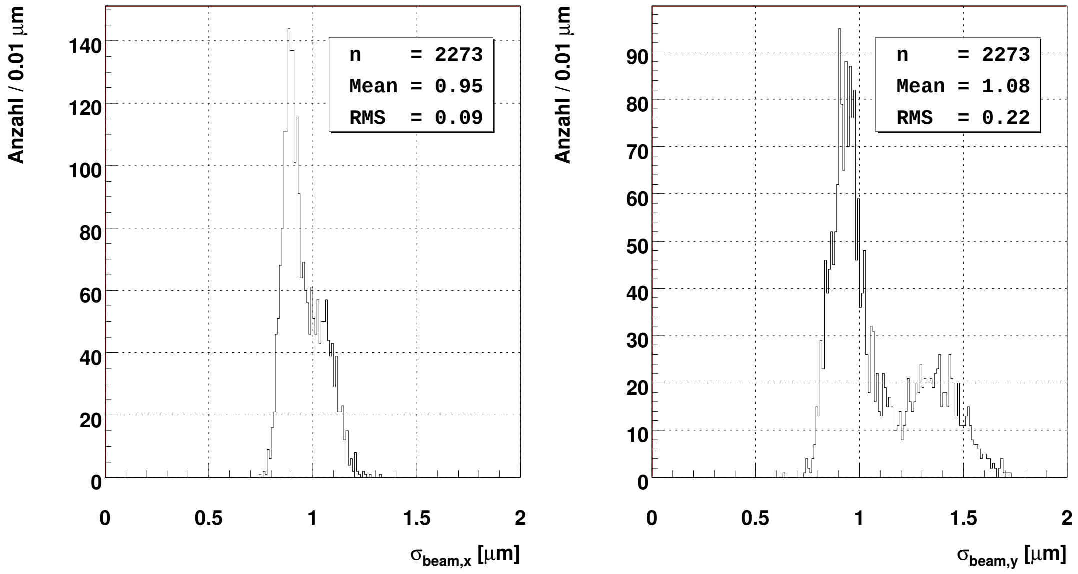


Abbildung 8.23: Fluktuationen der Strahlposition in der Meßperiode 2k. Links: x-Richtung. Rechts: y-Richtung.

von etwa 0.9 µm.

Abbildung 8.24 zeigt die Abhängigkeit der x- von den y-Fluktuationen. Sie weisen einen linearen Zusammenhang auf. Eine Anpassungsgerade liefert für das mittlere Verhalten:

$$\begin{aligned} \sigma_{beam,x} &= (0.567 \pm 0.005)\,\mu\mathrm{m} + (0.359 \pm 0.004) \cdot \sigma_{beam,y} \\ \text{mit} \quad \chi^2/n_f &= 1.7 \end{aligned} \tag{8.6}$$

Das heißt die Fluktuationen in x-Richtung wachsen weniger als halb so schnell wie die in y-Richtung.

8.3.5 Abhängigkeit der Ratenbreite von den Strahlfluktuationen

Nachdem die Fluktuationen der Strahlposition verstanden sind, wird ihr Einfluß auf die Ratenbreite untersucht. Da aber horizontale und vertikale Drähte jeweils auf Fluktuationen in verschiedenen Richtungen sensitiv sind und außerdem für jeden Draht andere Drahtformen und Materialien eingesetzt wurden, muß die Analyse getrennt für jeden Draht durchgeführt werden. Sie wird exemplarisch nur am i2-Draht in 2k vorgestellt, da dieser die beste Statistik aufweist und die Ergebnisse vergleichbar sind.

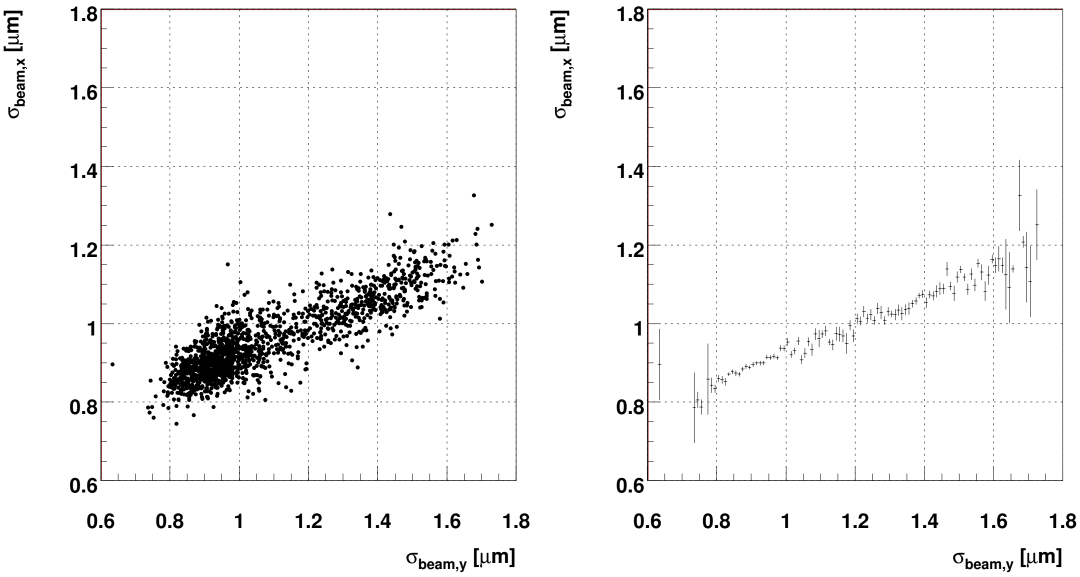


Abbildung 8.24: Korrelation der Fluktuationen der Strahlposition in x- und y-Richtung. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.01µm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

Die Abbildung 8.25 zeigt die Ratenbreite in Abhängigkeit von den Strahlpositionsfluktuationen in x-Richtung. Insbesondere fällt auf, daß sich die Meßreihe in zwei Bereiche aufteilt, in denen die Ratenbreite unterschiedlich stark auf Strahlschwankungen reagiert. Die Grenze zwischen beiden Bereichen liegt bei etwa 0.9 µm. In beiden Bereichen hängt die Ratenbreite linear von den Strahlschwankungen ab.

Der Bereich $\lesssim 0.9$ µm ist der ohne und der Bereich $\gtrsim 0.9$ µm mit Umweltlärm. Man sieht, daß die Ratenbreite sehr sensitiv auf Umweltlärm reagiert. Daß dieses Verhalten nicht durch die Steuerung verursacht wird, belegt Abbildung 8.5, in der dieselbe Messung für Fixed-Wire-Runs dargestellt ist. Die Sensitivität ist in beiden Fällen vergleichbar. Aufgrund des niederfrequenten Anteils des Umweltlärms kann dieser Bereich nicht als rein statistisch angenommen werden, anders als der Bereich $\lesssim 0.9$ µm. In diesem Bereich liefert eine lineare Anpassungsrechnung:

$$\begin{aligned} \sigma_s &= (-1.5 \pm 1.6)\,\% + (7.9 \pm 1.8)\,\%/\mu\mathrm{m} \cdot \sigma_{beam,x} \\ \text{mit} \qquad \chi^2/n_f &= 0.7 \end{aligned} \tag{8.7}$$

Das heißt einen Anstieg der Ratenbreite von 8 % pro µm Anstieg der Strahlfluktuationen. Die obige Anpassungsgerade ist im Rahmen der Fehler eine Nullpunktsgerade. Das deutet darauf hin, daß die Ratenfluktuationen nur von der Kantensteilheit der Protondichte und den Positionsfluktuationen des Strahls be-

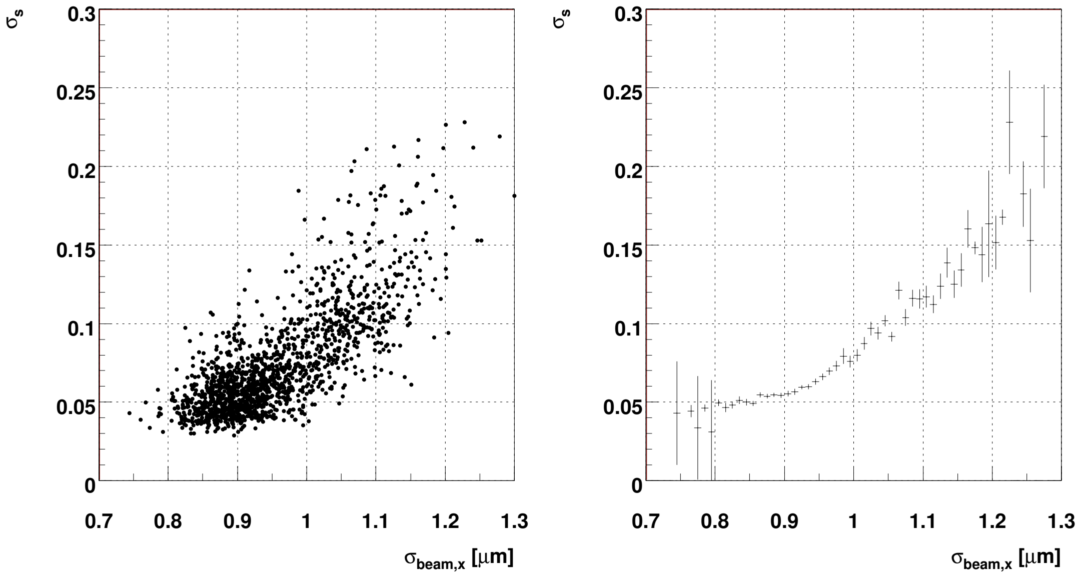


Abbildung 8.25: Ratenfluktuationen in Abhängigkeit von den Strahlfluktuationen für den i2-Draht in 2k. Links: Darstellung der Einzelmessungen. Rechts: Zugehöriges Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 0.01 µm. Die dargestellten Fehler sind Fehler des Mittelwerts.

stimmt sind. Damit läßt sich die Steilheit an der Strahlkante zu 8 %/µm abschätzen; das entspricht etwa der Verdopplung der Rate auf 10 µm. Dieses Ergebnis soll im nächsten Abschnitt mit einer direkten Messung überprüft werden.

8.4 Die Stufenfunktionsmessung

Im vorherigen Abschnitt wurde die Steilheit der Strahlkante über die Abhängigkeit der Ratenbreite von den Strahlpositionsfluktuationen bestimmt. In diesem soll nun versucht werden, die Kantensteilheit mit einem direkten Experiment zu messen. Hierfür werden die Stufenfunktionsmessungen benutzt, die in Abschnitt 6.4 beschrieben wurden. Abbildung 8.26 zeigt als Beispiel eine einzelne Stufenfunktion aus einer solchen Meßreihe.

Bei dieser betrug die Schrittweite 35 µm zum Strahl und wurde zum Zeitpunkt $t = 0$ angefordert. Obwohl sich zu diesem Zeitpunkt kein Draht im Automatikbetrieb befindet, läuft der zugehörige Prozeß mit höchster Priorität weiter und liest z. B. Raten aus oder prüft, ob Notfallsituationen vorliegen. Der Fahrbefehl kann erst nach Beendigung seines Zyklus, welcher maximal 0.08 s dauert, abgeschickt werden. Die Übertragung zum Kontroller dauert ca. 0.01 s und die Berechnungen auf dem Kontroller nehmen 0.003 s in Anspruch. Die reine Fahrzeit für einen

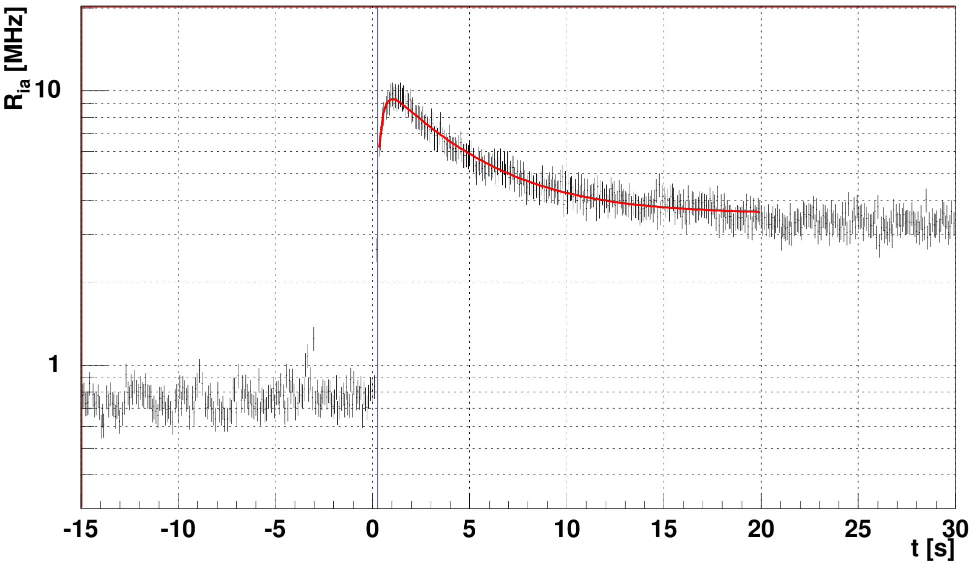


Abbildung 8.26: Beispiel für eine einzelne Stufenfunktion mit einer Schrittweite von 35 µm zum Strahl. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird der Fahrbefehl angefordert und ist bei $t = 0.25$ s (blaue Linie) abgeschlossen. Die Fehler wurden zu 10 % abgeschätzt. In rot ist eine Anpassungskurve dargestellt.

Schritt von 35 µm beträgt 0.16 s, womit der Draht nach $t_0 \approx 0.25$ s seine neue Position am Strahl annimmt. Ab diesem Zeitpunkt fängt die eigentliche Messung erst an. Er ist in der Abbildung durch einen senkrechten Strich dargestellt.

Da sich das Target in diesem Beispiel in Regionen höherer Protonendichte bewegt hat, sieht man zum Zeitpunkt $t = t_0$ ein sprungartiges Ansteigen der Rate auf den Wert R_0. Danach setzt sich der Ansteig jedoch weiter fort, um dann nach ca. 2 s exponentiell abzufallen. Der Abfall ist ist wiederum erwartet, da der neue Phasenraum durch das Target entvölkert wird und sich ein neues Gleichgewicht erst einstellen muß. Der kontinuierliche Anstieg, der in einem Überschwinger resultiert, ist hingegen unerwartet und deutet darauf hin, daß zwischen Target und Strahl ein weiterer dynamischer Prozeß vorhanden ist. Er läßt sich ebenfalls durch eine Exponentialkurve beschreiben. In Abbildung 8.26 ist eine Anpassungskurve, die aus zwei Exponentialfunktionen besteht, eingezeichnet. Sie kann den Kurvenverlauf gut wiedergeben. Das hier beschriebene Verhalten kann sowohl für Schritte zum Strahl, als auch von ihm weg beobachtet werden.

8.4.1 Simulationsergebnisse

In [Jag98] wurden Protonen im HERA-Speicherring—inklusive Target—mit einem Einteilchen-Tracking-Algorithmus simuliert. Der Algorithmus beginnt da-

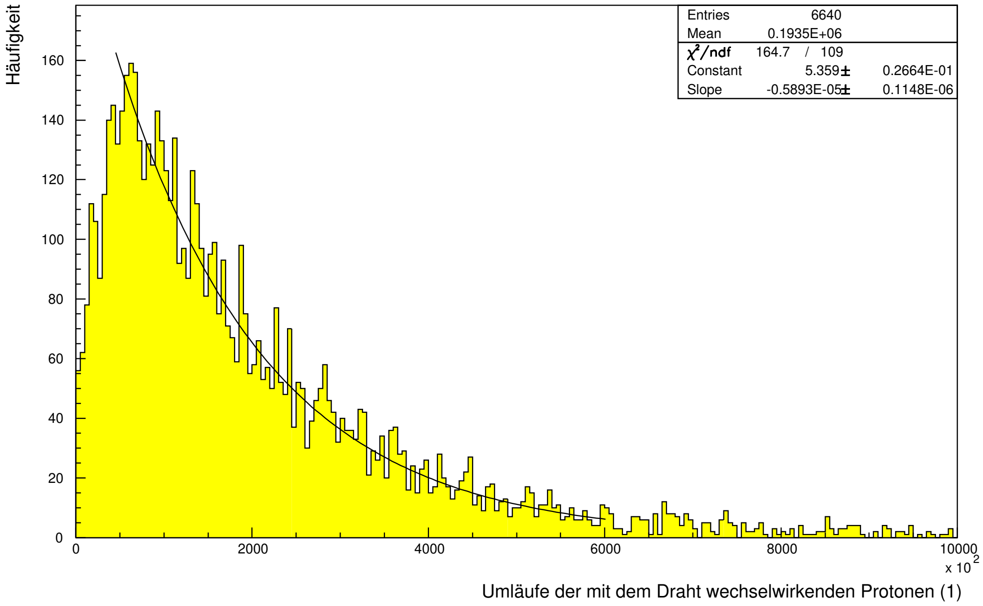


Abbildung 8.27: Simulation der Stufenfuktionsmessung mit einem Einteilchen-Tracking Algorithmus. Ein Umlauf entspricht 21.12 µs. [Jag98, Abb. 5.7]

mit, daß ein Proton in den Phasenraum des Targets eintritt. Dann wird unter anderem gezählt, nach wievielen Umläufen das Proton inelastisch mit dem Target wechselwirkt. Dieses Histogramm ist in Abbildung 8.27 dargestellt. Sein Verlauf entspricht dem Ratenverlauf in Abbildung 8.26. Auch hier wechselwirken die meisten Protonen erst nach ≈ 2 s. Das heißt, der Ratenverlauf ist das Resultat des Zusammenspiels schon bekannter physikalischer Gesetze. Das soll im folgenden genauer untersucht und ein Modell erarbeitet werden.

8.4.2 Modell für die Stufenfunktionsmessung

Die Idee zum Modell stammt aus der Einteilchen-Tracking-Simulation. Protonen, die neu in den Phasenraum des Targets eintreten, haben zunächst nur eine kleine Wahrscheinlichkeit, das Target zu treffen. Dieses wird durch die kleine Anzahl von Wechselwirkungen innerhalb der ersten zwei Sekunden belegt. Sie unterliegen hier jedoch auch einem Prozeß, der sie in einen weiteren Phasenraum transportiert. In diesem haben sie eine höhere Treff-Wahrscheinlichkeit mit dem Target. Das ist der eigentliche Phasenraum, in dem die Protonen die Wechselwirkungsrate erzeugen und dabei aus dem Strahl entfernt werden. Daher nimmt die Anzahl der Wechselwirkungen nach ≈ 2 s wieder ab. Dieser zweite Phasenraum kann als der Strahl-Halo identifiziert werden.

Das bedeutet, daß zwischen dem Phasenraum des Strahl und dem des Halo ein weiterer existiert, in dem sich die Protonen bis zu etwa 1–2 s aufhalten. Die Frage ist nun, wodurch dieser gekennzeichnet ist. Abbildung 2.6 zeigt verschiedene Parametrisierungen für die Driftgeschwindigkeit der Protonen in Abhängigkeit von ihrer Betatronamplitude. Bei üblichen Targetpositionen von 4–5 σ kann sie mit 10^{-3}–$10^{-4}\,\sigma/\mathrm{s}$ abgeschätzt werden. Das heißt, Protonen, die an der Drahtkante in den Phasenraum des Targets eintreten, ändern ihre Betatronamplitude innerhalb der nächsten Sekunden nicht. In Abbildung 2.7 befinden sich diese Protonen auf der Ellipse zwischen Strahl und Target, die daher einen minimalen Überlapp mit dem Target hat. Die Wahrscheinlichkeit, an dieser Stelle das Target zu treffen, ist also sehr klein. Nach Abbildung 2.8 kann sie mit $\lesssim 10^{-4}$ abgeschätzt werden. Das bedeutet, die Protonen wechselwirken in diesem Phasenraum zunächst nicht mit dem Target; erst nachdem sie $\mathcal{O}(10^4)$ mal in HERA umgelaufen sind, ist die Gesamtwahrscheinlichkeit das Target getroffen zu haben in der Größenordnung $\mathcal{O}(1)$. Das ist bei HERA nach $\mathcal{O}(1\,\mathrm{s})$ der Fall.

Wenn das Proton nun das Target trifft, wird es vielfachgestreut und da es sich auf der kleinsten Ellipse an der inneren Drahtkante befindet, kann es nur nach außen gestreut werden. Es vergrößert damit seine Betatronamplitude (siehe Abbildung 2.7). Für ein 500 µm langes Aluminium-Target entspricht das einer Aufweitung der Betatronamplitude um $\approx 0.0014\,\sigma$. Nach diesem Sprung nach außen befindet sich das Proton in einem Bereich, in dem die Treff-Wahrscheinlichkeit mit dem Draht mindestens eine Größenordnung größer ist als vor der Wechselwirkung. Damit hat es den Phasenübergang in den eigentlichen Halo gemacht. Hier hält es sich nun solange auf, bis es entweder mit dem Target wechselwirkt oder an der Aperturbegrenzung verloren geht. Das Verhältnis zwischen beiden Verlustmechanismen ist die Targeteffizienz ϵ_t. Der quantitative Ausdruck für die Protonanzahl im Halo, zu der die Wechselwirkungsrate proportional ist, soll im folgenden hergeleitet werden.

8.4.3 Mathematische Beschreibung der Stufenfunktionen

Abbildung 8.28 zeigt das Ablaufdiagramm des oben besprochenen Modells. N_S ist die Anzahl von Protonen im Strahl, aus dem mit der Rate γ Protonen an die Drahtkante diffundieren. In erster Näherung sollen N_S und γ als konstant angenommen werden. An der Drahtkante können die Protonen mit einer Wahrscheinlichkeit von c mit dem Target wechselwirken und den Phasenraum verlassen. Der Teilchenfluß in den Halo beträgt dann $c \cdot N$. N_H ist die Anzahl der Protonen im Halo. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton diesen verläßt beträgt c_H und damit die Proton-Verlustrate $c_H \cdot N_H$.

