STRAHLPHYSIKALISCHE ASPEKTE DES TARGETBETRIEBS BEI HERA-B

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

von
Diplom-Physiker Michael Funcke
aus Hagen

Dortmund, Oktober 2003

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Teilchenphysik hat das Ziel, ein grundlegendes Verständnis des Aufbaus der Materie zu gewinnen. Es wird daran gearbeitet ein übergreifendes Modell zu entwickeln, aus dem alle fundamentalen Teilchen, Wechselwirkungen und Eigenschaften der Materie hergeleitet werden können.

Das heutige Wissen der Teilchenphysik ist im Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefaßt. Die Grundlage dieses Modells bilden 12 fundamentale Bausteine, die zwei Gruppen zugeordnet werden. Es gibt sechs Leptonen und sechs Quarks. Zusätzlich gibt es vier Eichbosonen, die drei verschiedene Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung, zwischen den Bausteinen übertragen. Das Standardmodell ermöglicht eine Beschreibung fast aller experimentellen Ergebnisse der Teilchenphysik. Das Ziel eines übergreifenden Modells ist jedoch noch nicht erreicht. Bisher werden nur die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung gemeinsam beschrieben. Die starke Wechselwirkung wird separat behandelt und die Gravitation ist in dem Modell noch nicht enthalten. Mit dem Modell ist es auch nicht möglich die Massen der fundamentalen Teilchen abzuleiten, die zur Zeit als freie Parameter in das Standardmodell eingehen. Das Standardmodell ist also noch weit davon entfernt eine übergreifende, vereinheitlichende Theorie zu sein.

Wichtig für das Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen ist ihr Verhalten unter Symmetrietransformationen. Ursprünglich wurde davon ausgegangen, daß alle Wechselwirkungen invariant gegenüber Spiegelung (P), Ladungskonjugation (C) und Zeitumkehr (T) sind [Pau55, Lüd57]. Später zeigte sich, daß z.B. die schwache Wechselwirkung nur invariant gegenüber der kombinierten Spiegelung und Ladungskonjugation CP ist [W$^+$57]. In den sechziger Jahren wurde dann auch eine kleine Verletzung dieser CP-Symmetrie im Kaon-System gemessen [C$^+$64]. Nach dem Standardmodell wird für das System der B-Mesonen eine wesentlich größere CP-Verletzung als für das Kaon-System erwartet. Diese Erwartung wurde in den letzten Jahren durch Ergebnisse der Experimente CDF [A$^+$88], BaBar [B$^+$95] und Belle [C$^+$95] bestätigt [A$^+$00, A$^+$01a, A$^+$01b].

Die Messung der CP-Verletzung im System der B-Mesonen war auch das Ziel des HERA-B-Experiments. Es wurde als hadronische B-Fabrik am HERA-Speicherring des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg konzipiert [A$^+$94].

Die B-Mesonen für das HERA-B-Experiment werden bei inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugt. Dazu wechselwirken die im HERA-Speicherring gespeicherten Protonen mit einem Drahttarget, welches von außen an den Protonenstrahl bewegt wird. Die Zerfallsprodukte der inelastischen Wechselwirkung werden anschließend in einem als Vorwärtsspektrometer ausgelegten Detektor nachgewiesen.