Die Verlustrate und damit Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton den Halo verläßt, muß nicht ausschließlich vom Zusammenspiel zwischen Target und Strahl bestimmt sein. Z. B. können auch Kollimatoren der dominierende Faktor sein. Aus der Verlustrate $c_H \cdot N_H$ erhält man die Wechselwirkungsrate:

$$R_{ia} = \epsilon_t \, c_H \, N_H \tag{8.8}$$

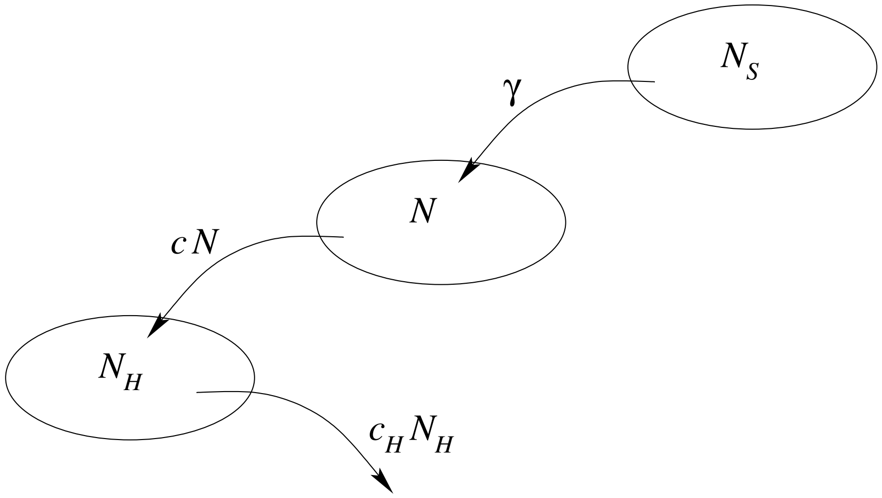


Abbildung 8.28: Ablaufdiagramm Target-Strahl Wechselwirkung. N_S: Anzahl der Protonen im Strahl. N: Anzahl der Protonen an der Drahtkante. N_H: Anzahl der Protonen im Halo. c, c_H: Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit. γ: Teilchenrate.

Für die Änderung der Protonanzahl an der Drahtkante dN gilt:

$$dN(t) = -c\,N(t)\,dt + \gamma\,dt \tag{8.9}$$

Analog gilt für den Halo:

$$dN_H(t) = -c_H\,N_H(t)\,dt + c\,N(t)\,dt \tag{8.10}$$

Mit den Anfangsbedingungen $N(t_0) = N_0$ und $N_H(t_0) = N_{H,0}$ lassen sich diese Differentialgleichungen nach [BS91] lösen. Man erhält für die Halopopulation:

$$N_H(t) = \begin{cases} \frac{\gamma}{c_H} + \frac{c\,N_0-\gamma}{c_H-c} e^{-c\,(t-t_0)} + \left(N_{H,0} - \frac{c}{c_H}\frac{c_H\,N_0-\gamma}{c_H-c}\right)\, e^{-c_H\,(t-t_0)} & \text{für } c \neq c_H \\ \frac{\gamma}{c} + \left((N_{H,0} - \frac{\gamma}{c}) + (c\,N_0 - \gamma)\cdot(t-t_0)\right)\, e^{-c\,(t-t_0)} & \text{für } c = c_H \end{cases} \tag{8.11}$$

Diese Gleichung besteht tatsächlich aus zwei Exponentialfunktionen und kann damit die Stufenfunktionen gut beschreiben. Auch der Spezialfall $c = c_H$ kann einen großen Teil der Kurven gut wiedergeben. Jedoch weicht bei größeren Schrittweiten die Anpassungsgerade vom wahren Kurvenverlauf teilweise erheblich ab. Der allgemeine Fall $c \neq c_H$ kann an alle Stufenfunktionen angepaßt werden.

Diskussion der Parametrisierung

Für $t \to \infty$ ist die Wechselwirkungsrate proportional zur Diffusionsrate der Protonen aus dem Strahl:

$$\lim_{t\to\infty} R_{ia}(t) = R_\infty = \epsilon_t\,\gamma \tag{8.12}$$

Zum Zeitpunkt t_0 gilt:

$$R_{ia}(t_0) = R_0 = \epsilon_t \, c_H \, N_{H,0} \tag{8.13}$$

Es sei noch erwähnt, daß bei einer signifikanten Anzahl von Stufenfunktionen auch andere Kurvenverläufe auftreten. Bei ihnen fehlt entweder der sprungartige oder kontinuierliche Anstieg oder der nachfolgende Abfall ist nicht ausgeprägt. Das heißt, der Überschwinger bildet sich auch nicht in jedem Fall aus. Sie können jedoch als Spezialfälle des oben genannten Kurvenverlaufs beschrieben werden. Ihr Auftreten hängt von der Messung und von den Schrittweiten ab. Je größer die Schrittweiten jedoch sind, desto besser bilden sich die beiden Exponentialkurven aus.

8.4.4 Auswertung der Stufenfunktionen

Die dargestellten Ergebnisse benutzen nur Messungen mit dem i2-Target, da nur für dieses gute Stufenfunktionen mit ausreichender Statistik vorliegen. An jede Stufenfunktion wurde die Funktion $R_{ia}(t)$ aus Gleichung 8.8 angepaßt. Für $N_H(t)$ wurde die allgemeine Parametrisierung in Gleichung 8.11 gewählt. Es wurde verlangt, daß das χ^2/n_f der jeweiligen Anpassungsgerade besser als drei ist.

In Abbildung 8.29 ist links R_0 gegen die Schrittweite für Ausgangsraten von 1 MHz, 2 MHz und 5 MHz dargestellt. Positive Schrittweiten bedeuten Hineinfahren, negative Herausfahren des Targets. Man kann für jede Ausgangsrate einen exponentiellen Zusammenhang erkennen. Das heißt, daß der Strahl in der Nähe des Targets ein exponentielles Profil hat. Das wiederum bedeutet, falls die Messungen auf ihre Ausgangsraten normiert werden, müssen sie zusammenfallen. Dazu wird für jede Stufenfunktion individuell ihre Ausgangsrate R_b 1.5 s vor dem Schritt gemessen. Abbildung 8.29 zeigt rechts R_0/R_b. Wie erwartet ist die Breite der Verteilung deutlich reduziert und die Messungen liegen gut übereinander.

In Abbildung 8.30 ist das Profil-Histogramm des normierten Ratensprungs in Abhängigkeit von der Schrittweite dargestellt. An den Bereich $s = [-20, 50]$ µm wurde eine Exponentialkurve angepaßt, die die Verteilung gut wiedergeben kann. Die Konstante der Anpassungsgeraden beträgt erwartungsgemäß 1.00 ± 0.04 und der Exponent (0.057 ± 0.002) /µm. Das bedeutet, daß sich die Rate bei einem 20 µm-Schritt verdreifacht.

Für R_∞ findet man das gleiche Verhalten als Funktion der Schrittweite s wie für R_0. Der Exponent ist mit (0.046 ± 0.002) /µm etwas kleiner. Auch die maximale/minimale Rate R_{max} bei Überschwingern weist ein exponentielles Verhalten auf. Der Exponent beträgt hierbei (0.068 ± 0.001) /µm, welches einer Verdopplung der Rate bei einem 10 µm Schritt entspricht.

In Abschnitt 8.3.5 wurde die Kantensteilheit über die Ratenbreite in Abhängigkeit von den Strahlfluktuationen bestimmt. Dort wurde gemessen, daß sich die Rate bei einem 10 µm Schritt um einen Faktor zwei ändert. Diese Ergebnisse stimmen mit denen aus diesem Abschnitt gut überein.

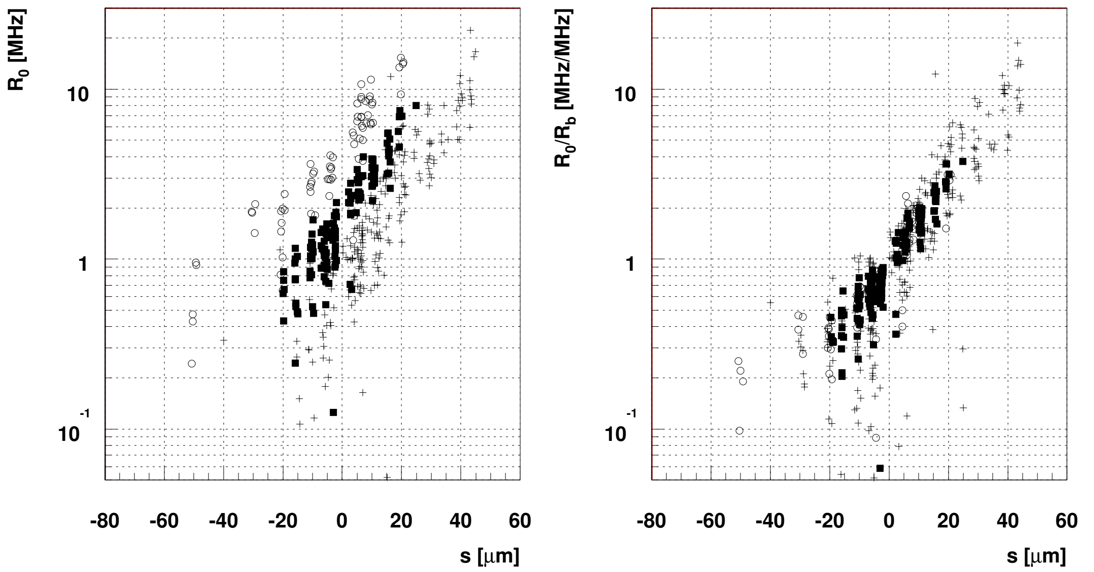


Abbildung 8.29: Abhängigkeit des Ratensprungs von der Schrittweite. Messungen mit verschiedenen Ausgangsraten sind mit unterschiedlichen Zeichen markiert: Kreuze: 1 MHz. Rechtecke: 2 MHz. Kreise: 5 MHz. Links: Absolutwerte. Recht: Normiert auf die Ausgangsrate.

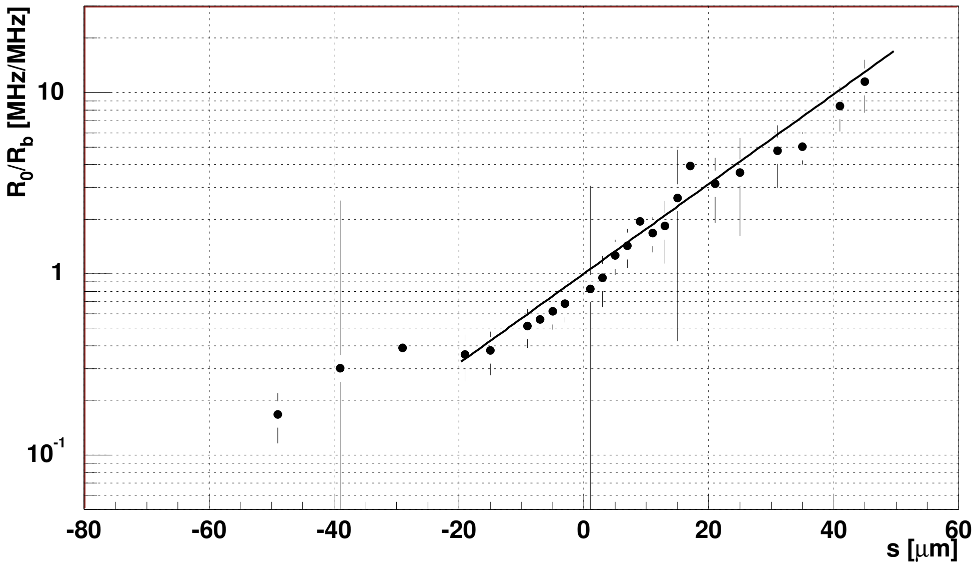


Abbildung 8.30: Abhängigkeit des Ratensprungs von der Schrittweite. Profil-Histogramm mit einer Quantisierung von 2 µm. Die dargestellten Fehler geben die Breite der Verteilung wieder.

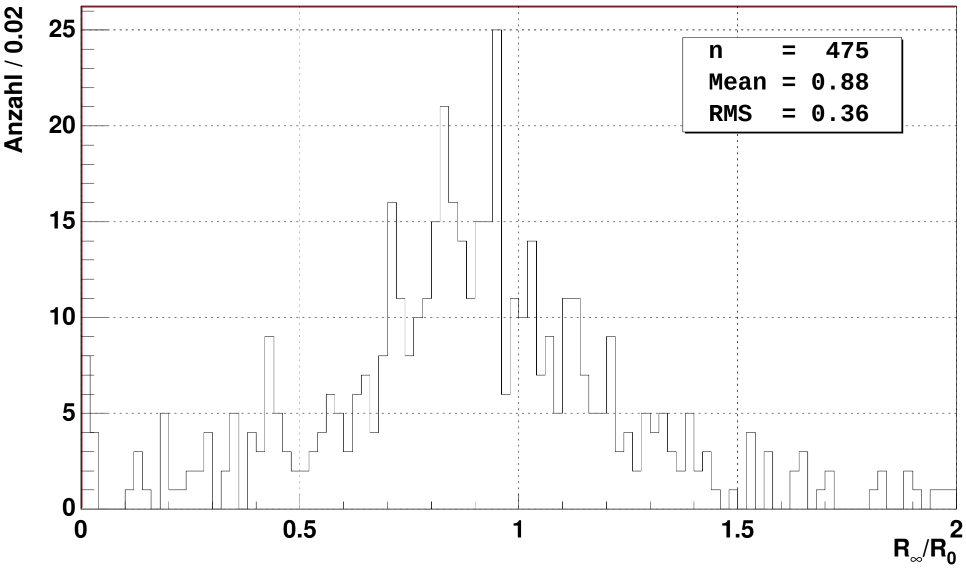


Abbildung 8.31: Verhältnis der Rate bei $t = \infty$ und $t = t_0$.

Abbildung 8.31 zeigt das Verhältnis der Rate bei bei $t = \infty$ und $t = t_0$. Die Verteilung ist um ≈ 1 zentriert, was bedeutet, daß $R_\infty \approx R_0$ ist. Dieses ist nach Gleichung 8.11 der Fall, wenn $\gamma \approx c_H\, N_H$ ist, was man im Gleichgewichtszustand erwarten würde. Die Meßmethode beruht darauf, daß sich vor dem Schritt das System Draht-Strahl im Gleichgewicht befindet. Diese Messung zeigt, daß dies tatsächlich der Fall ist.

In Abbildung 8.32 ist für Messungen, bei denen Überschwinger auftreten, rechts das Verhältnis R_{max}/R_0 für Bewegungen zum Strahl und links das Verhältnis R_0/R_{max} für Bewegungen weg vom Strahl dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Amplitude des Überschwingers im Mittel 1.5 bzw. 1.37 mal höher ist, als die Änderung der Rate bei $t = t_0$. Das heißt, nach dem sprunghaften Anstieg ändert sich die Rate noch kontinuierlich um etwa 40–50 %.

Abhängigkeiten der Stufenfunktionsparameter

Abbildung 8.33 zeigt links die Abhängigkeit der Zeitkonstante c von der Schrittweite. Die Target-Treffwahrscheinlichkeit von Protonen an der Drahtkante ist unabhängig von der Schrittweite und hat mit etwa 3/s einen erwarteten Wert. Die Wahrscheinlichkeit c_H, daß ein Proton den Halo verläßt, nimmt, je nachdem, ob Hinein- oder herausgefahren wird, einen anderen Wert an. Für das Herausfahren erhält man ≈ 1/s und das Hineinfahren ≈ 0.1/s. Dieses Verhalten kann man dadurch erklären, daß Protonen in dem Halo eine so hohe Diffusionsgeschwindigkeit haben, daß das Target, unabhängig wo es positioniert wird, keinen Einfluß

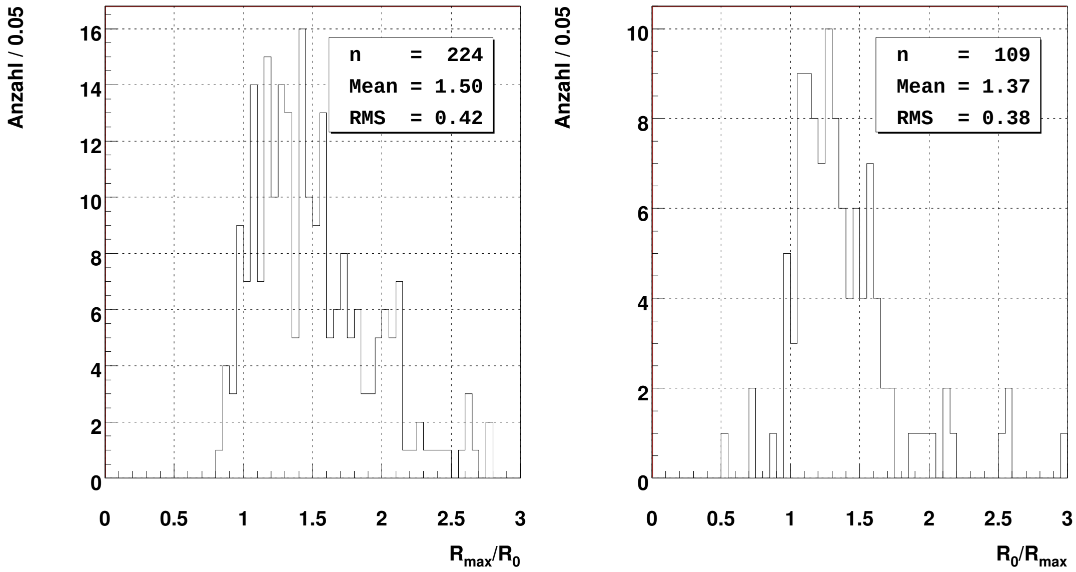


Abbildung 8.32: Verhältnis von R_0 und R_{max}. Links: Bewegung zum Strahl. Rechts: Bewegung weg vom Strahl.

auf den Verlustmechanismus im Halo hat. Bewegt es sich jedoch zum Strahl, ist das Gleichgewicht gestört und der Halo wird verstärkt bevölkert. Dadurch gehen relativ gesehen weniger Protonen verloren und die Verlustwahrscheinlichkeit sinkt.

Abschließend zeigt Abbildung 8.34 die Protonenanzahl an der Drahtkante und in dem Halo in Abhängigkeit von der Schrittweite. Sowohl in der Anzahl als auch in der Form gleichen sich beide Kurven sehr. An der Stelle des Targets befinden sich etwa 10^7–10^8 Protonen. Diese sind nötig, um bei einer Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit von $c_H = \mathcal{O}(1\,/\mathrm{s})$ und einer Targeteffizienz von $\mathcal{O}(10\,\%)$ eine Wechselwirkungsrate im Bereich einiger MHz zu erzeugen. Nach außen fällt die Protonenanzahl sehr steil um etwa eine Größenordnung je $20\,\mu$m exponentiell ab. Nach innen wird scheinbar ein Plateau erreicht. In Abbildung 8.35 ist dieser Bereich vergrößert dargestellt. Man erkennt, daß die Protonanzahl sehr wohl mit wachsender Nähe zum Strahl anwächst. Die Steigung ist jedoch hier viel geringer und liegt im Rahmen der Abhängigkeit der Wechselwirkungsrate von der Schrittweite: die Protonenanzahl erhöht sich um etwa einen Faktor 2 auf $10\,\mu$m. Der steile Abfall der Protondichte nach außen hingegen zeigt wie effektiv das Target als Kollimator arbeitet.

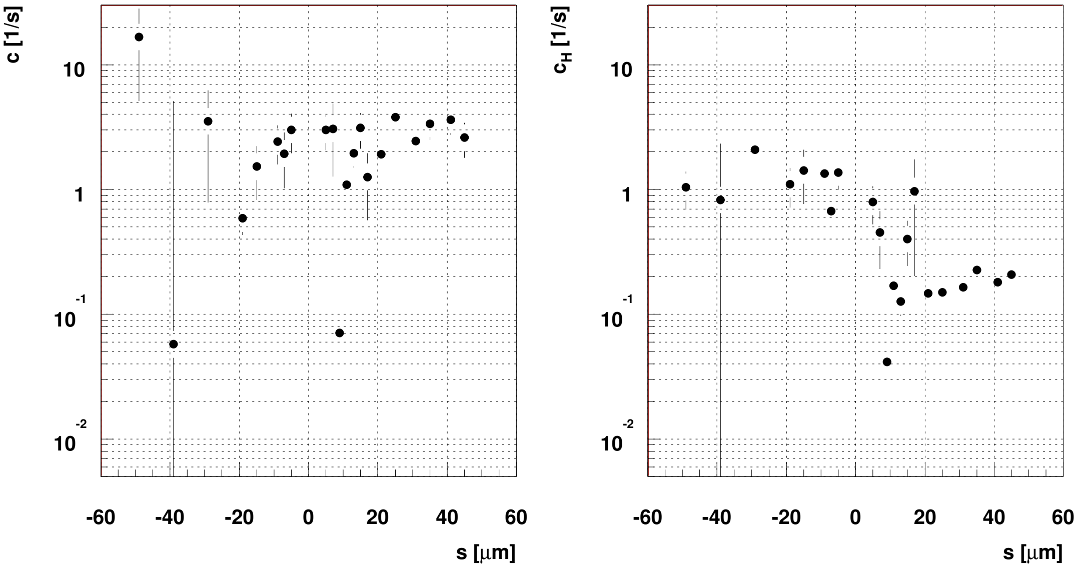


Abbildung 8.33: Zeitkonstanten der Stufenfunktionen in Abhängigkeit von der Schrittweite. Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von 2 μm. Links: c, Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit an der Drahtkante. Rechts: c_H, Verlustwahrscheinlichkeit im Halo.

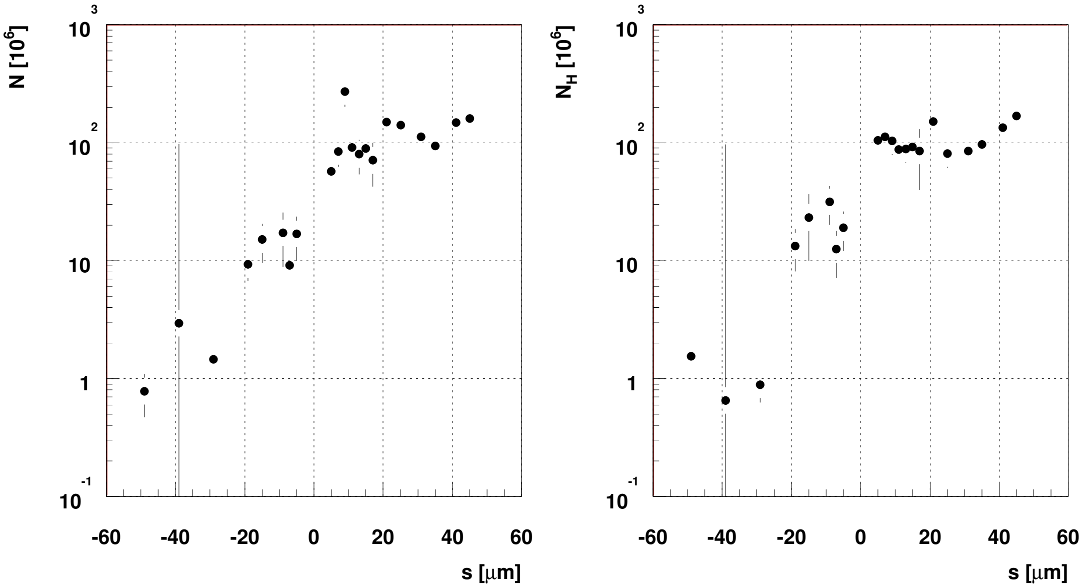


Abbildung 8.34: Protonanzahl an der Drahtkante und in der Halo in Abhängigkeit von der Schrittweite. Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von 2 μm. Links: Phasenraum der Drahtkante. Rechts: Halo.

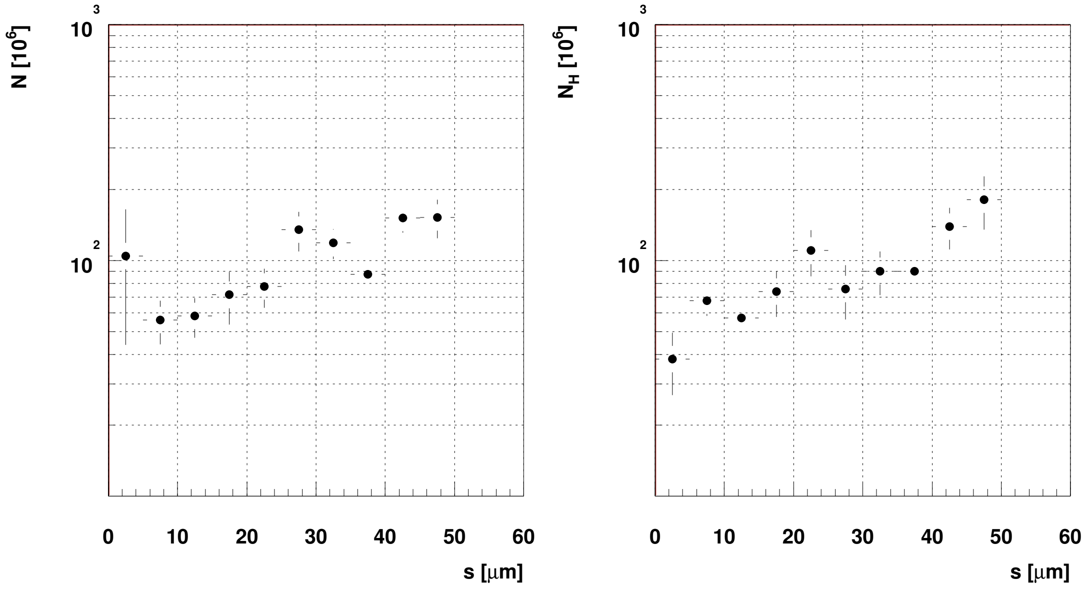


Abbildung 8.35: Protonanzahl an der Drahtkante und in der Halo in Abhängigkeit von der Schrittweite. Profil-Histogramme mit einer Quantisierung von 5 µm. Links: Phasenraum der Drahtkante. Rechts: Halo.

8.4.5 Schlußfolgerung

Mit den Stufenfunktionen kann die Dynamik zwischen Target und Strahl detailliert untersucht werden. Die Ergebnisse zeigen, daß Protonen einen Zwischenphasenraum passieren, bevor sie inelastisch mit dem Target wechselwirken. Die mathematische Beschreibung dieses Modells kann die Messungen gut wiedergeben.

Die Protondichte an der Stelle des Targets fällt exponentiell ab. Die hier gemessene Kantensteilheit stimmt mit der in Abschnitt 8.3.5 über die Ratenfluktuationen gemessenen überein. Das bedeutet, daß die intrinsische Ratenbreite im Betrieb nur von den Positionsschwankungen des Strahls bestimmt ist.

8.5 Beam Tail Shaping

Eine Möglichkeit, die Ratenstabilität des Targets zu verbessern, besteht darin, das Strahlprofil an der Stelle des Targets flacher zu machen. Damit haben Änderungen der Targetposition relativ zum Strahl einen kleineren Einfluß auf die Rate, was einen einfacheren Betrieb und kleinere Fluktuationen bedeutet. Es ist jedoch nicht wünschenswert, die transversalen Dimensionen des gesamten Strahl zu vergrößern, da sich sonst die ep-Luminosität verringert. Vielmehr will man nur den äußeren Bereich des gebunchten Strahls—den Halo—beeinflussen. Dieses

Vorgehen nennt man dann Beam Tail Shaping (BTS).

Voraussetzung für ein Gelingen des Beam Tail Shapings ist, daß eine nicht lineare Kraft auf die Strahlteilchen wirkt, da sie bei linearen Kräften ihren Phasenraum nicht verlassen.

In den vergangen Jahren wurden drei verschiedene Methoden ausprobiert, die von den HERA-Maschinenphysikern theoretisch erarbeitet, simuliert und in Zusammenarbeit mit HERA-B experimentell getestet wurden. Getestet wurde im Einzelnen das Beam Tail Shaping mit Hochfrequenz-Rauschen (RF-Rauschen), mit Dipol-Rauschen (Dipol-Kicks) und mit Quadrupol-Rauschen (Tune-Modulation). An verschiedenen Stellen existieren teilweise schon Veröffentlichungen, auf die ggf. hingewiesen wird. Insbesondere sei auf [ES96] hingewiesen, in dem die theoretischen Grundlagen erarbeitet und mit Simulationen abgesichert werden. Dort finden sich auch Hinweise auf weiterführende Literatur.

Dieser Abschnitt der vorliegenden Arbeit gibt einen Überblick über die gemeinsamen Anstrengungen und die Ergebnisse der Messungen. Die theoretischen Grundlagen werden hier nicht besprochen; statt dessen werden anschaulich die Ideen und Grundlagen der einzelnen Methoden dargelegt.

Zu den Messungen ist anzumerken, daß sie im Rahmen von speziellen Maschienenstudien durchgeführt wurden, bei denen typischerweise nicht die üblichen Betriebsbedingen vorherrschen.

8.5.1 HF-Rauschen

Bei Strahlanregung mit HF-Rauschen nutzt man die Tatsache aus, daß Teilchen mit Energieabweichung nicht auf der Sollbahn umlaufen. Ihre Ablage beträgt:

$$\Delta x = D(s)\,\frac{\Delta p}{p_0} \tag{8.14}$$

mit Δp der Abweichung vom Sollimpuls p_0. $D(s)$ kann mit der linearen Strahloptik berechnet werden.

Je größer die Verteilung der Abweichungen vom Sollimpuls ist, desto breiter ist der Strahl an Stellen, an denen $D(s) \neq 0$ ist. An der Stelle des Targets ist $D_x = 47\,\mathrm{cm}$ und die Dispersionsrelation kann für das Beam Tail Shaping genutzt werden.

Eine Abweichung vom Sollimpuls kann man dadurch erreichen, daß man die beschleunigende Hochfrequenz mit Rauschen überlagert. Man kann sowohl Amplituden- als auch Phasenrauschen anwenden. Simulationen haben ergeben [S$^+$94]:

- Weißes Rauschen
    - Die longitudinale Emittanz wächst.
    - Teilchen verlassen den Kern der longitudinalen Verteilung.

  - Die Wirkung des Phasenrauschens ist drastischer als die des Amplitudenrauschens.

- Gefiltertes Rauschen in der Nähe der zweifachen Synchrotron-Frequenz
  - Die Emittanz wächst gemächlicher als beim weißen Rauschen.
  - Die Teilchen stammen hauptsächlich aus dem Halo.

Diese Methode wurde zweimal während einer Maschienenstudien-Woche im Jahr 1998 ausprobiert. Die Ergebnisse sind leider nur sehr schwer zu interpretieren, da sie teilweise nicht reproduzierbar sind. Im Folgenden sollen die wichtigen Teile der Messungen wiedergegeben werden:

17.7.1998

1. Der Draht ist bei 1 MHz im Automatikmodus. Die Ratenbreite ist groß.
2. Automatikmodus/Anregung an: Die Rate steigt trotz der Automatiksteuerung an. Die Ratenbreite ist weiterhin groß.
3. Automatikmodus/Anregung aus: Rate wird kleiner; ansonsten kein Effekt.
4. Automatikmodus/Anregung an (gleiche Parameter): kein Effekt.

- Die Bunche verlängern sich longitudinal immer mehr, so daß der Versuch nicht mehr weitergeführt werden kann.

22.7.1998

Verschiedene Parametrisierungen wurden ausprobiert. Die Bunche wurden während des Betriebs longitudinal länger.

Da in HERA ungewollter Coasting Beam vorhanden ist und die Simulation und die ersten Messungen eine erhöhte Produktion von Coasting Beam zeigten, wurden weitere Messungen eingestellt.

8.5.2 Dipol-Kicks

Dipol-Kicks für das Beam Tail Shaping zu nutzen, wurde schon in [Sei95] vorgeschlagen. Bei der ausprobierten Methode wurde ein zusätzliches Dipolfeld kleiner Amplitude mit etwa der dreifachen Betatronfrequenz moduliert. Ohne einen weiteren Mechanismus würde sich nun der Strahl als ganzes im Beschleuniger bewegen. Die Diffusion im Halobereich nähme nicht zu. Jedoch ist auch immer eine Abhängigkeit der Tune von der Strahlablage vorhanden [Sei95], die letztendlich dafür sorgt, daß Teilchen auf weiter außen liegenden Bahnen verstärkt nach außen diffundieren.

Messungen zur Anregung mit Dipol-Kicks wurden in den Maschinenstudien Dezember 1998 und April 1999[1] durchgeführt. Die Messungen vom Dezember 1998 wurden schon in [B$^+$99, DES99] beschrieben. Aus diesem Grund werden hier nun die Messungen aus dem April 1999 besprochen.

In Abbildung 8.36 ist die Messung im Fixed-Wire-Betrieb dargestellt. Zunächst befindet sich der Draht im Automatikmodus und hält eine Rate von 40 MHz konstant. Zum Zeitpunkt $t = 3.64$ h wird der Draht am Strahl angehalten und die Rate nimmt exponentiell ab. Um $t = 3.69$ h wird die Dipolanregung eingeschaltet und die Rate steigt bis über 60 MHz an. Ein wiederholtes Ein- und Ausschalten reproduziert dieses Verhalten. Zur Kontrolle sind in der Abbildung auch die Strahlpositionen gezeigt, die konstant sind. Das heiß die Ratenänderungen sind nicht einfach auf Strahlbewegungen zurückzuführen.

Weiterhin sieht man, daß sich der Ratenverlauf im Bereich $t = [3.64, 3.69]$ h in den Bereich $t = [3.74, 3.80]$ h fortsetzen läßt, obwohl zwischendurch die Anregung eingeschaltet wurde. Entsprechendes gilt auch für die Zeitperioden mit Anregung. Das deutet darauf hin, daß die Dipolanregung ein reversibler Prozeß ist.

Es hat sich während der Messung gezeigt, daß die Modulationsfrequenz sehr genau eingestellt werden muß. Bei dieser Messung betrug sie etwa 40 kHz; die Rate reagierte jedoch schon auf Änderungen von $\lesssim 1$ Hz.

Abbildung 8.37 zeigt eine ähnliche Messung. Hier wurde der Draht nicht festgehalten, sondern befand sich im Automatikmodus. Bis zum Zeitpunkt $t = 17.7$ h fährt das Target zum Strahl, um die Rate konstant zu halten. Um $t = 17.7$ h wird die Dipol-Kicks eingeschaltet und der Draht muß sich nach außen bewegen, damit die Rate nicht ansteigt.

Diese Messungen zeigen eindeutig, daß es möglich ist, mit Dipol-Kicks die Diffusionsrate der Protonen zu erhöhen.

Die Emittanz wurde vor und nach der 1.5 stündigen Datennahme gemessen. Sie betrug vorher in beiden Ebenen etwa $5 \cdot 10^{-9}$ radm und nachher $6.5 \cdot 10^{-9}$ radm. Dieses ist natürlich ein ungewollter Effekt, da er Luminosität verschlechtert. Jedoch ist dies eine einmalige Messung, die wiederholt werden sollte, insbesondere in Anbetracht der Tatsache, daß die Anregung zu hoch eingestellt war, wie der Ratenanstieg von 40 auf 60 MHz in Abbildung 8.36 zeigt.

8.5.3 Tune-Modulation

Tune-Modulation ist von der technischen Umsetzung ähnlich mit dem Dipol-Kicken. Hier wird das Rauschen statt an einen Dipolmagenten an einen Quadrupol angelegt. Theoretische Modelle sagen voraus [ES96], daß sie viel einfacher zu handhaben ist als das Dipol-Kicken. Zum Beispiel ist der Einfluß auf den Strahlkern viel geringer, da das Quadrupolfeld in Richtung des Strahlmittelpunktes

---

[1] Bei dieser Messung war ungewöhnlicherweise der Coasting Beam an der inneren Seite. Da die Meßergebnisse aber die aus dem Dezember 1998 reproduzieren, hat dieses keinen Einfluß auf die Messung gehabt.

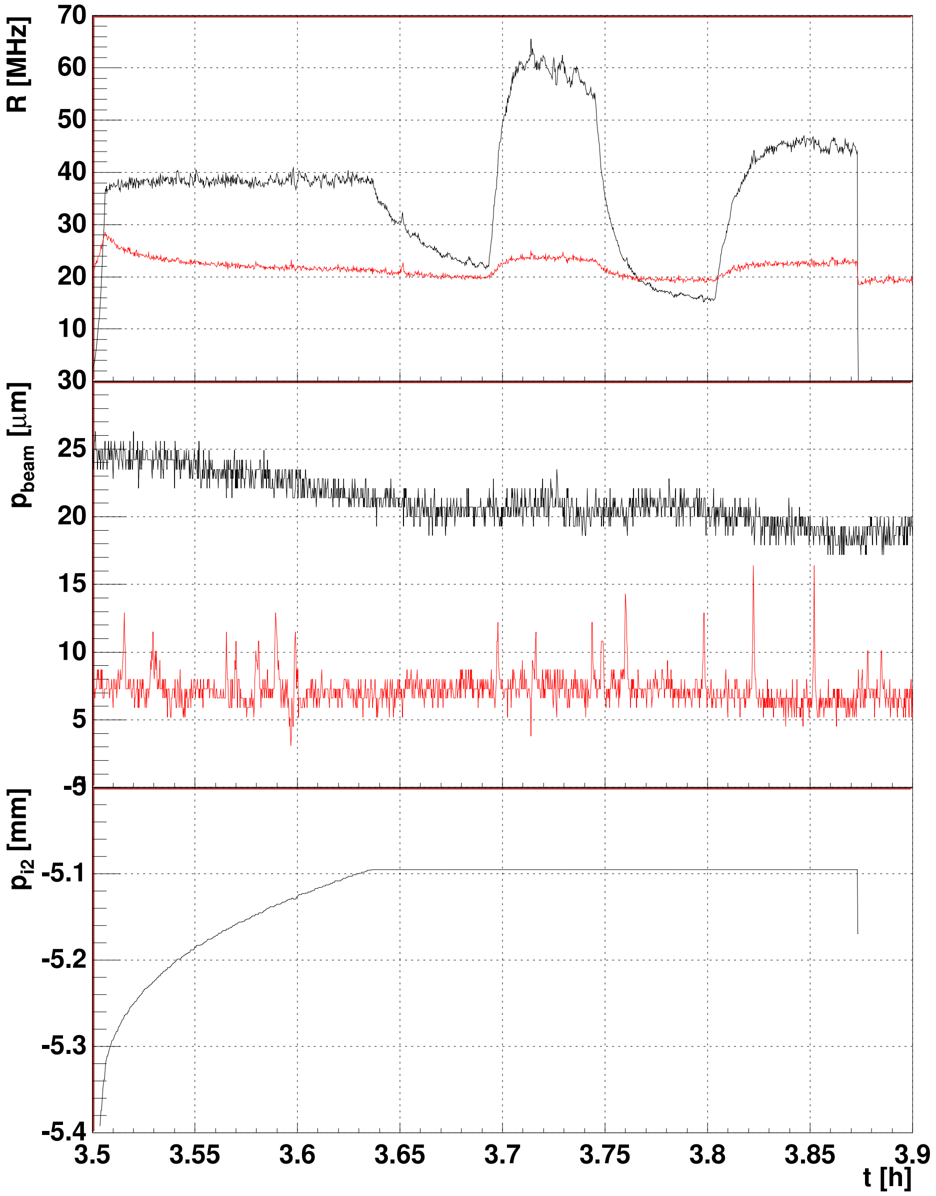


Abbildung 8.36: Beam Tail Shaping mit Dipolrauschen; Fixed-Wire-Betrieb, i2-Target. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt: Oben: Wechselwirkungsrate [MHz] (schwarz), Untergrundrate [kHz] (rot). Mitte: Strahllage in x- (schwarz) und in y-Richtung (rot). Die Strahlpositionen sind nicht absolut geeicht. Unten: Drahtposition.

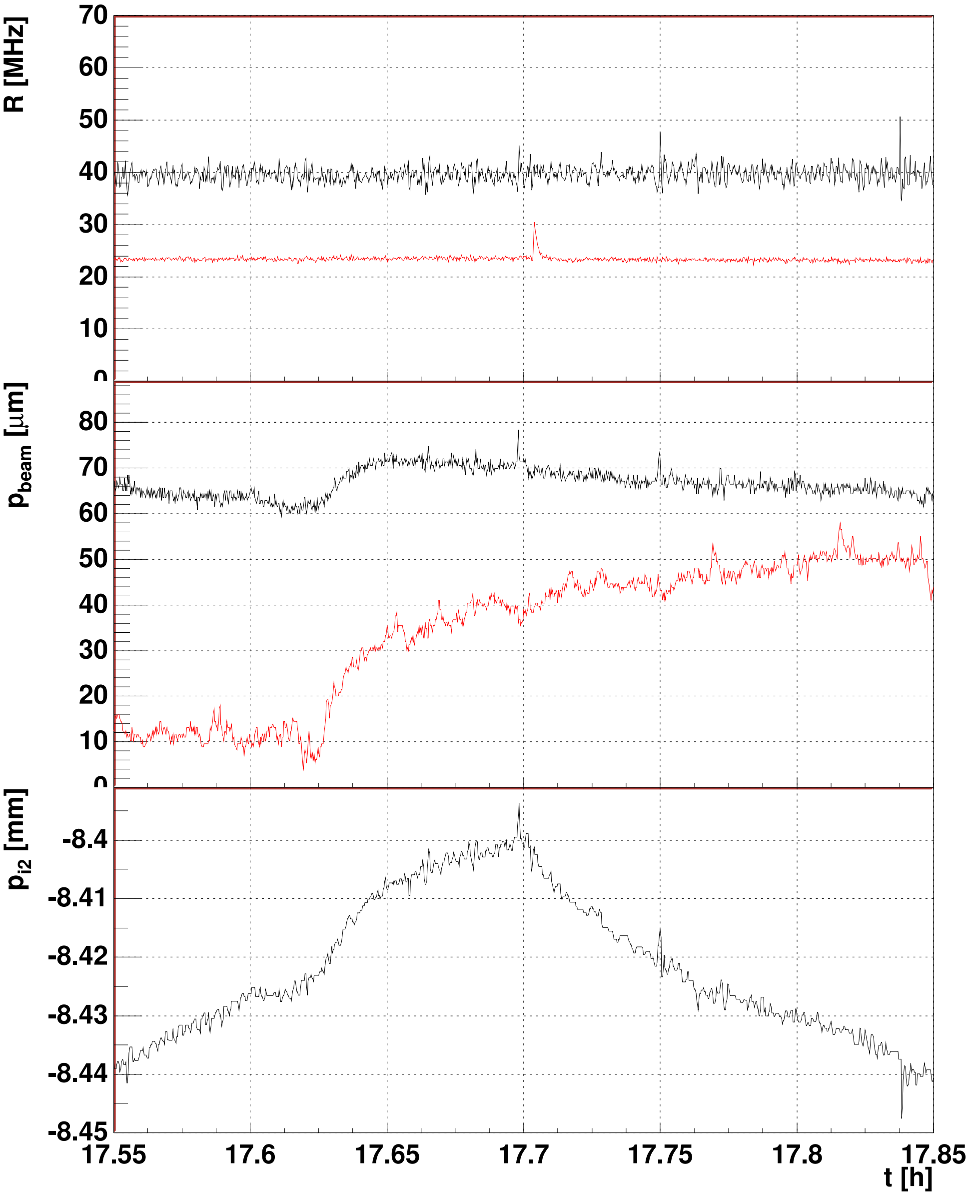


Abbildung 8.37: Beam Tail Shaping mit Dipolrauschen; Automatikbetrieb, i2-Target. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt: Oben: Wechselwirkungsrate [MHz] (schwarz), Untergrundrate [kHz] (rot). Mitte: Strahllage in x- (schwarz) und in y-Richtung (rot). Die Strahlpositionen sind nicht absolut geeicht. Unten: Drahtposition.

verschwindet, während das Dipolfeld auf alle Teile des Strahls gleich wirkt. Außerdem ist laut Simulation der Teilchenfluß am Target etwa eine Größenordnung konstanter als beim Dipol-Kicken.