Das Ziel des HERA-B-Experiments war die Bestimmung der CP-Asymmetrie im Zerfall: $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi\, K_s^0$, der "Goldener Zerfall" genannt wird, da er ein vergleichsweise großes Verzweigungsverhältnis besitzt und seine Endzustände experimentell gut meßbar sind. Um die CP-Verletzung auf drei Standardabweichungen genau zu bestimmen, sind etwa 1000 vollständig rekonstruierte Goldene Zerfälle notwendig. Bei Proton-Nukleon-Wechselwirkungen entstehen nur sehr selten $b\bar{b}$-Quarkpaare. Das Verhältnis von $b\bar{b}$-Quarkpaaren zu anderen inelastischen Wechselwirkungen beträgt nur etwa $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inel} \approx 10^{-6}$. Der HERA-$B$-Detektor ist auf den Zerfallskanal $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi\, K_s^0 \rightarrow l^+l^-\, \pi^+\pi^-$ ausgelegt. Aus diesem Grund muß bei der Berechnung der Anzahl, der zur Messung der CP-Verletzung notwendigen Wechselwirkungen, zusätzlich das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnis des nachzuweisenden Zerfalls von etwa $2.5 \cdot 10^{-5}$ und der angestrebten Effizienz des HERA-B-Detektors für diesen Zerfallskanal von 10% berücksichtigt werden. Zur Messung der CP-Verletzung mit dem HERA-B-Experiment sind also insgesamt etwa $4 \cdot 10^{14}$ primäre Proton-Nukleon-Wechselwirkungen notwendig. Angestrebt war, die Messung der CP-Verletzung im goldenen Zerfall innerhalb eines Jahres mit 10^7 Sekunden Meßbetrieb am HERA-Speicherring durchzuführen. Dies führt zu einer Ereignisrate von 40 MHz. Zusammen mit der Frequenz der im Speicherring umlaufenden Protonenbunche[1] von etwa 10 MHz ergibt sich, daß pro Vorbeiflug eines Bunches gleichzeitig vier bis fünf inelastische Wechselwirkungen im Target stattfinden müssen.

Durch den großen Untergrund von Proton-Nukleon-Wechselwirkungen bei denen kein Goldener Zerfall stattfindet und die hohe Ereignisrate ergeben sich zwei enorme experimentelle Herausforderungen: Zum einen ist die Strahlenbelastung des Detektors sehr groß und zum anderen muß ein schneller Trigger[2] die sehr seltenen Goldenen Zerfälle in den gleichzeitigen Wechselwirkungen finden und das Speichern der Daten veranlassen. Das Speichern aller Daten ist aufgrund der großen Datenmenge nicht möglich [A$^+$94].

Probleme bei der Bewältigung dieser Herausforderungen haben zu Verzögerungen bei der Inbetriebnahme des Detektors geführt, die sich solange hingezogen haben, bis die Experimente CDF, BaBar und Belle erste Ergebnisse zur CP-Verletzung im B-System erzielt hatten. Daraufhin beschäftigt sich die HERA-B-Kollaboration mit neuen Aufgaben, wie der Messung des B-Wirkungsquerschnitts, der Charmonium-Produktion und anderer Wirkungsquerschnitte. Da das HERA-B-Target die Möglichkeit bietet, verschiedene Targetmaterialien einzusetzen, können die Messungen in Abhängigkeit der Target-Massen-Zahl durchgeführt werden. Aufgrund der größeren Wirkungsquerschnitte für diese Wechselwirkungen gegenüber dem goldenen Zerfall ist für das neue Meßprogramm eine Wechselwirkungsrate von 5 MHz ausreichend.

Die Drahttargets werden mit Hilfe von Präzissionsmechaniken, die eigens für das HERA-B-Experiment entwickelt wurden, im Ultra-Hoch-Vakuum des HERA-Protonenspeicherrings von außen an den Protonenstrahl bewegt. Der Protonenstrahl besitzt eine nach außen abfallende Dichteverteilung, daher kann die Rate von inelastischen Wechselwirkungen über die Position des Targets am Protonenstrahl gesteuert werden. Aufgrund verschiedener Regelkreise im Speicherring bewegt sich der Protonenstrahl von Zeit zu Zeit um einige Mikrometer. Da schon eine