Die Wirkungsweise der Tune-Modulation ist einfach zu verstehen. Damit Teilchen in einem Speicherring nicht resonant angeregt werden, darf ihre Tune keine ganzzahligen oder rationalen Werte annehmen. Daher ist die Tune von idealen Teilchen möglichst weit von diesen Werten entfernt. Durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung existiert jedoch eine von der Teilchenablage abhängige Tuneverschiebung, die Teilchen mit größerer Ablage weiter von der idealen Tune entfernt. Durch ein variierendes Quadrupolfeld wirkt noch eine zusätzliche Tune-Verschiebung, die im Zusammenspiel mit der Strahl-Strahl-Wechselwirkung Teilchen in resonante Tune-Werte schiebt und somit ihre Diffusionsgeschwindigkeit erhöht. Damit werden Teilchen mit größerer Strahlablage zuerst angeregt und der Strahlkern nicht beeinflußt.

Diese Methode wurde während der Maschinenstudien im Dezember 1999 an zwei Tagen getestet: 14.12.1999 und 18.12.1999. Die Ergebnisse wurden schon in [EIM00] präsentiert, sollen jedoch hier noch einmal wiedergegeben werden.

Zunächst wurde die Wirkung der Tune-Modulation auf die Ratenbreite im Automatikbetrieb untersucht. Dabei wurde mit zwei Frequenzen gleichzeitig angeregt. In Abbildung 8.38 ist die Rate und die Ratenbreite gegen die Zeit aufgetragen. Zum Zeitpunkt $t = 1.2\,\mathrm{h}$ wurde die Tune-Modulation eingeschaltet und die Ratebreite wird sofort kleiner. Der Effekt läßt jedoch im Laufe der Zeit nach und die Fluktuationen werden größer. Nach dem Ausschalten der Tune-Modulation um $t = 1.8\,\mathrm{h}$ nimmt die Ratenbreite wieder den etwa den gleichen Wert an wie vorher. Dieses Verhalten konnte jedesmal reproduziert werden.

In Abbildung 8.39 ist die Entwicklung der Rate in Abhängigkeit von der Zeit bei ausgeschalteter Steuerung dargestellt. Bei diesem Experiment wurde der Draht in etwa $100\,\mu\mathrm{m}$ Entfernung von der Strahlkante[2] fest positioniert und die Tune Modulation mit verschiedenen Parametern untersucht. Ohne Tune Modulation liegt die Rate bei etwa 100 kHz. Nach jedem Einschalten kann ein sprungartiges Ansteigen der Wechselwirkungsrate beobachtet werden. In manchen Fällen fällt die Rate zwar wieder schnell ab, bei geeigneter Wahl der Parametern stellt sich jedoch eine Gleichgewichtsrate von einigen MHz bis mehreren 10 MHz ein. Diese wird abgeschätzt und ist in Abbildung 8.40 gegen die Amplitude des Quadrupolstroms dargestellt. Man kann ein schwellenartiges Ansteigen der Rate für Ströme $I > 1\,\mathrm{A}$ beobachten. Mit kleineren Strömen kann man sie im Rahmen einer Größenordnung beeinflussen.

Es ist nicht nur wichtig, daß die Rate beeinflußt werden kann, sondern auch, daß sie keinen Effekt auf den Luminositätsbetrieb hat. In Abbildung 8.41 ist die spezifische Luminosität[3] der ep-Experimente, die während der gesamten Dauer

---

[2] Die ist als Betriebsposition des Targets bei $\gtrsim 10\,\mathrm{MHz}$ definiert.

[3] Das ist die auf Zeit und Ströme normierte Luminosität.

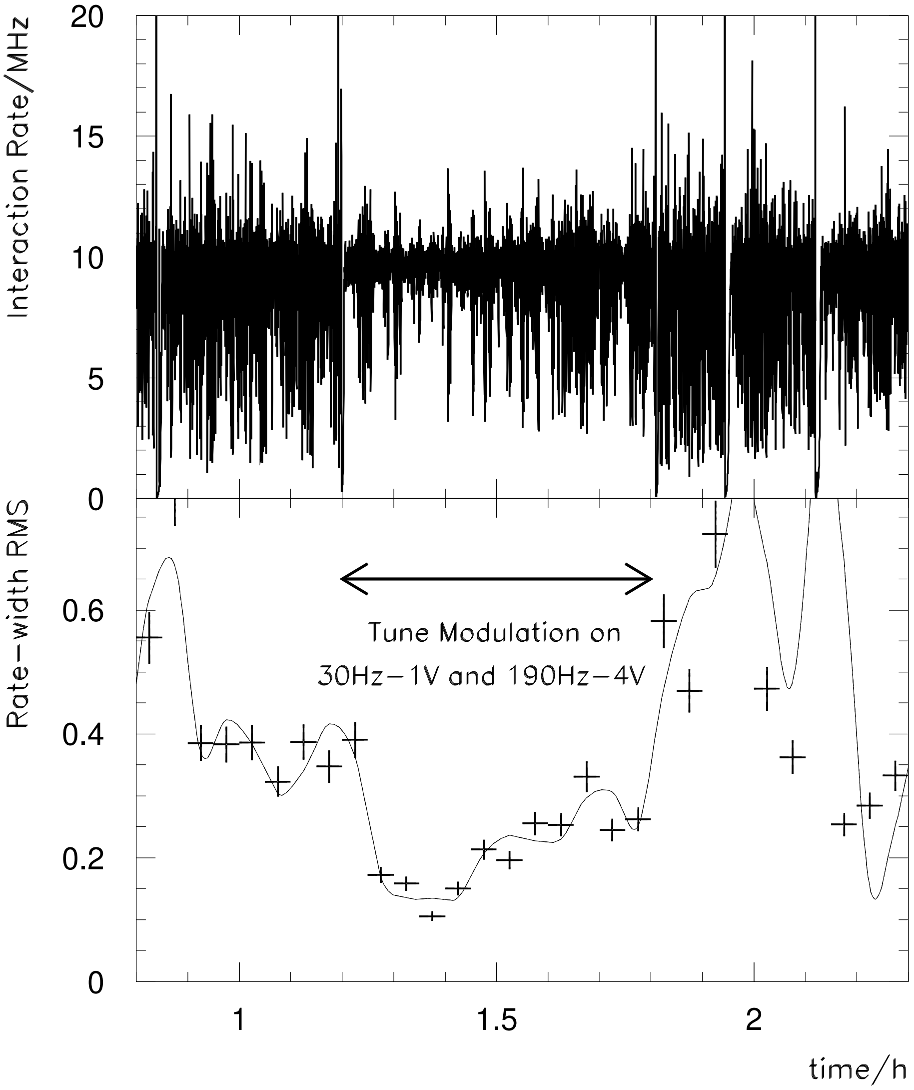


Abbildung 8.38: Wirkung der Tune Modulation auf die Ratenbreite. In Abhängigkeit von der Zeit werden dargestellt Oben: Wechselwirkungsrate. Unten: Ratenbreite. [EIM00]

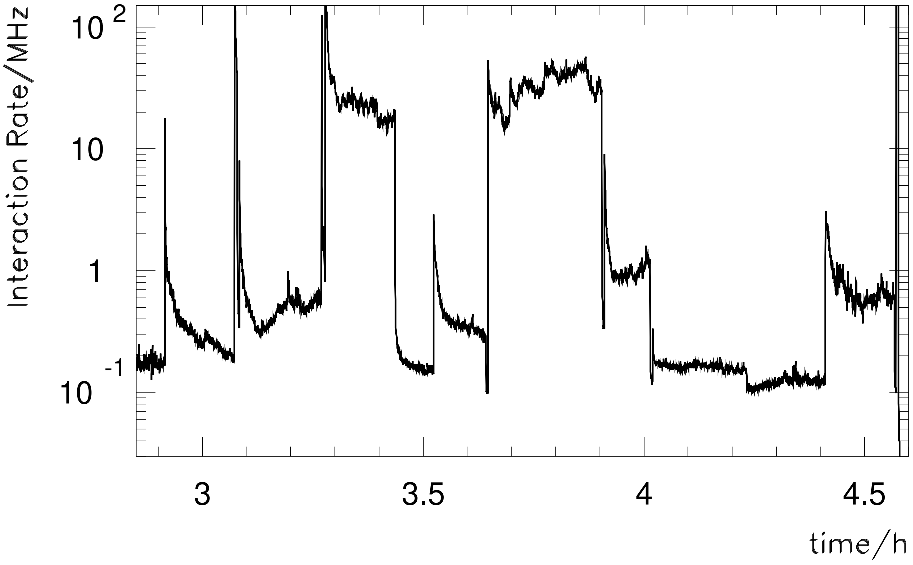


Abbildung 8.39: Effekt der Tune Modulation bei festgestelltem Draht. Dargestellt ist die Rate gegen die Zeit. [EIM00]

der hier präsentierten Experimente gemessen wurde, dargestellt. Sie ist in etwa konstant und man sieht keinen nachteiligen Einfluß der Tune Modulation.

Insgesamt läßt sich folgern, daß die Tune Modulation über die Quadrupolanregung eine sehr aussichtsreiche Methode für das Beam Tail Shaping ist.

8.6 Schlußfolgerungen

In Kapitel 5 wurde schon gezeigt, daß das Kontrollsystem die Anforderung nach konstanter Rate gut erfüllt; in diesem Kapitel wurden nun die systematischen Abhängigkeiten und die Ursachen der Ratenfluktuationen untersucht. Abschließend wurden in diesem Kapitel Methoden besprochen, mit denen die Ratenfluktuationen vermindert werden sollen.

Abhängigkeiten der Ratenfluktuationen. Um die Abhängigkeiten der Ratenfluktuationen zu besprechen, wurde zunächst die sogenannte intrinsisches Ratenbreite eingeführt, die die dem Strahl innewohnenden Fluktuationen beschreibt. Sie stellt daher die untere Grenze für die Ratenfluktuationen dar.

Es wurden die Ratenbreiten mit und ohne Steuerung gemessen und beide Messungen stimmen überein, was bedeutet, daß die Steuerung die Fluktuationen zwar nicht verschlechtert, aber auch nicht verbessert. Das liegt jedoch an der Natur der *Fluktuationen* und die Steuerung sorgt lediglich dafür, daß aus diesen keine Abweichung entsteht.

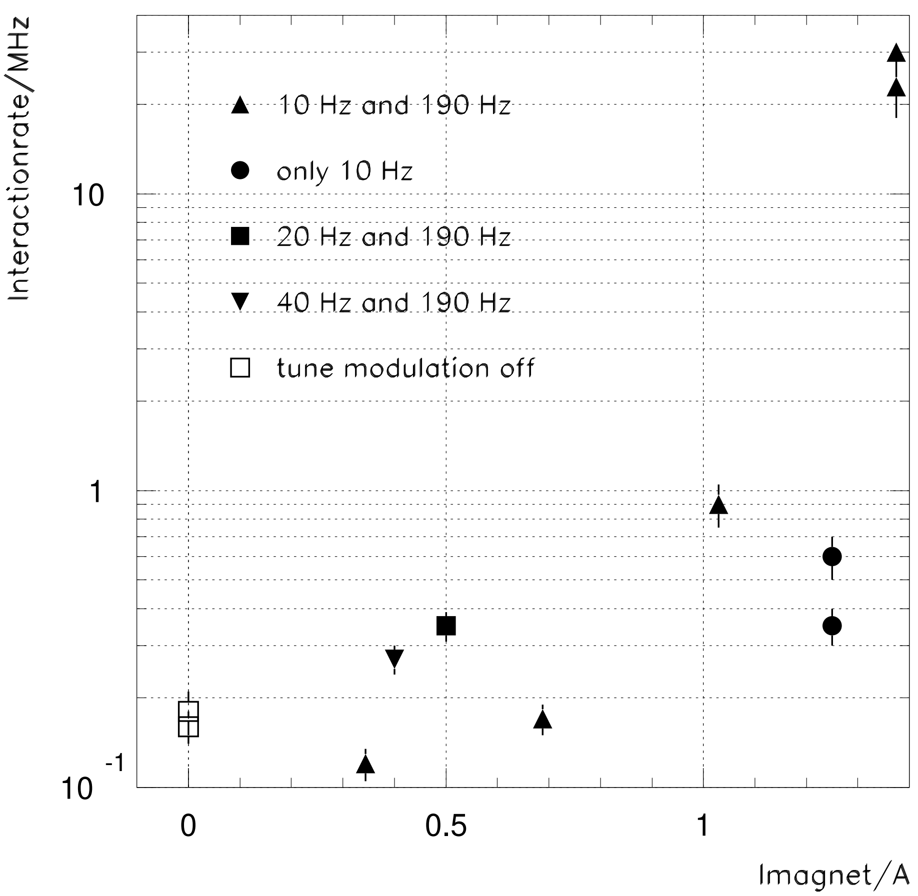


Abbildung 8.40: Wechselwirkungsrate in Abhängigkeit von der Amplitude des Quadrupolstroms für verschiedene Frequenzeinstellungen. [EIM00]

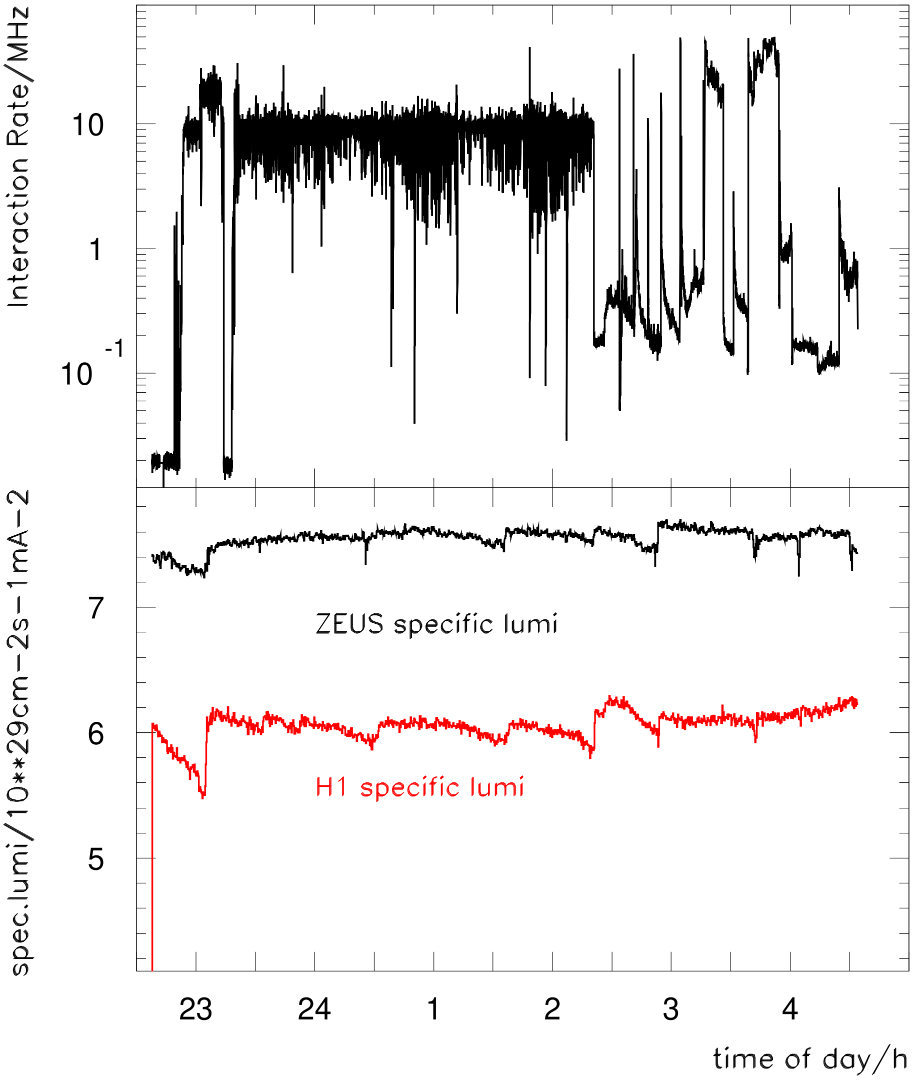


Abbildung 8.41: Spezifische Luminosität bei H1 und ZEUS während der Tune Modulations Messung. In Abhängigkeit von der Zeit sind dargestellt Oben: Wechselwirkungsrate. Unten: Spezifische Luminosität. [EIM00]

Eine Abhängigkeit der Ratenbreite von der Betriebsdauer kann nicht etabliert werden, jedoch ist ein hoher Elektronstrahlstrom—wie von der Strahl-Strahl-Wechselwirkung erwartet—günstig für die Ratenbreite.

Es zeigt sich weiterhin, daß enge Aperturen und Targetbetrieb nahe an der Apertur schlecht für die Ratenbreite ist. Ebenso deuten kleine Targeteffizienzen auf größere Ratenbreiten hin.

Ursachen der Ratenfluktuationen. Die Ratenfluktuationen werden entscheidend von Umweltlärm beeinflußt, welcher sich auch in den Strahlpositionsfluktuationen zeigt. Es kann gezeigt werden, daß Strahlpositionsfluktuationen und die Kantensteilheit des Strahls hauptsächlich die Ratenbreite festlegen.

Die Kantensteilheit wurde auf zwei verschiedene Arten bestimmt, die beide das gleiche Ergebnis liefern. Es stellt sich heraus, daß die Wechselwirkungsrate exponentiell vom Target-Strahl Abstand abhängt und daß sich die Rate auf 10 μm etwa verdoppelt.

Messung der Kantensteilheit. Mit den Stufenfunktionen konnte die Dynamik zwischen Target und Strahl detailliert beobachtet werden. Es wurde ein Modell mit einem Zwischenreservoir für Protonen entwickelt, das die Messung gut beschreibt. Ein interessantes Ergebnis dieser Analyse ist, daß die Protonanzahl hinter dem Target sehr steil abfällt; sie nimmt auf 20 μm um eine Größenordnung ab. Das zeigt, wie effektiv das Target als Kollimator arbeitet.

Verminderung der Ratenfluktuationen. Um die Ratenfluktuationen zu verkleinern, wurden verschiedene Ansätze zur Reduktion der Kantensteilheit ausprobiert. Die aussichtsreichste Methode ist hierbei die sogenannte Tune Modulation.

Kapitel 9

Mehrdraht-Betrieb

Der Schwerpunkt der Untersuchungen in den vorhergehenden Kapiteln war der Einzeldraht-Berieb. Das Target ist jedoch für den Mehrdraht-Betrieb ausgelegt und soll die Rate zwischen allen Drähten gleichverteilen. Um das zu bewerkstelligen, reicht die Messung der Gesamtrate nicht aus. Das System aus acht Ladungsintegratoren kann den Beitrag eines jeden Targets zur Gesamtrate bestimmen und zur Regelung im Mehrdraht-Modus benutzt werden.

In diesem Kapitel wird zunächst der der Messung zugrundeliegende physikalische Prozeß untersucht und gezeigt, daß δ-Elektronenproduktion für die Ladung auf den Targetdrähten verantwortlich ist. Danach werden Ergebnisse von Untersuchungen über die Ratengleichverteilung präsentiert, bei der auch die Gleichverteilung auf Bunchniveau untersucht wird. Das Kapitel schließt mit der Messung der Kantensteilheit im Mehrdraht-Betrieb ab.

9.1 Simulation der δ-Elektronen-Produktion

Mit den Ladungsintegratoren kann ein positiver Strom gemessen werden, der auf einen Elektronenverlust aus dem Targetmaterial zurückgeführt werden kann. Dieser hängt linear von der Wechselwirkungsrate ab und das deutet darauf hin, daß dessen Ursache δ-Elektronen sind, die von den Protonen im Target erzeugt werden. Die in der Meßperiode 2k an den Targets gemessenen Delta-Elektronenströme sind Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Mit einer Simulation der Proton-Elektron Wechselwirkung in Materie wird im folgenden überprüft, wie gut der simulierte δ-Elektronenstrom den beobachteten Strom erklärt.

9.1.1 Kinematik des Stoßprozesses

Es wird angenommen, daß die Protonen das $l_{target} = 500\,\mu\text{m}$ lange Target senkrecht durchqueren. Ihre Flugrichtung bestimmt die z-Achse. Die y-Achse verläuft entlang des Drahtes und die x-Achse senkrecht dazu. Abbildung 9.1 zeigt das

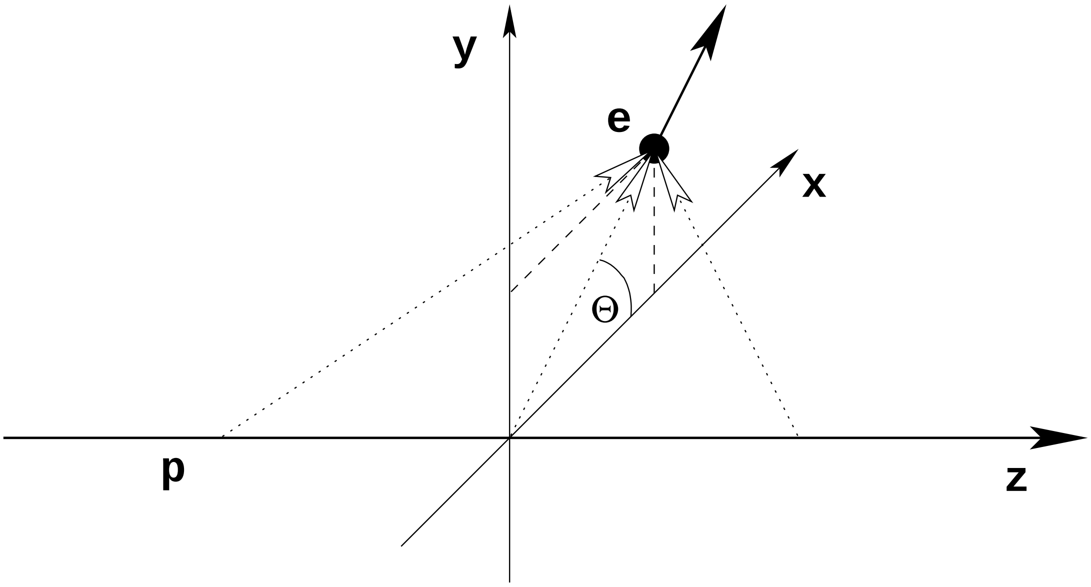


Abbildung 9.1: ep-Wechselwirkung in Materie. Das Proton p bewegt sich entlang der z-Achse; die Pfeile deuten die Richtungen der übertragenen Impulse an. Das Elektron e ist während der Wechselwirkung in Ruhe; der Pfeil deutet die Richtung des erhaltenen Gesamtimpulses an.

Schema des Koordinatensystems.

Sei p_z^- die z-Komponente des Impulses, die auf das Elektron übertragen wird, während sich das Proton auf dieses zubewegt und p_z^+ der Anteil, während sich das Proton vom Elektron wegbewegt. Unter der Annahme, daß sich die Position des Elektrons während der Wechselwirkung nicht ändert, heben sich p_z^- und p_z^+ auf und der in z-Richtung übertragene Impuls ist Null [Ros52, Jac85]. Das heißt, die Elektronen werden nur senkrecht zur Proton-Flugrichtung gestreut. Damit reduziert sich das Problem auf nur zwei Dimensionen. Abbildung 9.2 zeigt die x-y-Ebene, in der das Elektron gestreut wird. Das Target ist durch den grauen Bereich angedeutet und hat eine Dicke von d_{target}. In y-Richtung wird es als unendlich lang angenommen.

Da das $\vec{\mathrm{E}}$-Feld isotrop ist und die Elektronen im Material zufällig verteilt sind, ist der Streuwinkel Θ in der x-y-Ebene gleichverteilt. Die Position des Elektrons vor der Wechselwirkung x_e läßt sich durch die Position des Protons x_p annähern. Mit diesen Informationen kann nun die Distanz berechnet werden, die das Elektron zurücklegen muß, um das Target zu verlassen.

9.1.2 Die Energie-Reichweitebeziehung

Ob ein erzeugtes δ-Elektron das Target verlassen kann, hängt von seiner kinetischen Energie T ab. Energie-Reichweite-Beziehungen für Elektronen werden in

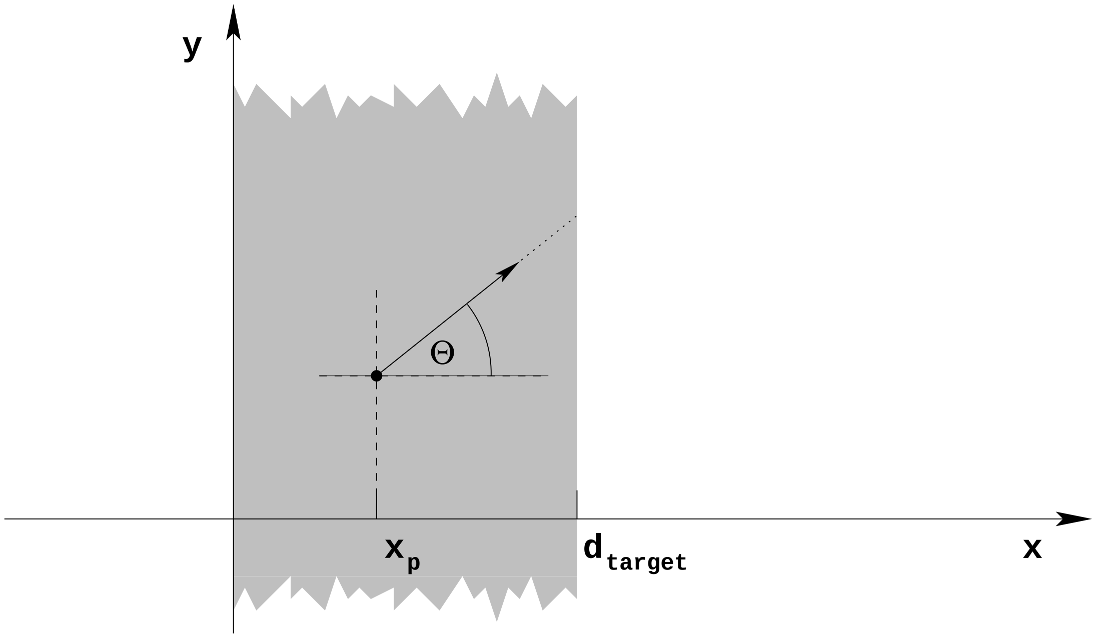


Abbildung 9.2: Gestreutes Elektron im Target. Der graue Bereich deutet das Target an. Der Punkt bezeichnet die Stelle des Elektrons vor der Wechselwirkung.

[Fla47, Glo48, MY68] angegeben. Üblicherweise werden Reichweiten in g/cm^2 angegeben, da in dieser Form die Materialabhängigkeit vernachlässigbar ist:

$$R[\mathrm{g/cm^2}] = \begin{cases} 4.9 \cdot 10^{-6} \cdot (T[\mathrm{keV}])^{1.72} & \text{für} \quad 1\,\mathrm{keV} \leq T < 100\,\mathrm{keV} \\ 0.412 \cdot (T[\mathrm{MeV}])^{n} & \text{für } 100\,\mathrm{keV} \leq T < 3\,\mathrm{MeV} \\ \text{mit } n = 1.265 - 0.0954 \cdot \ln(T[\mathrm{MeV}]) & \\ 0.530 \cdot T[\mathrm{MeV}] - 0.106 & \text{für} \quad 3\,\mathrm{MeV} \leq T < 20\,\mathrm{MeV} \end{cases} \tag{9.1}$$

In Abbildung 9.3 ist diese Beziehung graphisch dargestellt. Die Parametrisierung für den Bereich $T = [100\,\mathrm{keV}, 20\,\mathrm{MeV}]$ stammt aus [MY68]. Für den Bereich $T = [1\,\mathrm{keV}, 100\,\mathrm{keV}]$ wurde die Formel aus [Glo48] benutzt. Gleichung 9.1 gibt jedoch nur ein mittleres Verhalten wieder. Die Reichweite eines einzelnen Elektrons kann davon beträchtlich abweichen. In [Glo48] wird angegeben, daß die Streuung der Reichweiten eine Breite von etwa ±25 % hat. Jedoch gleichen sich die unterschiedlichen Reichweiten im statistischen Mittel aus und haben keinen Einfluß auf das Ergebnis.

Der kritische Punkt in Gleichung 9.1 ist aber, daß sie nur Elektronen beschreibt, die dünne Folien senkrecht passieren. Der Weg, den das Elektron innerhalb der Folie zurücklegt, insbesondere Änderungen von der ursprünglichen Richtung, werden nicht beachtet. Elektronen aber, die sich durch das Targetma-

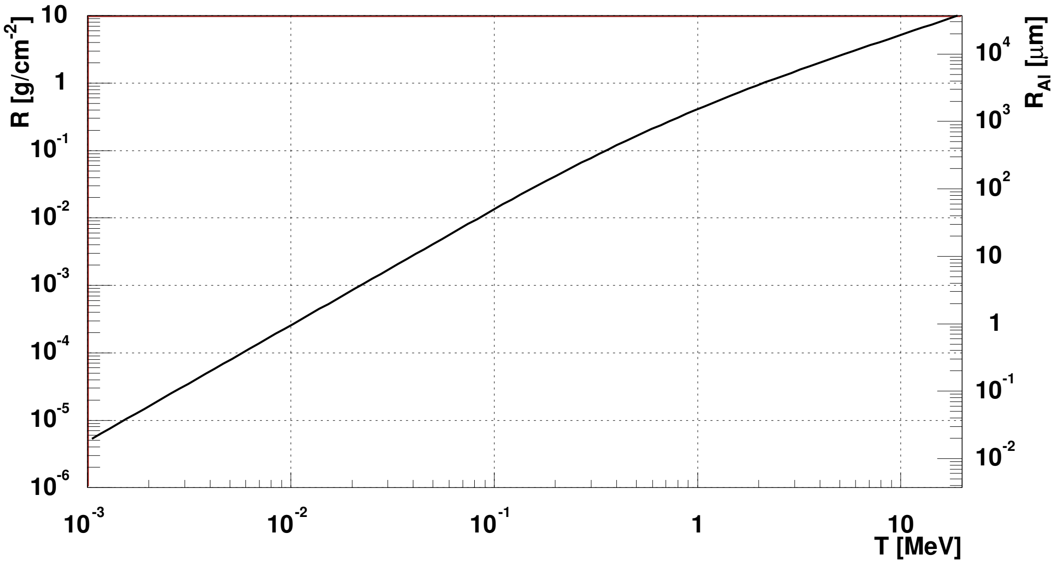


Abbildung 9.3: Energie-Reichweite Beziehung nach Gleichung 9.1. Die rechte Achse gibt die Reichtweite in Aluminium in µm an.

terial bewegen, ändern in Wirklichkeit ständig ihre Richtung und können daher auch senkrecht zu ihrer ursprünglichen Flugrichtung aus dem Target treten. Daher werden insbesondere Elektronen, die in etwa parallel zur Drahtoberfläche gestoßen werden, das Target eher verlassen als in der Simulation. Mit dem hier benutzten Ansatz wird also eine untere Grenze für die Anzahl der δ-Elektronen simuliert, die das Target verlassen.

9.1.3 Die δ-Elektronen-Produktion

Die Anzahl der im Target erzeugten δ-Elektronen N wird für $I \ll T \leq T_{max}$ mit folgender Formel berechnet [G$^+$00, Gleichung 23.7]:

$$\frac{d^2N}{dT\,dx} = \frac{1}{2} K\, z^2\, \frac{Z}{A}\, \frac{1}{\beta^2}\, \frac{F(T)}{T^2} \tag{9.2}$$

T ist die Energie, die das Elektron erhält, und I ist die mittlere Anregungsenergie. Die Formel darf also nur angewandt werden, wenn Bindungseffekte vernachlässigbar sind. In Tabelle 4.2 sind die mittleren Anregungsenergien für verschiedene Targetmatierialien aufgelistet. Die Konstanten, die in der Formel benutzt werden, sind in Tabelle 9.1 erklärt. Der Formfaktor F(T) ist spinabhängig. Für Protonen

Symbol	Definition	Wert
K/A	$4\pi\, N_A\, r_e^2\, m_e\, c^2/A$	$0.307\,\mathrm{MeV g^{-1} cm^2}$ für $A = 1\,\mathrm{g/mol}$
Z	Ladungszahl des Mediums	
A	Massenzahl des Mediums	
I	Mittlere Anregungsenergie	
m_e	Elektronmasse	$0.510\,999\,\mathrm{MeV}$
r_e	Klassischer Elektronenradius	$2.8\,\mathrm{fm}$
N_A	Avogadro Zahl	$6.022\,142 \cdot 10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1}$
z	Ladung des einfallenden Teilchens	
M	Masse des einfallenden Teilchens	
$c\,\beta$	Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens	
$\gamma\, M$	Energie des es einfallenden Teilchens	
$T_{kin,p}$	Kinetische Energie des es einfallenden Teilchens	

Tabelle 9.1: Tabelle der Konstanten für Gleichungen 9.2–9.5 [G$^+$00]. Eigenschaften der Targetmaterialen können Tabelle 4.2 entnommen werden.

gilt [Ros52]:

$$F(T) = 1 - \beta^2\, \frac{T}{T_{max}} + \frac{1}{2}\, \left(\frac{T}{T_{kin,p} + M\, c^2} \right)^2 \tag{9.3}$$

mit T_{max} der maximal übertragbaren Energie im Stoßprozeß [G$^+$00, Gleichung 23.2]:

$$T_{max} = \frac{2\, m_e\, c^2\, \beta^2\, \gamma^2}{1 + 2\gamma\, m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{9.4}$$

Für Protonen aus HERA ist $T_{max} = 432\,\mathrm{GeV}$.

Um die Anzahl der erzeugten δ-Elektronen zu erhalten muß Gleichung 9.2 integriert werden. Die Integration über dx reduziert sich auf eine Multiplikation mit der Targetlänge l_{target}, da die Formel keine explizite x-Abhängigkeit besitzt und die Targetlänge klein gegenüber der Wechselwirkungslänge ist. Die Integration über dT in den Grenzen $[T_1, T_2[$ liefert:

$$\begin{aligned} N(T_1,T_2) &= \mathcal{A}\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right) - \mathcal{B}(\ln T_2 - \ln T_1) + \mathcal{C}(T_1 - T_2) \qquad (9.5) \\ \text{mit } \mathcal{A} &= 2\pi\, N_A\, z^2\, \frac{Z}{A}\, r_e^2\, m_e c^2\, \frac{1}{\beta^2}\, l_{target} \\ \mathcal{B} &= \mathcal{A}\cdot\frac{\beta^2}{T_{max}} \\ \mathcal{C} &= \mathcal{A}\cdot\frac{1}{2\,(T_{kin,p} + M\,c^2)^2} \end{aligned}$$

Für die Simulation wird die Energieachse von einer Startenergie $T_0 = T_{min}$ an quantisiert. Die jeweils nächste Intervallgrenze T_{i+1} wird durch die Bedingung $N(T_i, T_{i+1}) = 0.05$ bestimmt. Es wird außerdem verlangt, daß sich die Reichweiten $R(T_i)$ und $R(T_{i+1})$ um nicht mehr als 5 % unterscheiden; falls dieses nicht zutrifft, wird die Intervalllänge sukzessive halbiert. Der Bereich $[20\,\mathrm{MeV}, T_{max}]$ bildet ein einziges Intervall. Damit ist in jedem Energieintervall die Wahrscheinlichkeit ein δ-Elektron zu erzeugen $\leq 5\,\%$ und die Reichweiten aller in einem Energieintervall erzeugten δ-Elektronen unterscheiden sich um weniger als 5 %.

9.1.4 Ablauf der Simulation

Die Simulation läuft in folgenden Schritten ab: Zunächst wird der Eintrittspunkt x_p des Protons in das Target gewürfelt. Danach wird in jedem Energieintervall ein Elektron mit der Wahrscheinlichkeit $N(T_i, T_{i+1})$ erzeugt. Sein Streuwinkel wird gewürfelt und seine Energie nach folgender Formel berechnet:

$$T_{mean}(T_1,T_2) = \frac{\mathcal{A}\cdot(\ln T_2 - \ln T_1) + \mathcal{B}\cdot(T_1 - T_2) + \frac{\mathcal{C}}{2}\cdot(T_2^2 - T_1^2)}{N(T_1,T_2)} \qquad (9.6)$$

Mit diesen Informationen wird überprüft, ob das Elektron das Target verläßt und das Ergebnis wird notiert.

9.1.5 Ergebnisse der Simulation

Auf diese Weise wurden zunächt für ein 50 µm × 500 µm Titan Target 40 000 Proton Durchgänge simuliert, die gleichmäßig über die Targetbreite verteilt waren. Als Startenergie wurde $T_{min} = 1\,\mathrm{keV}$ gewählt und es konnten in der Simulation 8128 Elektronen das Target verlassen; das sind $n_\delta = 0.20$ δ-Elektronen je Protondurchgang, was wiederum einem Delta-Elektronenstrom von 18 pA pro 1 MHz Wechselwirkungsrate entspricht. Der experimentell gemessene Strom für dieses Target beträgt $i_\delta = (54 \pm 10)\,\mathrm{pA/MHz}$. Die Simulation stimmt gut mit diesem

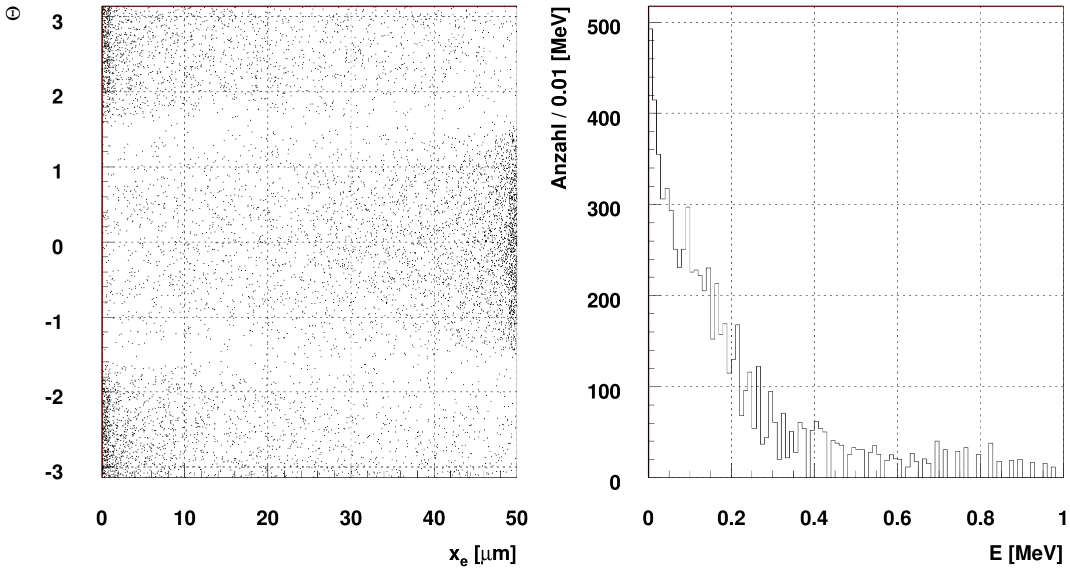


Abbildung 9.4: Simulationsergebnis δ-Elektronen Produktion. Links: x_e-Θ Abhängigkeit. Rechts: Energie-Verteilung.

überein, da einerseit nach Abschnitt 9.1.2 ein kleinerer Strom als gemessen erwartet wurde und andererseits die Messung eine systematische Unsicherheit von $\mathcal{O}(10\,\mathrm{pA/MHz})$ hat.

Somit kann die Simulation, die nur von einfachen Annahmen ausgeht, den Strom, der im Betrieb auf den Targets gemessenen wird, gut erklären.

Entstehungsorte der δ-Elektronen

Abbildung 9.4 zeigt die x_e-Θ Abhängigkeit und Energie-Verteilung der δ-Elektronen, die das Target verlassen. In Abbildung 9.5 sind die Histogramme der x_e- und Θ-Verteilungen dargestellt. Man sieht, daß vorwiegend niederenergetische Elektronen nahe der Oberfläche zum Strom beitragen. Dieses Ergebnis spiegelt die Tatsache wieder, daß nach Gleichung 9.2 bevorzugt niederenergetische Elektronen erzeugt werden. Das ist insofern für die Simulation kritisch, weil die untere Energiegrenze von 1 keV die Gültigkeisgrenze sowohl für die Energie-Reichweite Beziehung darstellt, als auch für die Formel, die die Anzahl der erzeugten Elektronen bestimmt. Daher wird im folgenden Abschnitt die Abhängigkeit der Simulation von der unteren Energiegrenze untersucht.

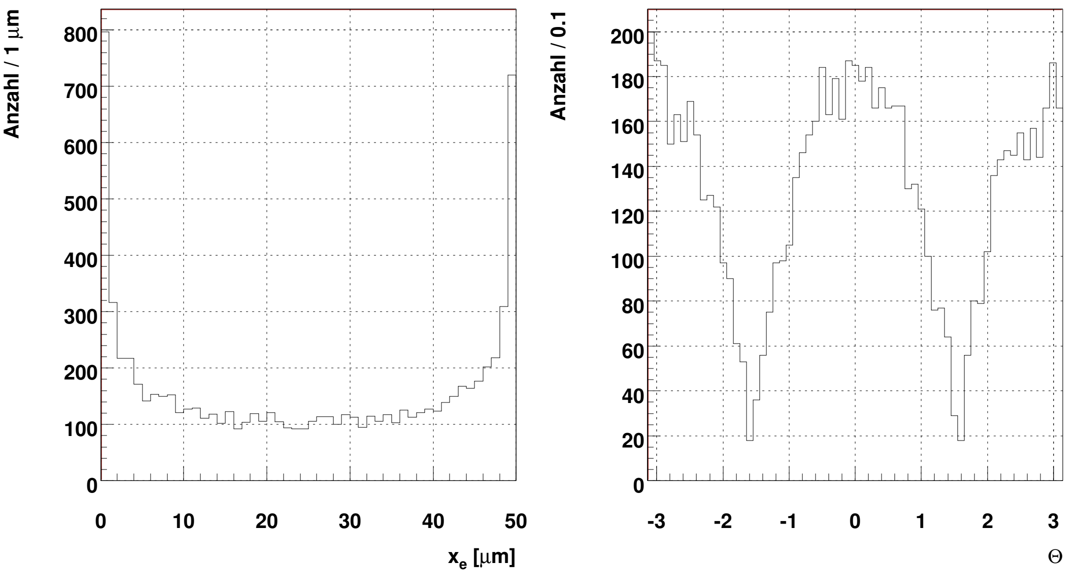


Abbildung 9.5: Simulationsergebnis δ-Elektronen Produktion. Links: x_eVerteilung Rechts: Θ-Verteilung.