[1] engl. für Protonenbündel
[2] engl. für Auslöser

Bewegung des Strahls von $10\ \mu m$ etwa eine Verdopplung der Wechselwirkungsrate zur Folge hat [Iss01], müssen diese Strahlbewegungen von einer Steuerung ausgeglichen werden. Strahlbewegungen mit Frequenzen größer als ein Hertz, z.B. durch Bodenbewegungen, werden von der Steuerung jedoch nicht ausgeglichen und führen zu Fluktuationen der Wechselwirkungsrate um den Sollwert. Die Streuung der Wechselwirkungsrate wird als Ratenbreite bezeichnet. Eine relative Ratenbreite von $\leq 10\%$ wird angestrebt, wird aber nicht immer erreicht. Die Stabilisierung der Wechselwirkungsrate ist Gegenstand dieser Arbeit. Untersucht wurde die Stabilisierung der Wechselwirkungsrate mittels erhöhter Diffusion der Protonen. Die Diffusion wird durch Modulation des Arbeitspunktes des Speicherrings (Tune-Modulation) erzeugt, ohne die Luminosität der anderen Experimente am Speicherring zu beeinträchtigen. Der Effekt der Modulation auf die gespeicherten Protonen wird mit Hilfe einer eigens entwickelten Simulation gezeigt und der Einfluß auf die Ratenfluktuationen anhand mehrerer Meßreihen untersucht.

Während des Betriebs des HERA-B-Targets am HERA-Protonenstrahl wurde beobachtet, daß sich zusätzlich zu den Protonenbunchen ein Gleichstromanteil im HERA-Speicherring befindet [EFI$^+$01]. Dieser mit Coasting-Beam bezeichnete Gleichstromanteil entspricht 1-2% des Gesamtstromes im HERA-Speicherring. Die Coasting-Beam-Protonen führen zu Wechselwirkungen am HERA-B-Target, die zeitlich zwischen den Bunchen liegen. Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren im HERA-B-Detektor ist es jedoch notwendig, daß die Wechselwirkungen zu definierten Zeitpunkten, die durch den Vorbeiflug der Bunche gegeben sind, stattfinden. Aus diesem Grunde ist der Coasting-Beam und seine Entstehung von großem Interesse und wird in dieser Arbeit untersucht. In [Spr00] wurde gezeigt, daß neben dem gespeicherten Coasting-Beam auch eine kurzlebige Coasting-Beam-Komponente existiert. Insbesondere der Ursprung dieser Coasting-Beam-Komponente ist Gegenstand dieser Arbeit. Der bisher beobachtete Coasting-Beam besteht aus Protonen mit negativer Energieabweichung. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, daß auch eine Komponente mit positiver Energieabweichung existiert.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Zusammenspiels von HERA-B-Target und dem Protonenstrahl. Im Vordergrund stehen dabei die Wechselwirkungen zwischen Coasting-Beam und Target sowie die Verkleinerung der Ratenbreite mit Hilfe der Tune-Modulation. Beide Punkte werden mit Hilfe einer eigens entwickelten Ein-Teilchen-Simulation untersucht. Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit war die Neukonstruktion der Targetmechanik. Die Targetmechanik hat großen Einfluß auf den effizienten Betrieb des Targets. Insbesondere durch die Neukonstruktion, die den Austausch von Targetdrähten in kurzer Zeit ermöglicht, konnte das HERA-B-Target in den Jahren 2002 und 2003 effizient betrieben werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im ersten Kapitel werden der HERA-Speicherring und das HERA-B-Experiment erläutert. Im zweiten Kapitel wird in die Funktionsweise des HERA-B-Targets eingeführt. Kapitel drei beschreibt die Targetmechanik und zeigt die Vorteile der Neukonstruktion. Das vierte Kapitel führt in die Strahlphysik ein und beschreibt die bei den Analysen verwendete Ein-Teilchen-Simulation. Kapitel fünf beschäftigt sich mit den Coasting-Beam-Wechselwirkungen im Target, gibt einen Überblick über den Stand der Erkenntnisse und zeigt neue Messungen und Erkenntnisse zum Energieverlust der Strahlprotonen im Targetmaterial. Im sechsten Kapitel wird das Prinzip der Tune-Modulation erläutert und ihr Einfluß auf die Fluktuationen der Wechselwirkungsrate anhand einiger Messungen untersucht. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der gewonnen Erkenntnisse.

Kapitel 1

HERA und HERA-B

Das HERA-B-Experiment wird am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg durchgeführt [A$^+$94]. Es ist eines von vier Experimenten am HERA-Speicherring. Der HERA-Speicherring besteht aus zwei getrennten Speicherringen für Protonen und für Elektronen bzw. Positronen. Im folgenden wird der Einfachheit halber nur der Begriff Elektron verwendet.

Das HERA-B-Experiment nutzt nur den Protonenstrahl. Es untersucht Wechselwirkungen von Protonen des Strahls mit einem feststehenden Target. Die erzeugten inelastischen Wechselwirkungen finden mit den Nukleonen des Targetmaterials bei einer Schwerpunktsenergie von $41.6\ \mathrm{GeV}$ statt.

Bei den Experimenten H1 [A$^+$97] und ZEUS [W$^+$86] kreuzen sich beide Speicherringe und erzeugen Wechselwirkungen von Protonen und Elektronen. Das HERMES-Experiment [Kol90] verwendet nur den polarisierten Elektronenstrahl in Verbindung mit einem polarisierten Gastarget.

Abbildung 1.1 (a) zeigt eine Übersicht des HERA-Speicherrings und der Experimente. Einer der Vorbeschleuniger von HERA, der PETRA-Speicherring, ist in Teil (b) der Abbildung vergrößert dargestellt. Seine Lage und Größe entsprechen etwa dem DESY-Gelände. Der HERA-B-Detektor befindet sich in der Halle WEST auf dem DESY-Gelände.

Im folgenden werden der HERA-Speicherring und das HERA-B-Experiment näher erläutert.

1.1 Der HERA-Speicherring

Der HERA-Speicherring besitzt eine Länge von 6335.8 Metern. Die beiden Teilchenstrahlen laufen entgegengesetzt in separaten Vakuumrohren um. Die Protonen werden von supraleitenden Dipolmagneten auf ihrer Bahn gehalten. Die maximale Feldstärke dieser Magneten von $5.4\ \mathrm{T}$ ermöglicht eine Beschleunigung der Protonen auf eine Energie von $920\ \mathrm{GeV}$. Für die Elektronen werden normal leitende Dipolmagnete verwendet. Ihre maximale Energie beträgt $27.5\ \mathrm{GeV}$.

Der HERA-Protonenspeicherring arbeitet mit zwei Hochfrequenz-Systemen (HF-Systemen). Die Länge der Bunche[1] von 1-2 ns wird durch ein HF-System, welches mit $208\ \mathrm{MHz}$ arbei-

[1]Wird gemessen als FWHM bei $920\ \mathrm{GeV}$ unter Luminositätsbedingungen. Die Bunchlänge wächst während des Luminositätsbetriebes.