Abhängigkeit der Simulation von der unteren Energiegrenze

Um den Einfluß der unteren Energiegrenze auf die Simulation abschätzen zu können, werden verschiedenen Startenergien durchgespielt und die Anzahl der δ-Elektronen je Proton bestimmt. In Abbildung 9.6 ist diese gegen die Startenergie dargestellt, die sowohl den physikalisch Bereich von $\mathcal{O}(1\,\mathrm{keV})$ abdeckt, als auch den nicht mehr sinnvollen von wenigen eV oder mehreren MeV. In den Gleichungen 9.2 und 9.1, die eigentlich nicht für Energien kleiner als 1 keV gültig sind, wurden für diese Simulation die unteren Grenzen aufgehoben.

Betrachtet man die Anzahl von δ-Elektronen je Proton von hohen Energien kommend, so steigt diese im Bereich 1 MeV bis 10 keV stark an und geht dann bis 1 keV in eine Stättigung über. In diesem Bereich sind die oben genannten Formeln noch gültig, was bedeutet, daß 1 keV eine gute Wahl für die Startenergie ist.

Untersuchung systematischer Abhängigkeiten

Abschließend wurden noch systematische Abhängigkeiten der δ-Elektronen Produktion untersucht. Dabei wurde zum einen die Target Dicke und das Material variert; außerdem wurde auch ein exponentielles Strahlprofil, welches realistischer ist, simuliert. Der Exponent wurde so gewählt, daß sich die Anzahl der Protonen auf 10 μm verdoppelt. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind Tabelle 9.2

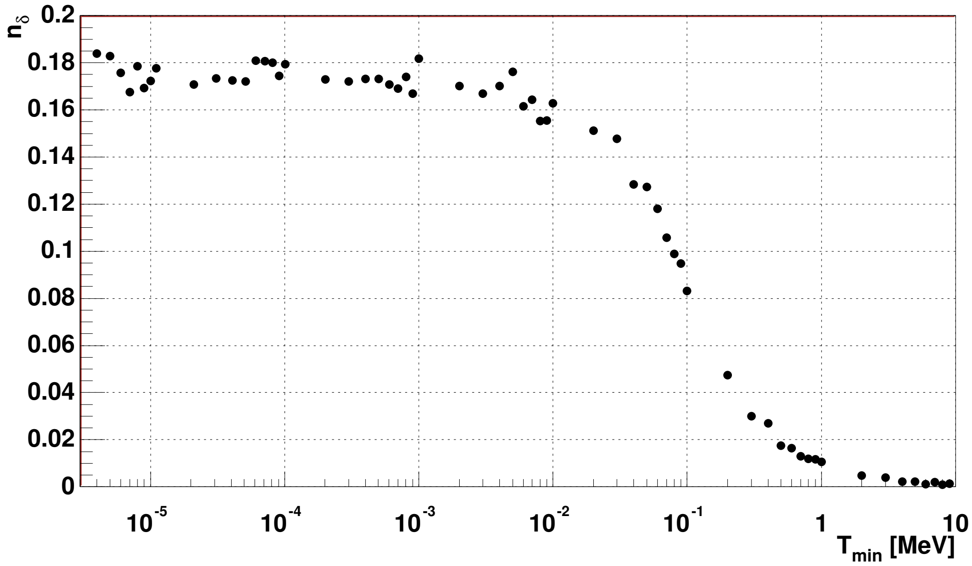


Abbildung 9.6: Anzahl der δ-Elektronen pro primäres Proton in Abhängigkeit von der unteren Energiegrenze. Für ein 50 µm × 500 µm-Aluminium-Target wurden 10 000 Proton-Target Wechselwirkungen simuliert.

zusammengefaßt.

Man sieht, daß erwartungsgemäß dünnere Drähte mehr δ-Elektronen produzieren. Bei 5 % dünneren Drähten werden etwa 5 % mehr δ-Elektronen produziert.

Wolfram weist den schlechtesten Wert für den Delta-Elektronenstrom auf. Er hat etwa nur die Hälfte der Sensitivität der anderen Materialien; bei jedem Protondurchgang erzeugt er zwar die meisten δ-Elektronen, aber auch gleichzeitig die meisten inelastischen Wechselwirkungen, was diesen schlechten Wert begründet. Dieses Verhalten stimmt mit der Messung überein. Aluminium liefert die höchsten Werte, die $\gtrsim 5\,\%$ besser sind als die der anderen Stoffe. Bis auf Kohlenstoff stimmt die Simulation qualitativ mit der Messung überein.

Besonders auffällig ist der Unterschied zwischen einem flachen und einem exponentiellen Strahlprofil. Das exponentielle Strahlprofil hat bis zu 15 % höhere Werte als das flache. Die realistischere Simulation weicht damit nur noch einen Faktor ≈ 2 von der Messung ab. Die Abhängigkeit vom Strahlprofil bedeutet jedoch auch, daß sich die Kalibrationskonstanten der Ladungsintegratoren während der Datennahme oder auch von einer Datennahme zur nächsten ändern kann. Da sich das Strahlprofil in Wirklichkeit jedoch nicht so drastisch ändert wie hier in der Simulation, ist dieser Effekt für die Steuerung nicht von entscheidender Bedeutung.

		flach		exponentiell	
Material	d_{target}[µm]	n_δ	i_δ[pA/MHz]	n_δ	i_δ[pA/MHz]
C	45	0.173	21.8	0.203	25.6
C	50	0.164	20.6	0.198	24.9
C	55	0.155	19.5	0.192	24.1
Al	45	0.184	23.2	0.215	27.1
Al	50	0.173	21.9	0.209	26.4
Al	55	0.162	20.5	0.203	25.6
Ti	45	0.217	19.2	0.255	22.5
Ti	50	0.205	18.1	0.248	21.8
Ti	55	0.194	17.1	0.241	21.2
W	45	0.340	10.4	0.404	12.4
W	50	0.319	9.8	0.389	11.9
W	55	0.300	9.2	0.380	11.7

Tabelle 9.2: δ-Elektronen-Produktion für einen flachen und einen exponentiellen Strahlprofil, für verschiedene Materialien und Target-Dicken.

9.1.6 Schlußfolgerung

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß der auf den Targets gemessene Strom auf δ-Elektronen Produktion zurückgeführt werden kann.

Die Simulation geht nur von einfachen Annahmen aus und reagiert robust auf Variationen der Abschneideparameter. Die Ergebnisse stimmen qualitativ gut mit der Messung überein. Die quantitativen Abweichungen können auf die einfache Beschreibung der Bahn des Elektrons im Material zurückgeführt werden.

Weiterhin zeigt die Simulation, daß die Delta-Elektronen Produktion in der Größenordnung $\mathcal{O}(10\,\%)$ auf das Strahlprofil und die Drahtform sensitiv ist.

9.2 Ratengleichverteilung

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, daß mit dem System der Ladungsintegratoren der Anteil jedes einzelnen Drahtes an der Gesamtrate gemessen werden kann. Diese Information wird in der Steuersoftware benutzt, um die Wechselwirkungen gleichmäßig über alle Drähte zu verteilen, welches eine der Anforderungen an das Target darstellt. Besonders wichtig ist es dabei, daß diese Anforderung nicht nur im zeitlichen Mittel erreicht wird, sondern daß sie auch bei jedem einzelnen Bunchcrossing erfüllt ist. Andernfalls hat der Mehrdraht-Betrieb für das HERA-B-Experiment keinen Vorteil gegenüber dem Einzeldraht-Betrieb. In diesen kurzen Zeiträumen ist jedoch die Anzahl der Ereignisse nur sehr gering und die statistischen Fluktuationen groß. Daher können schon aus theoretischen Gründen die Wechselwirkung auf Ereignisbasis nicht exakt gleichverteilt sein.

In [SV00] wurde untersucht, welches die optimal erreichbare Gleichverteilung ist und wie gut das Steuersystem im Vergleich dazu arbeitet. Da sie einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Kontrollsystems darstellt, wird sie hier im erforderlichen Detail wiedergegeben. Die Analyse wurde mit verschiedenen Datensätzen durchgeführt, die jeweils gleiche Ergebnisse liefern. [SV00] erarbeitet diese exemplarisch an einem der Datensätze.

9.2.1 Rekonstruktion der Proton-Target Wechselwirkungen mit dem Vertexdetektor

Diese Analyse benutzt Spuren von Teilchen, die mit dem Vertexdetektor rekonstruiert werden und auf die Targetdrähte zeigen. Mit einem Algorithmus [E$^+$00] können mit Spuren, die nahe beieinander liegen, Vertices der primären Proton-Target Wechselwirkung rekonstruiert werden.

In Abbildung 9.7 (links) sieht man für ein Ereignis aus der Meßreihe die Auftreffpunkte der rekonstruierten Spuren auf der Targetebene und die berechneten Vertices. Spuren, die keinem Vertex zugeordnet werden können, stellen kombinatorischen Untergrund dar. Man sieht, daß die Wechselwirkungen über alle Targets verteilt sind. Obwohl dieses nur eine Momentaufnahme darstellt, ist es ein überaus wichtiges Ergebnis: es wird hiermit gezeigt, daß es möglich ist auch bei einem Bunchcrossing die Wechselwirkungen über alle Drähte zu verteilen. Nun muß noch gezeigt werden, daß dieses Verhalten während des ganzen Betriebs erfüllt ist.

Abbildung 9.7 (rechts) zeigt die gefundenen Vertices für die gesamte Meßreihe. Man erkennt deutlich die vier Targets. Das heißt, daß Vertices sehr sicher einzelnen Drähten zugeordnet werden können. In [SV00] wird gezeigt, daß die Anzahl der Vertices und Spuren linear von der Wechselwirkungsrate abhängt. Somit stellt diese Messung eine weitere Methode dar, um Wechselwirkungsraten je Draht zu bestimmen. Da jedoch weder die Triggereffizienzen der Datennahme noch die Rekonstruktions-Effizienz des Spurfindungs-Algorithmuses bekannt sind, muß diese Methode zunächst kalibriert werden. Dieses muß für jedes Target separat erfolgen, da die Anzahl der Spuren vom Material abhängt. Weiterhin können Trigger- und Rekonstruktions-Effizienzen vom einzelnen Target abhängen.

9.2.2 Ratengleichverteilung während des Betriebs

Um zu beweisen, daß die Wechselwirkungsrate gleichverteilt ist, wurde eine Meßreihe von $\approx 30\,\mathrm{min}$ Länge untersucht, bei der wiederum alle Targets der ersten Station benutzt wurden. Diese sind identisch und bestehen aus $50\,\mu\mathrm{m} \times 500\,\mu\mathrm{m}$ Titan-Drähten. Die Wechselwirkungsrate beträgt 30 MHz.

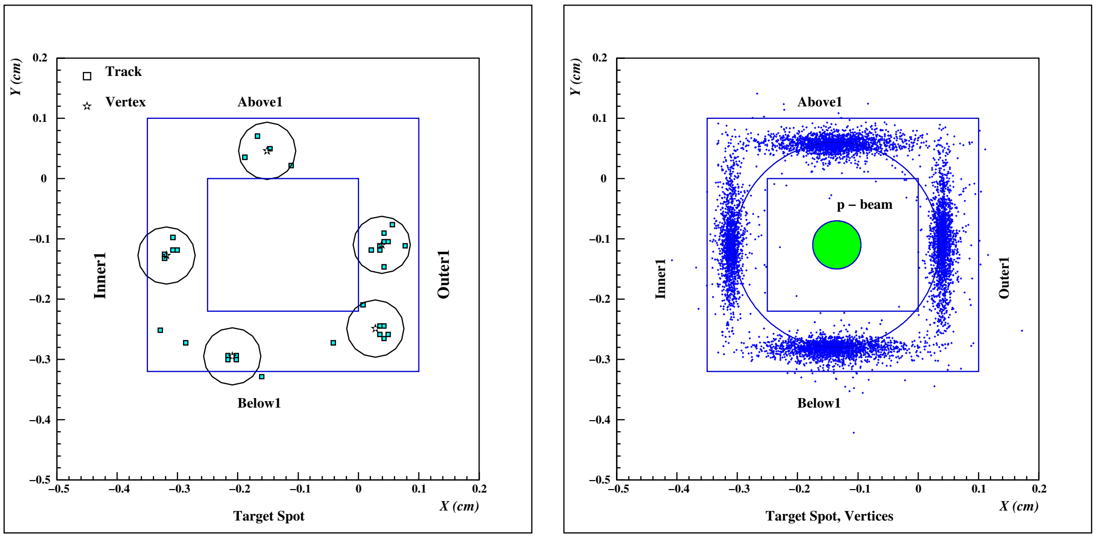


Abbildung 9.7: Rekonstruierte Spuren und Vertices in der Targetebene. Links: Spuren und Vertices für ein einzelnes Ereignis aus der Messung. Rechts: Vertices der gesamte Messung. [V$^+$99]

Draht	$\overline{n_{vx}}$[1/s]	$S_{n_{vx}}$[1/s]	χ^2/n_f
a1	10.5	0.3	1.16
b1	9.9	0.3	1.23
i1	8.0	0.3	0.95
o1	9.4	0.3	0.85

Tabelle 9.3: Parameter der Anpassungsgeraden in Abbildung 9.8.

In Abbildung 9.8 ist die Anzahl der Spuren in Abhängigkeit von der Zeit für jedes Target einzeln dargestellt. Gezeigt wird nur ein Zeitbereich von etwa 2 min aus dieser Meßreihe. An den Funktionsverlauf wurde jeweils ein Polynom nullten Grades angepaßt. Die Parameter dieser Anpassungsrechnung sind in Tabelle 9.3 zusammengefaßt.

Die mittlere Anzahl von Vertices pro Sekunde $\overline{n_{vx}}$ ist für alle Drähte nicht exakt gleich, jedoch sind die Unterschied nur sehr gering und akzeptabel. Die normierten χ-Quadrate χ^2/n_f der Anpassungsgeraden sind jeweils etwa 1; das bedeutet, daß die Abweichungen von einer konstanten Anzahl von Vertices pro Zeit nur statistischer Natur sind.

Auf diese Art wurden für die gesamte Meßreihe die Vertices für jeden Draht bestimmt und Tabelle 9.4 listet jeweils den Anteil der Vertices an der Gesamtanzahl auf. Zum Vergleich enthält die Tabelle auch den Anteil jedes Drahtes an der Wechselwirkungsrate, die mit den Ladungsintegratoren bestimmt wurde. Man

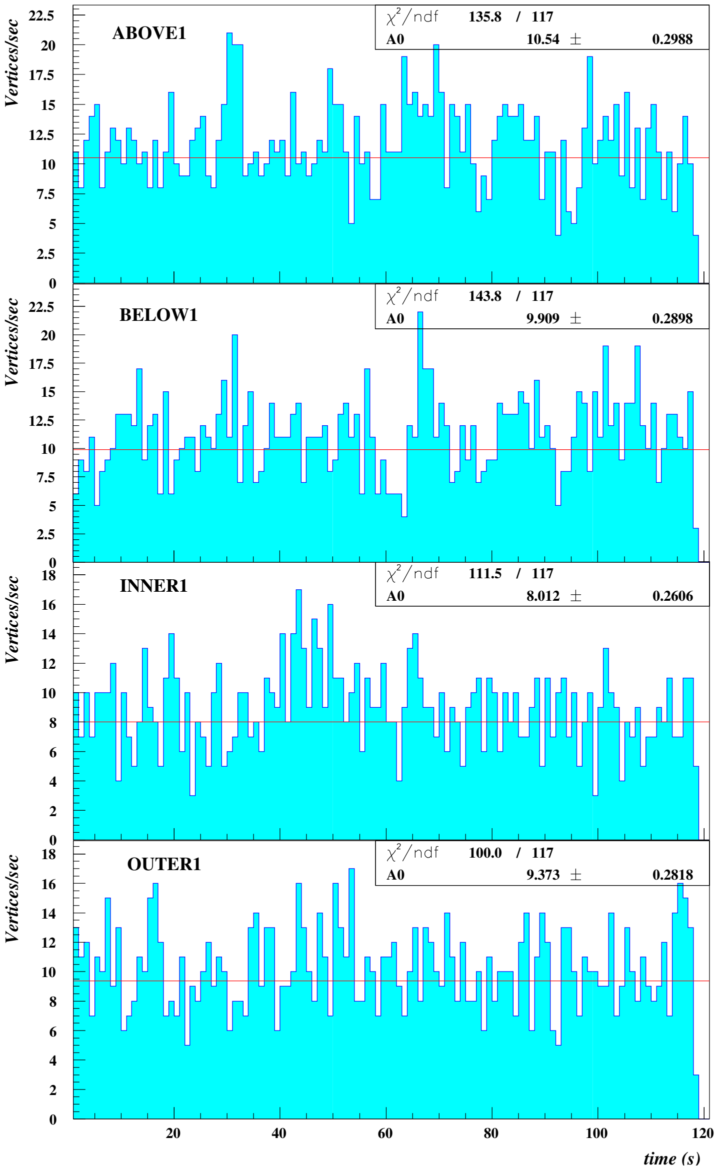


Abbildung 9.8: Anzahl rekonstruierter Vertices für jedes Target in Abhängigkeit von der Zeit [Vas00].

Draht	$f_{CI}[\%]$	$f_{VX}[\%]$
a1	26.06 ± 0.08	26.6 ± 0.7
b1	24.26 ± 0.10	25.9 ± 0.7
i1	23.49 ± 0.06	21.4 ± 0.7
o1	26.20 ± 0.07	26.1 ± 0.7

Tabelle 9.4: Anteil an der Wechselwirkungsrate für jeden Draht. f_{CI} wird über die Ladungsintegrator-Messung bestimmt. f_{VX} wird über die Anzahl der Vertices je Draht bestimmt.

sieht, daß beide Messungen sehr gut übereinstimmen; insbesondere, da der Fehler von f_{VX} keine systematischen Effekte berücksichtigt. Weiterhin sieht man, daß die Ratengleichverteilung im Mittel sehr gut gegeben ist. Die f_{CI}'s weichen nur unwesentlich vom optimalen Wert 25 % ab.

9.2.3 Ratengleichverteilung auf Bunchniveau

Abbildung 9.9 zeigt, daß die Verteilung der Wechselwirkungen nicht nur im Mittel optimal erfüllt ist, sondern auch für jedes Bunchcrossing. Für jedes Ereignis wurde die Anzahl der Vertices n_{VX} und die Anzahl der getroffenen Drähte n_T bestimmt und gegeneinander aufgetragen. Das Bild zeigt oben das Ergebnis für die Messung und unten für eine Simulation. Diese simuliert sowohl die komplette Zerfallskette der Proton-Target Wechselwirkung als auch den HERA-B-Detektor. Die Simulationsdaten werden im selben Format wie die echten Daten gespeichert und mit der gleichen Analysesoftware untersucht. Die Anzahl der Wechselwirkungen wird in der Simulation für jedes Ereignis einzeln festgelegt. Sie ist zufallsverteilt und folgt einer Poissonverteilung mit dem Mittelwert 3.

Man sieht, daß sich in beiden Fällen eine hauptsächlich diagonale Struktur mit $n_T = n_{VX}$ ausbildet. Die Fälle, in denen mehrere Wechselwirkungen auf einem Target stattfinden, treten viel seltener auf und sind auf rein statistische Effekte zurückzuführen. Beide Verteilung ähneln sich sehr und da die Simulation den Idealfall im Sinne der Gleichverteilung der Wechselwirkungen darstellt, heißt das, daß die Mehrdraht-Steuerung optimal funktioniert. Die hier gezeigten Verteilungen würden sich nicht ausbilden, falls die Wechselwirkungen nicht in jedem Ereignis optimal verteilt wären.