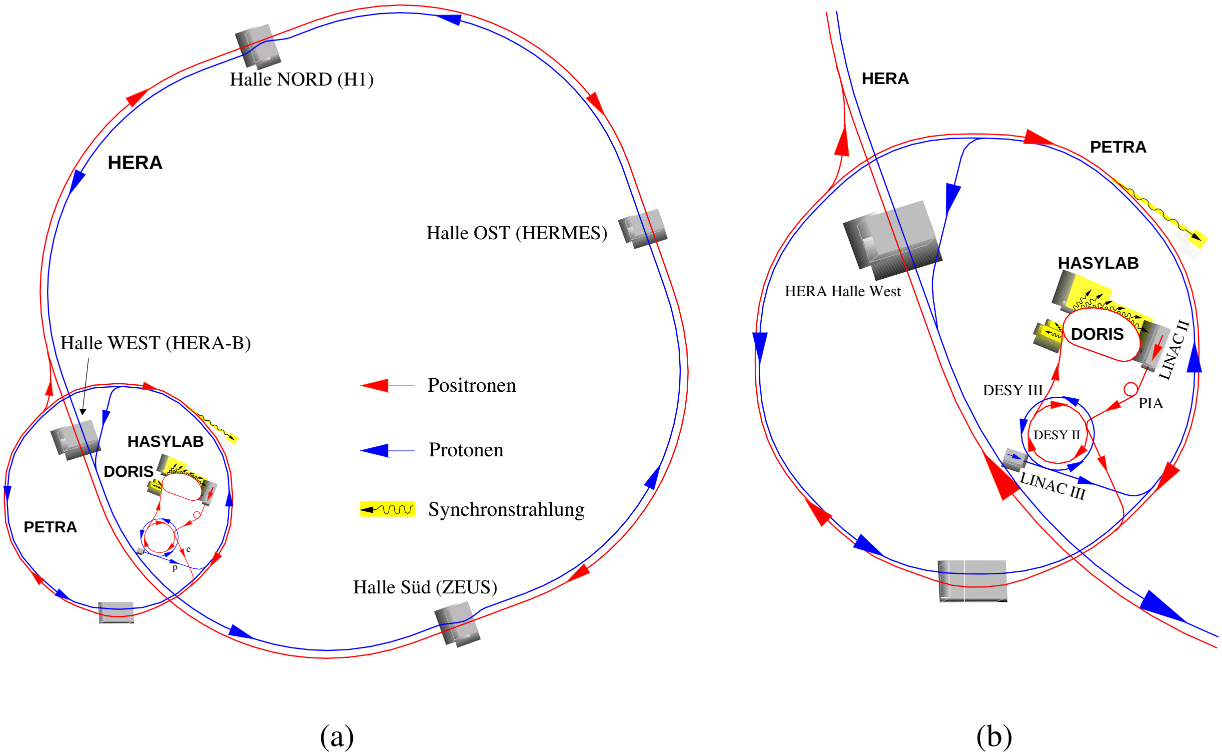


Abbildung 1.1: *(a) Der HERA Speicherring mit den Experimenten HERA-B, H1, ZEUS und HERMES. (b) Vergrößerung des PETRA-Rings [DES00].*

tet, bestimmt. Das zweite HF-System arbeitet mit $52\ \mathrm{MHz}$. Durch diese Frequenz und die Länge des Beschleunigers ergeben sich 1100 Bereiche in denen Protonen stabil umlaufen können. Diese Bereiche werden Buckets genannt. Bei Lichtgeschwindigkeit entspricht der Abstand der Buckets $5.76\ \mathrm{m}$. Dieser Abstand reicht nicht zur Trennung von Elektronen- und Protonenstrahl vor und nach den Experimenten H1 und ZEUS aus. Um sekundäre Wechselwirkungspunkte von Elektronen- und Protonenstrahl zu vermeiden, wird nur jedes fünfte Bucket mit Protonen gefüllt. Es ergeben sich also 220 mögliche Bunche und eine Bunchfrequenz von $10.4\ \mathrm{MHz}$.

Bevor die Teilchen in den HERA-Beschleuniger injiziert werden, durchlaufen sie verschiedene Vorbeschleuniger. Die Anordnung der Vorbeschleuniger bildet sich später in der HERA-Bunchstruktur ab, daher wird hier ein Überblick über den Weg der Protonen durch die Kette von Vorbeschleunigern gegeben. Die Anordnung der Vorbeschleuniger auf dem DESY-Gelände ist in Abbildung 1.1 zu erkennen.