Der Abbildung kann man weiterhin entnehmen, daß in einem signifikanten Anteil der Ereignisse nur ein oder zwei Wechselwirkungen erzeugt werden. Dies liegt daran, daß nicht nur die Verteilung der Wechselwirkungen über alle Drähte statistischen Fluktuationen unterworfen ist, sondern auch die Anzahl der Wechselwirkungen pro Ereignis, was jedoch schon in der Simulationsrechnung beachtet wurde. Abbildung 9.10 zeigt das Histogramm der Anzahl der Vertices für die Mes-

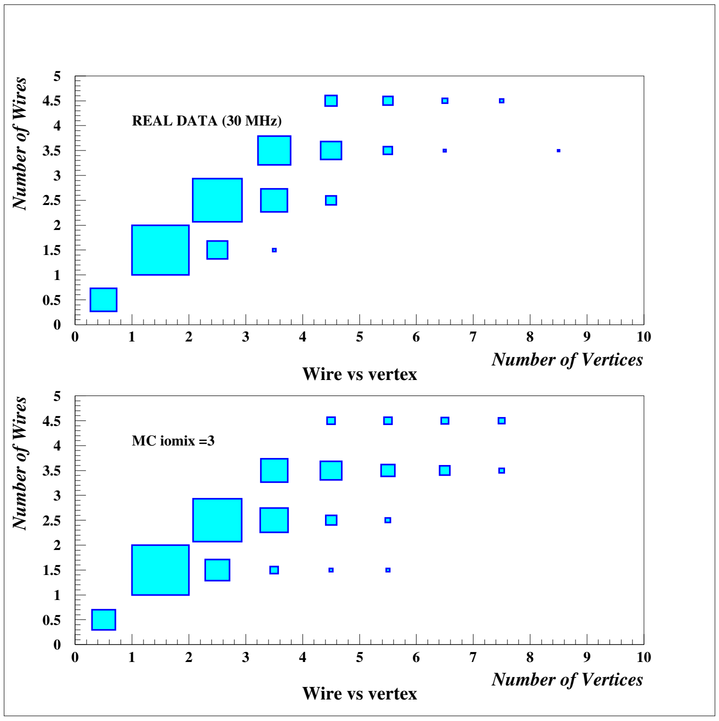


Abbildung 9.9: Anzahl getroffener Drähte in Abhängigkeit von der Anzahl Vertices pro Ereignis. Ein Kästchen zwischen n und $n+1$ bedeutet n Vertices bzw. getroffene Drähte. Die Größer der Kästchen ist ein Maß für die Anzahl der Einträge. Oben: Messung. Unten: Monte Carlo Simulation. [SV00, Vas00]

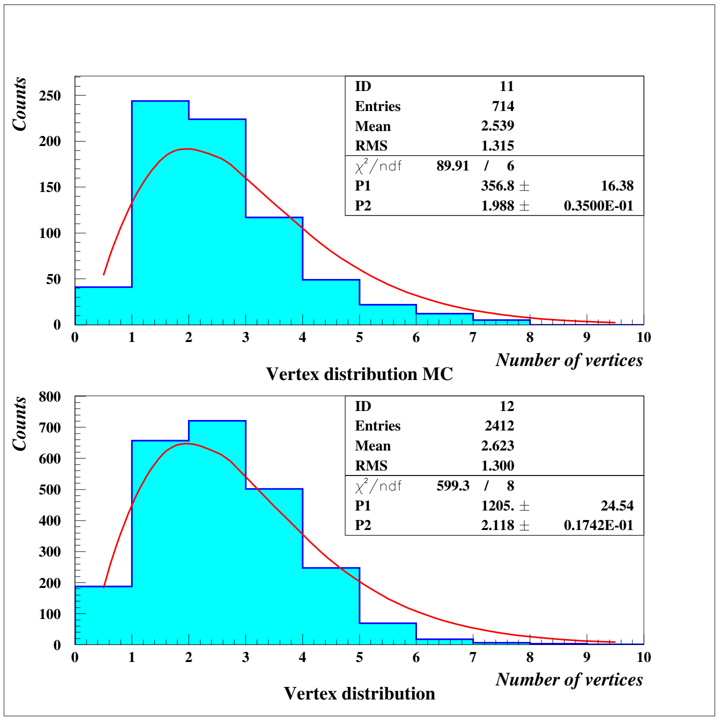


Abbildung 9.10: Histogramm der Anzahl der Vertices pro Ereignis. Die Kurve ist eine angepaßte Poissonkurve. Oben: Monte Carlo Simulation. Unten: Messung. [SV00, Vas00]

sung und die Monte-Carlo Simulation. Obwohl die mittlere Anzahl der Wechselwirkungen pro Ereignis in der Simulation 3 ist, werden nach der Rekonstruktion nur ≈ 2.5 Vertices pro Ereignis gemessen. Dies liegt daran, daß zum Teil einige Vertices nicht gefunden werden oder jeweils zwei Vertices soweit zusammenliegen, daß der Detektor sie nicht getrennt auflösen kann [E$^+$00]. Somit verringert sich die Anzahl der Vertices im Vergleich zur Anzahl der Wechselwirkungen. Damit ist auch die relativ geringe Anzahl der Vertices pro Ereignis in den Daten zu verstehen. Bei 30 MHz Wechselwirkungsrate würde man hier einen Wert von $\gtrsim 3$ erwarten.

9.2.4 Schlußfolgerung

Um die Gleichverteilung der Wechselwirkungen über alle Drähte zu messen, wurden die mit dem Vertexdetektor gemessenen Vertices benutzt. Diese Daten wurden mit einer Simulation verglichen, die die Wechselwirkungen auf Bunchniveau statistisch optimal verteilt. Beide weisen das gleiche Verhalten auf, womit gezeigt wurde, daß die Ratengleichverteilung auch auf Bunchniveau erreicht wird.

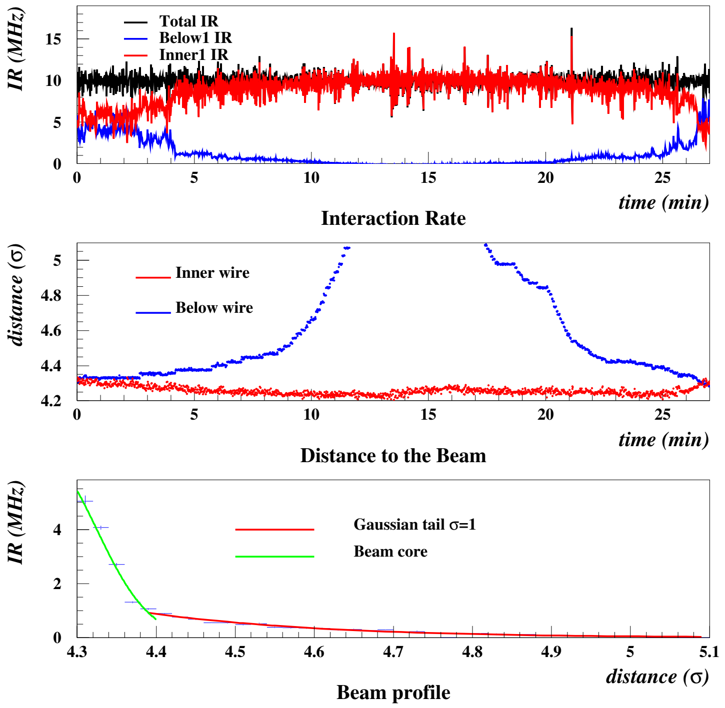


Abbildung 9.11: Messung der Kantensteilheit im Mehrdraht-Betrieb. Oben: Wechselwirkungsrate und Einzeltargetraten in Abhängigkeit von der Zeit. Mitte: Target-Positionen in Abhängigkeit von der Zeit. Unten: Wechselwirkungsrate des manuell bewegten Drahtes in Abhängigkeit von seinem Strahl-Abstand [L$^+$00, Vas00]

9.3 Kantensteilheit

In [L$^+$00] wurde die Kantensteilheit im Mehrdraht-Betrieb bestimmt. Da auch diese Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit wichtig sind, werden sie hier wiedergegeben. Die Messung wird exemplarisch an einem Beispiel durchgeführt, die in Abbildung 9.11 dargestellt ist.

Bei dieser Messung befinden sich zwei Targets am Strahl, von denen einer sich im Automatikmodus befindet. Der andere wird zunächst manuell vom Strahl in kleinen Schritten entfernt und dann wieder zum Strahl bewegt, bis er wieder signifikant zur Rate beiträgt.

In dem Beispiel unten befand sich der i1-Draht im Automatikmodus, mit einer Sollrate von 10 MHz und der b1-Draht wurde bewegt. Trägt man nun die Rate des b1-Targets gegen seinen Abstand zum Strahl auf, so ist diese Verteilung für große Abstände sehr flach, hat jedoch einen Knick bei etwa $4.4\,\sigma$ und einen starken Anstieg der Wechselwirkungsrate für kleinere Abstände. $4.4\,\sigma$ stellt den Beginn der Strahlkante für das b1-Target dar. Zu den Zeitpunkten $t \approx 4$ min und $t \approx 25$ min trägt das b1-Target gerade nicht mehr signifikant zur Wechselwirkungsrate bei und hat jeweils den Abstand von etwa $4.4\,\sigma$ zum Strahl. Der

Positionsunterschied des b1-Drahtes bei den Raten 2 und 4 MHz beträgt $0.03\,\sigma$. Mit einer realistischen Strahlbreite von 400 µm entspricht dies 12 µm. Somit erhält man für die relative Ratenerhöhung einen Faktor von 2 pro 12 µm, was sehr gut die Ergebnisse der Stufenfunktionsmessungen bestätigt. Das bedeutet, daß die Steilheit der Strahlkante nicht durch die Anzahl der Drähte beeinflußt ist.

9.4 Schlußfolgerung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, daß der Strom auf den Targetdrähten, der zur Gleichverteilung der Rate über alle Drähte benutzt wird, von δ-Elektronen stammt. Weiterhin wurde gezeigt, daß die Ratengleichverteilung auch auf Bunchniveua optimal funktioniert. Die im Mehrdrahtbetrieb gemessene Katensteilheit stimmt mit der Messung der Stufenfunktionen überein.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Eines der Ziele des HERA-B-Experiments ist die Messung der CP-Verletzung im B-System. Die dafür benötigten Reaktionen werden in pN-Wechselwirkungen im HERA-Speicherring erzeugt und HERA-B ist daher als ein Fixed-Target-Experiment an einem Speicherring ausgelegt.

Das HERA-B-Target besteht aus acht Drähten, die in zwei Stationen um den Protonstrahl angeordnet sind. Es muß neben Anforderungen, die von HERA-B selbst kommen, noch weitere erfüllen, da es einen direkten Einfluß auf den Protonstrahl und HERA hat und somit auch die anderen HERA-Experimente beeinflussen kann. Die Anforderungen an das Target wurden in Kapitel 4 im Detail hergeleitet; die folgende Liste gibt eine kurze Zusammenfassung:

1. *Rate und Targeteffizienz:* Das Target muß hohe Raten bis zu 40 MHz zur Verfügung stellen können. Das bedeutet, daß im Mittel 4–5 Wechselwirkungen pro Bunchcrossing erzeugt werden müssen. Um den Proton-Stromverlust in HERA so gering wie möglich zu halten, soll die Targeteffizienz $\epsilon_t \gtrsim 50\,\%$ sein.

   Durch den Targetbetrieb darf weder die Strahlqualität noch die Datennahme der anderen Experimente durch targetinduzierten Untergrund beeinträchtigt werden.

2. *Betriebseffizienz:* Das Target muß kontinuierlich während der gesamten Meßzeit von ca. $10^7\,$s pro Jahr betrieben werden. Daher muß es sehr zuverlässig und einfach zu bedienen sein. Es bedarf also einer guten Echtzeit-Überwachung und einer guten Koordination mit HERA und den anderen Experimenten.

3. *Rekonstruktionseffizienz:* Aufgrund der Limitierungen des HERA-B-Detektors ist es wichtig, daß die gleichzeitigen Wechselwirkungen jeweils über alle Drähte gleichmäßig verteilt sind und die Rate möglichst konstant ist.

Das Design des Targets aus acht Drähten ist die Basis, um diese Anforderungen zu erfüllen. Um jedoch alle Anforderungen erfüllen zu können, bedarf es eines automatischen Kontrollsystems.

Übersicht über die Resultate der Arbeit

Das Targetkontrollsystem TaCoS wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird im Detail in Kapitel 5 beschrieben. In diesem wird auch gezeigt, daß es die an ihn gestellten Anforderungen erfüllt.

Weitere Schwerpunkte dieser Arbeit sind, die Rahmenbedingungen und die Funktionsweise des Targetbetriebs—und damit die physikalischen Zusammenhänge zwischen Target und Strahl und das Targetkontrollsystem selbst—im Detail zu verstehen. Die Untersuchungen gliedern sich in drei Schwerpunkte:

- Targetbetrieb bei HERA,
- Ratenstabilität und
- Mehrdraht-Betrieb.

Die folgenden Abschnitte geben detailliertere Zusammenfassungen der Schwerpunkte dieser Arbeit.

Das Targetkontrollsystem TaCoS

Die wichtigste Anforderung an TaCoS ist der sichere Betrieb. Targetinduzierte Strahlverluste müssen unbedingt vermieden werden. Aus HERA-B-spezifischer Sicht kommen noch die Anforderungen nach Betriebseffizienz und Regelung der Rate hinzu. Fluktuationen der pro Sekunde gemessenen Rate sollen $\mathcal{O}(\lesssim 10\,\%)$ betragen.

Damit lassen sich die konkreten Anforderungen an das Konzept stellen: autark, automatisch, selbstdiagnostizierend und einfach in der Bedienung. Aus diesen Anforderungen wurde ein Konzept, das aus drei Komponenten besteht, entwickelt und implementiert:

- Ein intelligenter Kontroller steuert die Targets und kann beim Ausfall anderer Komponenten den Targetbetrieb geregelt beenden.
- Die Steuerzentrale von TaCoS ist ein Programm, das auf einer konventionellen VME-CPU läuft. Hier sind die Routinen zur Ratenkonstanthaltung, -gleichverteilung und die Notfallmaßnahmen implementiert. Komplexe Abläufe, wie z. B. das Hineinsetzen von Drähten, werden ebenfalls von hier aus gesteuert. Die Steuerzentrale kennt—zur selbständigen Steuerung—zu jeder Zeit den Zustand aller Drähte und ist daher als Zustandsmaschine implementiert. Ihr Funktionieren hängt nur vom Kontroller ab und sie kommt auch ohne Benutzerführung aus.

- Die graphische Bedienoberfläche dient nur dazu, die Benutzereingaben weiterzuleiten und den Zustand der Steuerzentrale—Drahtpositionen, Drahtzustände, Raten, etc.—darzustellen.

  Im normalen Betrieb muß der Benutzer nur Drähte selektieren oder deselektieren oder eine Sollrate einstellen.

Die Betriebserfahrung zeigt, daß dieses Konzept sehr solide ist und die Anforderungen gut erfüllen kann. Das mehrstufige, auf jeder Stufe autarke Notfallsystem hat sich in der Praxis gut bewährt. Durch technische Probleme wird die Verfügbarkeit des Systems nur um $\mathcal{O}(\lesssim 1\,\%)$ reduziert.

Die Ratenfluktuationen betragen in der Regel $\approx 5\,\%$. Die Ratengleichverteilung funktioniert auch auf Bunchniveau. Es wurde eine sehr effiziente, sichere und schnelle Automatik zum Einsetzen der Targets programmiert, die entscheidend zur Sicherheit und Betriebseffizienz beiträgt.

Targetbetrieb bei HERA

Hier wurde zunächst die freie Apertur in HERA und die Betriebsposition des Targets bestimmt. Die mittlere Apertur betrug in HERA in den Jahren 1999 und 2000 etwa $6\,\sigma$ und die übliche Betriebsposition der Targetdrähte befand sich ca. $1.5\,\sigma$ innerhalb der Apertur. Der Phasenraum der Targetpositionen wird durch die Apertur auf der äußeren Seite und $\approx 2.5\,\sigma$ auf der inneren Seite begrenzt.

Als nächstes wurde die Targeteffizienz ϵ_t bestimmt und deren Abhängigkeiten untersucht. Zum ersten Mal konnte z. B. die Targeteffizienz bei fester Apertur in Abhängigkeit von der Targetposition bestimmt werden (Abbildung 7.11). Die Messung bestätigt die Simulation in [Jag98] (Abbildung 3.12)—die üblicherweise zur Diskussion der Targeteffizienz benutzt wird—qualitativ sehr gut. Die gemessenen Effizienzen sind jedoch recht klein und können auch nicht vollständig mit den engen Aperturbegrenzungen erklärt werden. Der Grund für diese kleinen Werte ist ein zusätzlicher, von der Wechselwirkungsrate unabhängiger Protonenverlust in HERA in der Größenordnung $\mathcal{O}(10\,\mathrm{MHz})$ (Abbildung 7.14). Er wurde im Rahmen dieser Arbeit entdeckt und konnte mit verschiedenen Methoden nachgewiesen werden. Seine Abhängigkeiten sind jeweils nur schwach ausgeprägt, jedoch nimmt er mit wachsendem Protonstrom zu.

Untersuchungen zur Scrape-Geschwindigkeit des Targets zeigen, daß sich das Target während des Betriebs ständig an den Strahl annähert. Nach etwa 2–3 h wird eine konstante Annäherungsgeschwindigkeit von etwa $1/20\,\sigma/\mathrm{h}$ erreicht.

Ratenstabilität

Die Konstanz der Rate ist eine sehr wichtige Aufgabe der Targetsteuerung und daher wurden im Rahmen dieser Arbeit ihre systematischen Abhängigkeiten untersucht.

Eine wichtige Größe ist in dem Zusammenhang die natürliche Ratenbreite, die die dem Strahl innewohnenden Fluktuationen beschreibt. Für ihre Bestimmung wurde eine Meßmethode entwickelt: dieses ist die Messung der intrinsischen Ratenbreite. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, liefert die intrinsische Ratenbreite vergleichbare Werte für Meßreihen mit und ohne Targetsteuerung und stellt zudem die untere Grenze für die im Targetbetrieb gemessenen Fluktuationen dar (Abbildung 8.7). Das bedeutet, daß man mit der intrinsischen Ratenbreite die natürlichen Ratenfluktuationen messen kann.

Für HERA-B ist jedoch nicht die intrinsische Ratenbreite, sondern die Gesamtratenbreite ausschlaggebend, da sie angibt, wie konstant die Rate während des gesamten Betriebs ist. Diese ist üblicherweise einen Faktor 1.3 größer als die intrinsische Ratenbreite. Eine Simulation mit einer realistischen Ratensimulation und optimalen Reglern liefert vergleichbare Ergebnisse.

Abhängigkeiten der Ratenfluktuationen. Wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte, hängen die Ratenfluktuationen von vielen Parametern ab. Die Abhängigkeit vom verwendeten Draht ist nicht stark ausgeprägt. Jedoch weisen Wolfram-Drähte und Drähte, die im Coasting-Beam betrieben werden, eine größere und dünne Drähte eine kleinere Ratenbreite auf.

Eine Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate und der Betriebsdauer ist nicht zu erkennen.

Mit zunehmender Anzahl der Drähte nimmt die intrinsische Ratenbreite ab, jedoch die Gesamtratenbreite zu. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nicht entschieden werden, ob dies der Einfluß von Coasting-Beam-Drähten ist, oder ob dieses Verhalten auf das Kontrollsystem zurückgeführt werden kann.

Eine große Apertur, ein großer Target-Apertur-Abstand und eine große Targeteffizienz sind jeweils günstiger für die Ratenbreite. Eine sehr interessante Abhängigkeit ist die vom Elektronenstrom, der—wie von der Strahl-Strahl-Wechselwirkung erwartet—für höhere Ströme eine bessere Ratenkonstanz liefert (Abbildung 8.13).

Die weitaus interessanteste Abhängigkeit ist jedoch die von Umwelteinflüssen. Es wurde gezeigt, daß an Wochenenden und Nachts die Ratenbreite im Mittel bei etwa 6 % liegt, jedoch an Arbeitstagen morgens auf ≈ 14 % ansteigt. Erst spät Abends erreicht sie wieder ihren Ruhewert von 6 % (Abbildung 8.18). Das gleiche Verhalten kann auch in den Strahlpositionsschwankungen beobachtet werden.

Es kann weiterhin gezeigt werden, daß die Strahlpositionsschwankungen hauptsächlich für die Ratenfluktuationen verantwortlich sind. Außerdem zeigt sich, daß die Rate auf Strahlfluktuationen, die ihren Ursprung im Umweltlärm haben, überproportional sensitiv reagiert (Abbildung 8.25).

Bei den Strahlpositionsschwankungen konnte weiterhin gezeigt werden, daß der Strahl in vertikaler Richtung in verschiedenen Nebenmoden im Zickzack seine Position ändert. Dabei werden Geschwindigkeiten von bis zu 10 μm/s erreicht.

Aus der Korrelation der Raten- und Strahlpositionsfluktuationen kann die Steilheit der Protonstrahlkante gemessen werden: Die Rate ändert sich um einen Faktor zwei bei einem Schritt von 10 µm (Abbildung 8.25).

Die Stufenfunktionsmessungen (Abbildung 8.26). Mit dieser Methode wird die Kantensteilheit des Protonstrahls direkt gemessen (Abbildung 8.30). Die hier erhaltenen Ergebnisse bestätigen die Messung der Strahlkante mit den Strahlpositionsfluktuationen.

Außerdem kann mit dieser Messungen die Dynamik zwischen Target und Protonstrahl im Detail beobachtet werden. Es zeigt sich, daß die Protonen erst einen Zwischenphasenraum passieren müssen, bevor sie inelastisch mit dem Target wechselwirken können. Das zugehörige Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und kann die Messungen gut beschreiben.

Ein Ergebnis, das man mit diesem Modell und der Messung erhält, ist, daß die Anzahl der Protonen zwischen Target und Apertur auf $\approx 20\,\mu\text{m}$ um eine Größenordnung abnimmt (Abbildung 8.34). Das zeigt, wie effektiv das Target als Kollimator arbeitet.

Das Beam-Tail-Shaping. Um den Betrieb des Targets zu erleichtern und die Ratenstabilität zu verbessern, wurden in den vergangenen Jahren in Zusammenarbeit mit den HERA-Maschinenphysikern verschiedene Methoden für das Beam-Tail-Shaping ausprobiert. Hierbei versucht man durch gezielte Beeinflussung des Beschleunigers die Diffusionsrate der äußersten Protonen soweit zu erhöhen, daß die Protonstrahlkante flacher wird.

Die Ergebnisse, die man mit dem sogenannten HF-Rauschen erhält, sind nicht sehr schlüssig. Jedoch kann gezeigt werden, daß mit den sogenannten Dipol-Kicks oder der Tune-Modulation die erwünschten Effekte erzielt werden können. Zur Zeit ist die Tune-Modulation die favorisierte Methode, da sie nach theoretischen Modellen den Strahlkern weniger beeinflußt und leichter handzuhaben ist. Das Beam-Tail-Shaping wird zur Zeit noch nicht standardmäßig angewandt.

Mehrdraht-Betrieb

Mit einer Simulation, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, konnte gezeigt werden, daß Delta-Elektronen der Grund für den Strom sind, der im Betrieb auf den Targets gemessen wird. Dieser ist proportional zur Wechselwirkungsrate und wird in der Steuerung zur Gleichverteilung der Wechselwirkungen über alle Drähte benutzt.

Es wurden Ergebnisse aus [SV00] präsentiert, bei der Vertices der pN-Wechselwirkungen mit den Vertexdetektor rekonstruiert werden und so der Beitrag eines jeden Targets zur Gesamtrate bestimmt wird. Diese Ergebnisse zeigen, daß sowohl über den gesamten Betrieb als auch auf Bunchniveau die Wechselwirkungen gleichmäßig über alle Drähte verteilt sind. Abweichungen von der Gleichverteilung sind durch die Poissonstatistik begründet.

Die Kantensteilheit im Mehrdraht-Betrieb, die in [L$^+$00] beschrieben wurde, ist ebenfalls in dieser Arbeit wiedergegeben. Sie bestätigt die Messungen der Kantensteilheit mit den Stufenfunktionen und den Strahlfluktuationen.

Schlußfolgerungen

Das HERA-B-Target erzeugt am HERA-Speicherring über Proton-Nukleon-Wechselwirkungen die Teilchen, deren Zerfälle beim HERA-B-Experiment untersucht werden sollen. Da diese Zerfälle sehr selten sind, ist eine eine hohe Wechselwirkungsrate nötig. Eine Besonderheit des Targets ist es, daß es als Fixed-Target an einem Speicherring parallel zu den anderen Experimenten betrieben wird. Es stellt damit eine neue Art von Teilchenquelle mit hoher Aktivität dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde sein Steuersystem entwickelt und implementiert. Es wurde gezeigt, daß das Targetsteuersystem TaCoS seine Aufgaben sehr gut erfüllt und auch im Detail gut verstanden ist.

Anhang A

Mathematischer Anhang

A.1 Bestimmung des Fehlers der Asymmetrie

Die Asymmetrie A der Werte a und b ist definiert als die Differenz von a und b normiert auf ihren Mittelwert:

$$\begin{aligned} A(a,b) &= 2\cdot\frac{a-b}{a+b} && \text{(A.1)}\\ &= -A(b,a) && \text{(A.2)} \end{aligned}$$

Nach der gaußschen Fehlerfortpflanzungsregel ergibt sich der Fehler von A $S_A(a,b)$ zu:

$$S_A^2(a,b) = S_a^2\cdot(\frac{\partial A}{\partial a})^2 + S_b^2\cdot(\frac{\partial A}{\partial b})^2 \tag{A.3}$$

Mit S_a und S_b den Fehlern der Größen a und b. Daher sollen zunächst die Ableitungen von A nach a und b berechnet werden.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial a} &= 2\cdot\frac{\partial}{\partial a}(\frac{a}{a+b}-\frac{b}{a+b})\\ &= 2\cdot\left(1\cdot(a+b)^{-1}+a\cdot\frac{\partial}{\partial a}(a+b)^{-1}-b\cdot\frac{\partial}{\partial a}(a+b)^{-1}\right)\\ &= 2\cdot\left((a+b)^{-1}+(a-b)\cdot(-1)(a+b)^{-2}\frac{\partial}{\partial a}(a+b)\right)\\ &= 2\cdot\left(\frac{1}{a+b}-\frac{a-b}{(a+b)^2}\right)\\ &= 2\cdot\frac{a+b-a+b}{(a+b)^2}\\ &= \frac{4b}{(a+b)^2} && \text{(A.4)} \end{aligned}$$

Aus Symmetrieüberlegungen und Gleichung A.2 folgt:

$$\frac{\partial A}{\partial b} = -\frac{4a}{(a+b)^2} \tag{A.5}$$

Damit folgt für den Fehler der Asymmetrie:

$$\begin{aligned} S_A^2(a,b) &= S_a^2\left(\frac{4b}{(a+b)^2}\right)^2 + S_b^2\left(\frac{4a}{(a+b)^2}\right)^2 \\ &= \frac{S_a^2}{a^2}\left(\frac{4ab}{(a+b)^2}\right)^2 + \frac{S_b^2}{b^2}\left(\frac{4ab}{(a+b)^2}\right)^2 \\ &= \left(\frac{4ab}{(a+b)^2}\right)^2 \cdot (S_{a,rel}^2 + S_{b,rel}^2) \end{aligned} \tag{A.6}$$

Mit $S_{a,rel}$ und $S_{b,rel}$ den relativen Fehlern der Größen a und b. Unter der Annahme, daß diese gleich sind und $a \approx b$ läßt sich die obige Formel vereinfachen.

$$S_A^2(a,b) = 2 \cdot S_{a,rel}^2 \tag{A.7}$$

A.2 Der χ^2-Test über die Güte einer Anpassung

Detaillierte Informationen zu diesem Thema finden sich in [Bra92, G$^+$00]. Hier soll nur erklärt werden, wie die Größe χ^2/n_f im Rahmen einer Messung zu interpretieren ist.

Im Allgemeinen können zu einer Meßreihe, mit der man den Kurvenverlauf einer Theorie überprüfen will, die Größen χ^2 und n_f berechnet werden. Falls die Theorie die Meßreihe im Rahmen der Fehler gut wiedergeben kann, so erwartet man für die Größe χ^2/n_f einen Wert von etwa 1. Bei größeren Werten, kann die Theorie die Meßwerte nur schlecht beschreiben und bei kleineren Werten sind die Fehler so groß, daß keine deutliche Aussage getroffen werden kann.

Formeln, die die erlaubte Abweichung von 1 beschreiben, werden in [G$^+$00] angegeben.

A.3 Das Profil-Histogramm

Ein Profil-Histogramm kann für die Meßreihe einer zweidimensionalen Meßgröße angefertigt werden. Diese habe die Komponenten x und y. Trägt man für jeden Meßwert y gegen x auf, so erhält man zwar eine zweidimensionale Darstellung der Messung, aber nicht den funktionalen Zusammenhang y(x). Um diesen zu erhalten, unterteilt man die x-Achse in mehrere Intervalle. Sind diese alle gleich groß, so kann man die Quantisierung des Profil-Histogramms angeben, die einer Intervallgröße entspricht.

Im nächsten Schritt werden die x-Komponenten aller Meßwerte quantisiert. Das heißt sie nehmen jeweils den Mittelwert des Intervalls an, in dem sie sich befinden. Dadurch erhält man viele Untermeßreihen, die sich jeweils in ihren x-Werten Unterscheiden. Für jede wird nun der Mittelwert von y berechnet und man erhält so den funktionalen Zusammenhang y(x). Dieses wird auch als das Profil-Histogramm der zugehörigen Meßreihe bezeichnet.

Der Fehler der x-Werte ist durch die Intervallgröße bestimmt. Für den y-Fehler kann entweder die Standardabweichung der jeweiligen Untermeßreihe angegeben werden oder der Fehler des Mittelwerts von y.

Literaturverzeichnis

[A$^+$87] H. Albrecht et al. Observation of $B^0 - \overline{B^0}$ Mixing. *Phys. Lett.*, B192:245, 1987. Argus Kollaboration.

[A$^+$92] H. Albrecht et al. HERA-B An Experiment to study CP-Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. Letter of Intent PRC 92/04, DESY, Oktober 1992.

[B$^+$99] M. Bieler et al. HERA Machine Studies December 1998. HERA Report 99-03, DESY, März 1999.

[Bak00] G. Baki. Untersuchung der Wechselwirkungsraten einzelner Protonenbunche mit dem HERA-B Drahttarget. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, April 2000.

[Ber88] J. Bergoz. *Betriebsanleitung, Parametric Current Transformer 'HERA1'.* Crozet, 01170 Gex, Frankreich, August 1988. siehe auch `http://www.bergoz.com`, insbesondere `http://www.bergoz.com/s_pct.htm`.

[Bra92] S. Brandt. *Datenanalyse: mit statistischen Methoden und Computerprogrammen.* B.I. Wissenschaftsverlag, 1992.

[Brä97] M. Bräuer. Aufbau und Untersuchung der Eigenschaften des Targets für den HERA-B Detektor. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, April 1997.

[BS91] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*, chapter Differentialgleichungen, pages 420+. Stuttgart; Leipzig: B. G. Teubner; Thun; Frankfurt/Main: Deutsch, 1991. Gleichung 3.31.

[C$^+$64] J. H. Christenson et al. Evidence for the 2π decay of the K_2^0. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138, 1964.

[CPRS00] F. Caravaglios, F. Parodi, P. Roudeau, and A. Stocchi. Determination of the ckm unitarity triangle parameters by end 1999. In *Third*

International Conference on B physics and CP violation, 3.–7. Dezember 1999, number LAL 00-04, LPT-Orsay 00-20 oder hep-ph/0002171, National Taiwan Univ., Taipei, Tawain, Februar 2000.

[DES94] DESY, Deutsches Elektronen-Synchrotron, Notkestraße 85, D–22603 Hamburg. *Wissenschaftlicher Jahresbericht*, 1994.

[DES99] DESY HERA. *Beschleuniger Betriebsseminar 3.–7. Mai 1999*, number 99-04, Grömitz, September 1999.

[DES00] DESY HERA. *Proceedings of the HERA Seminar*, Grömitz, 2000.

[E+00] D. Emeliyanov et al. Primary Vertex Reconstruction by Rover. HERA-*B* internes Dokument 00-139, DESY, 2000.

[EFI+00] K. Ehret, M. Funcke, S. Issever, et al. Observation of Coasting Beam at the HERA Proton-Ring. DESY 00-018, DESY, Januar 2000.

[Ehr00] K. Ehret. Commissioning of the HERA-B internal target: using the HERA proton ring as a B-factory. Technical report, Universität Dortmund, 2000.

[EIM00] K. Ehret, S. Issever, and C. Montag. Stabilization of HERA-B Interaction Rates Using Tune Modulation. In Georg H. Hoffstätter, editor, *HERA accelerator studies 1999*, number 00-02, pages 104–114. DESY HERA, Mai 2000.

[ES96] J. A. Ellison and T. Sen. HERA-B and Halo Control using Noise. HERA Report 96-09, DESY, 1996.

[Fla47] A. Flammersfeld. Eine Beziehung zwischen Energie und Reichweite für Beta-Strahlen kleiner und mittlerer Energie. *Zeitschrift für Naturforschung*, 2a:370–375, 1947.

[Fow96] M. Fowler. Early Greek Science: Thales to Plato. `http://www.phys.virginia.edu/classes/109N/lectures/thales.html`, Physics Department, University of Virginia, 1996.

[Fun99] M. Funcke. Alignement der HERA-*B* Targetmechanik. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1999.

[G+00] Particle Data Group, Groom et al. *The European Physical Journal C, Review of Particle Physics*, volume 15. Springer-Verlag, 2000.

[Glo48] R. Glocker. Die Abhängigkeit der Reichweite der Elektronen von ihrer Energie. *Zeitschrift für Naturforschung*, 3a:147–151, 1948.

[H$^+$94] C. Hast et al. Test of Internal Halo Targets in the HERA Proton Ring. DESY 94-119, DESY, Juli 1994.

[H$^+$95] 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 PRC 95/01, DESY, Januar 1995.

[Han70] O. Hançerlioğlu. *Düsünce Tarihi*. Remsi Kitabevi, 1970.

[HM84] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 1984.

[Hof00] G. H. Hoffstätter, 10. Oktober 2000. private Mitteilung.

[HS97] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients. In *PHYSICAL REFERENCE DATA*, chapter `http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html`, page `http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab1.html`. National Institute of Standards and Technology (NIST), April 1997.

[Iss96] S. Issever. Vorbereitende Untersuchungen für das HERA-*B* Experiment. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1996.

[Iss98] S. Issever. HERA-B Target Review, Status & Plans. plenary talk, DESY, Oktober 8 1998. HERA-B Collaboration Meeting.

[Jac85] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 1985.

[Jag98] T. Jagla. Untersuchungen der Target-Strahl Wechselwirkung im HERA-*B*-Experiment. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Oktober 1998. DESY-THESIS-1999-007, Februar 1999.

[Kie00] Prof. Dr. rer. nat. H. Kiendl. Regelungssysteme. Skript zur Vorlesung, Universität Dortmund, Fakultät für Elektrotechnik, Lehrstuhl für Elektrische Steuerung und Regelung, Sommersemester 2000. Version 1.

[Kle98] J. Klenner. Ratenmessung am HERA-B Drahttarget mit Szintillationshodoskopen. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1998.

[KM73] M. Kobayashi and K. Maskawa. *Prog. Theor. Thys.*, 49:652, 1973.

[Kni00] C. Knierim. Messung und Analyse von Ratenfluktuationen am HERA-B-Target. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Februar 2000.

[Kos95] D. Kosciesza. Untersuchung eines Halotargets mittels Silizium-Mikrostreifenzählern am HERA-Protonenspeicherring. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts-Karls-Universität Heidelberg, 1995.

[L$^+$94] T. Lohse et al. HERA-B An Experiment to study CP-Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. Proposal PRC 94/02, DESY, May 1994.

[L$^+$00] T. Lohse et al. HERA-B Report on Status and Prospects. DESY-PRC 00-04, DESY, Oktober 2000.

[LL69] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Course of theoretical Physics*, volume 2, Mechanics. Pergamon Press, 1969.

[Lüd57] G. Lüders. Proof of the TCP Theorem. *Annals of Physics*, 2:1–15, 1957.

[MY68] J. B. Marion and F. C. Young. *Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.

[Pau55] W. Pauli. Exclusion Principle, Lorentz Group and Reflection of Space–Time and Charge. In Weisskopf V. F. Kronig R., editor, *Niels Bohr and the Development of Physics*, volume 2, pages 30–51. Pergamon Press, London, 1955. Collected Scientific Paper.

[Pug98] V. Pugatch. HERA-B Multi-Target Equalizing Steering. internes dokument, Institute for Nuclear Research Kiev, März 1998.

[Pug00] V. Pugatch. δ-electrons and vertices from HERA-B targets in April 2000. Vortrag in der wöchentlichen hera-b physik-sitzung, Institute for Nuclear Research Kiev, Mai 3 2000.

[Rie94] J. Rieling. Studium eines Fadentargets im Protonenstrahl des HERA-Ringes. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994.

[Ros52] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prenice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1952.

[S$^+$94] H.-J. Shih et al. *Part. Acc.*, 43:159, 1994.

[Sak67] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, C Asymetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *JETP*, Lett. 5:24–27, 1967.

[Sch98] S. Schaller. Untersuchung der Beiträge einzelner Protonbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA-B-Experiments. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts-Karls-Universität Heidelberg, Mai 1998.

[Sei94] M. Seidel. *The Proton Collimation System of HERA*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg, Juni 1994. DESY-94-103.

[Sei95] M. Seidel. HERA-B Interacion Rate versus Luminosity at ZEUS and H1. HERA Report 95-10, DESY, Dezember 1995.

[Spr96] S. Spratte. Untersuchung zu den Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA-BExperiment. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1996.

[Spr00] S. Spratte. *Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring*. Doktorarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, September 2000. DESY-THESIS-2000-036.

[SV00] A. Somov and Y. Vassiliev. Interaction Rate calibration of the HERA-B detector. HERA-B internes Dokument 00-075, DESY, 2000.

[Sym99] M. Symalla. Vorbereitende Untersuchungen zur Bestimmung der Wechselwirkungsraten und Zeitstruktur an einem Drahttarget mit Hilfe der Energieinformation des HERA-B elektromagnetischen Kalorimeters. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1999.

[Uns81] K. Unser. A Torodial D.C. Beam Current Transformer with High Resolution. *IEEE Trans. Nucl.*, NS-28:2344–2346, 1981. Und CERN ISR-OP/81-14.

[V^+99] Y. Vassiliev et al. Multi-Target Operation at the HERA-B Experiment. In *Nuclear Physics at Storage Rings*, pages 512+, Bloomigton, Indiana, September 1999.

[Vas00] Y. Vassiliev, November 2000. private Mitteilung.

[W^+57] C. S. Wu et al. *Phys. Rev.*, 105:1413, 1957.

[Wil92] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, Physik, 1992.

[Wil96] Prof. Fred L. Wilson. Science and Human Values – Pre-Socratic Philosophers. `http://www.rit.edu/~flwstv/presocratic.html`, Rochester Institute of Technology, August 1996.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen und mich bei einer ganzen Menge von Leuten bedanken, die dafür gesorgt haben, daß die letzten Jahre nicht nur lehrreich, sondern auch angenehm und erfreulich waren.

An erster Stelle möchte ich mich—ohne in all die persönlichen Details einzugehen—bei meinen Eltern und Schwestern bedanken! Ihnen gebührt größter Dank, der sich natürlich nicht nur auf die letzten Jahre beschränkt. Ich hoffe, daß ich diesen Dank durch die Widmungen meiner Diplom- und Doktorarbeit wenigstens zum Teil manifestieren kann.

Nicht minder dankbar bin ich in vielerlei Hinsicht meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. D. Wegener. Die Arbeit, die er mir gestellt hat, war sehr vielseitig und interessant. Darüber hinaus habe ich während meiner Doktorarbeit nicht nur für die Schule, sondern auch fürs Leben gelernt[1], wofür ich ihm auch überaus dankbar bin. In wie weit Herr Wegener dieses bewußt gelenkt hat, mag ich nicht zu beurteilen; aber eben das macht einen guten Doktorvater aus. Nicht zuletzt möchte ich mich dafür bedanken, daß er mir ermöglicht hat ständig am DESY zu arbeiten; diese Erfahrung ist unbezahlbar.

Ich möchte mich auch bei Frau Wegener für die vielen guten Essen bedanken, mit denen sie uns immer wieder vom ewigen Junggesellen-Butterbrot oder der DESY-Cantine errettet hat. Das waren immer willkommene Moral-Boosts.

Herrn Prof. Dr. T. Weis danke ich, daß er trotz eigener Verpflichtungen, einfach und direkt die Erstellung des Zweitgutachtens übernommen hat.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei meinen immer freundlichen, zuvorkommenden und hilfsbereiten Nachbarn, der Familie Stehr und der Familie Steppan, herzlichsts bedanken. Ich werde sie und diese Jahre in Hamburg stets in guter Erinnerung behalten. Nicht umsonst heißt es im Türkischen “Kaufe Dir kein Haus, sondern Nachbarn”. Und ich muß vom Glück gesegnet sein.

Für das Korrekturlesen bedanke ich mich insbesondere bei Klaus Ehret und Klaus Wacker. Aber auch bei Christopher, der, wenn Not am Mann war, beim Korrekturlesen geholfen hat. Klaus Ehret danke ich außerdem für die zahlreichen und hilfreichen Diskussionen—für die er sich immer Zeit genommen hat und nimmt—und die Zusammenarbeit in all den Jahren! Es hat schon sehr viel Spaß gemacht. Die Hilfe von Klaus Wacker weiß ich sehr zu schätzen, da er zwischen

---

[1] Non scholae sed vitae discimus; Seneca Philosophus, Epistulae.

Weihnachten und Neujahr mit nur einer Woche Vorwarnzeit und völlig unerwartet mit dem Korrekturlesen konfrontiert wurde und es direkt übernommen hat. Es ist unteranderem seiner Hilfe zu verdanken, daß ich meine Zeitpläne einhalten konnte.

Ich möchte mich auch bei Yuri bedanken, der sich insbesondere in den letzten Wochen immer sofort Zeit genommen hat, wenn ich seine Hilfe brauchte. Michael danke ich für die hilfreichen Diskussionen und Ideen bei der Analyse der Stufenfunktionen. Meinem langjährigen Zimmerkollegen Stefan danke ich für die vielen lustigen Stunden; die Batch-Boys, das waren noch Zeiten. Mitch danke ich für die vielen (mittlerweile) Nichtraucherpausen, all die Schnacks über Debian, Aktien und was sonst noch so weltbewegend ist. Bei Nichtraucherpausen und Aktien fallen mir natürlich auch Christoper und Raoul ein. Diese und andere Diskussionen haben großen Spaß und den Kopf frei für neue Ideen gemacht.

Bei Gregor möchte ich mich für "Surfing USA" bedanken! Das war ein wahrlich großes Highlight. Nicht zu vergessen sind natürlich auch unsere nicht enden wollenden Duelle in "Die Siedler, das Kartenspiel". Ich sage da nur sechs zu drei; oder war es doch sieben zu zwei?

Für die Begleitung bei den Ausflügen ins Land der kulinarischen Köstlichkeiten möchte ich insbesondere Mino danken. Wir haben viel neues kennengelernt.

Ich bedanke mich auch bei allen HERA-B-Youngstern, mit denen wir großen Spaß beim Grillen und bei den Spieleabenden hatten. Mein Dank gilt auch der gesamten HERA-B-Kollaboration, die auf vielfältige Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Ich möchte mich auch ganz ausdrücklich bei allen HERA-Physikern bedanken. Ich fühlte mich bei ihnen immer willkommen. Darüber hinaus basiert die hier vorliegende Arbeit letztendlich auf großen Teilen auf der Zusammenarbeit mit den HERA-Physikern. Bei Georg Hoffstätter möchte ich mich explizit bedanken, da er sich oftmals die Zeit genommen hat mit mir zu diskutieren und meine speziellen Fragen zu beantworten. Auch für das Korrekturlesen eines Abschnitts möchte ich mich bei ihm bedanken.

Ich möchte mich auch explizit bei Carsten Hast bedanken, der mir bei den ersten Versionen von TaCoS geholfen hat. Letztendlich war es eigentliche seine Initiative, die TaCoS und mich zusammengebracht haben.

Mit Sicherheit haben noch viele weitere Personen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Da es jedoch nicht möglich ist, sich bei allen einzeln zu bedanken, bedanke ich mich hier beim DESY, beim BMBF[2] und beim Graduiertenkolleg "Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen" des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund, die sowohl eine ausgezeichnete Infrastruktur, als auch ausreichende finanzielle Mittel zur Verfügung gestellt haben, so daß ein gutes Arbeiten möglich war.

---

[2] Dieses Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Vertragnummer 05 7DO 55P gefördert.