Die Protonen werden, als negative Wasserstoffionen, von einer Ionenquelle kommend, im Linac III auf eine Energie von $50\ \mathrm{MeV}$ beschleunigt. Anschließend werden die Elektronen abgestreift und das verbleibende Proton in das Synchrotron DESY III injiziert. Dort werden die Protonen durch ein Hochfrequenz-System in 10 Teilchenpakete gebündelt und auf $7.5\ \mathrm{GeV}$ beschleunigt. Schon hier ergibt sich der endgültige Abstand der Bunche von $96\ \mathrm{ns}$. Sechs dieser DESY III Füllungen werden nacheinander in den PETRA Speicherring injiziert. Dabei bleibt jeweils ein Bunch leer, so daß die Protonen in sogenannten Zehnerzügen in PETRA gespeichert

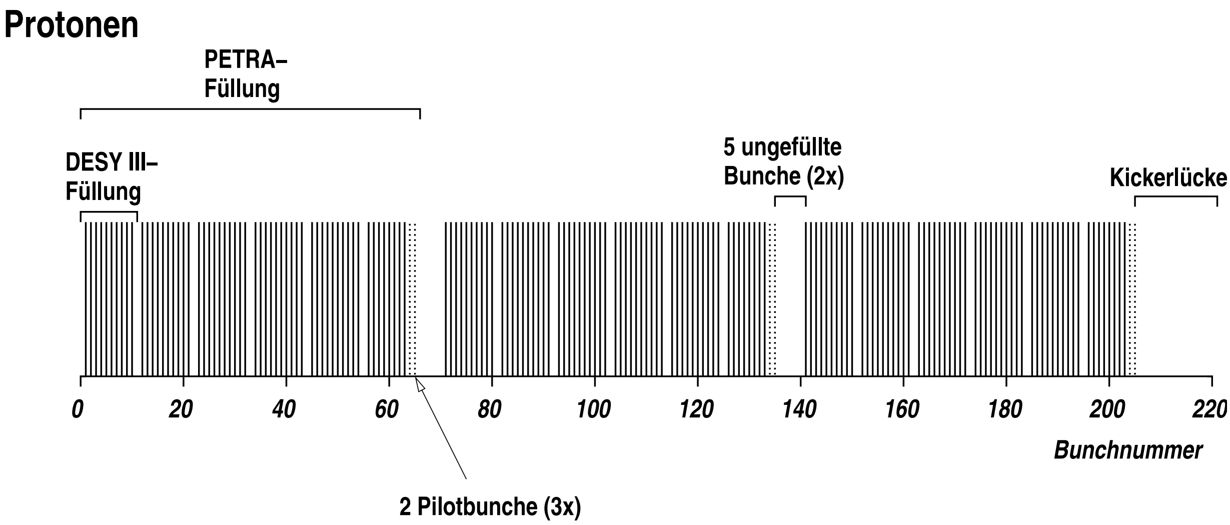


Abbildung 1.2: *Das Füllschema des HERA-Protonenspeicherrings. Schematisch dargestellt ist der Bunchstrom aufgetragen gegen die zugehörige Bunchnummer. Die Bunchlücken sind jeweils aufgrund der Anstiegszeiten der Kickermagneten der jeweiligen Vorbeschleuniger notwendig.*

sind. Nach dieser Injektionsphase werden die Protonen auf eine Energie von $40\ \mathrm{GeV}$ beschleunigt und anschließend in den HERA-Protonenring gefüllt. Dieser Vorgang wird insgesamt dreimal wiederholt, bis sich 180 Bunche in HERA befinden.

Die letzten 15 Bunche werden nicht gefüllt, um ein entfernen des Strahls aus dem Speicherring mit dem sogenannten Dumpkickersystem zu ermöglichen. Das System besitzt eine Anstiegszeit von etwa einer Mikrosekunde, während dieser Zeit darf kein Bunch den Kicker passieren, daher werden die Bunche in der Kickerlücke nicht gefüllt.

Es ergibt sich das in Abbildung 1.2 gezeigte Füllschema des Protonenrings. Die als Pilotbunche bezeichneten Protonenbunche kollidieren bei den Experimenten H1 und ZEUS nicht mit Elektronen.

Im HERA-Speicherring werden die Protonen auf ihre endgültige Energie von $920\ \mathrm{GeV}$ beschleunigt. Bei dieser Energie laufen die Protonen in guter Näherung mit $v \approx c$ um. Ihre Umlaufzeit T ergibt sich aus dem Umfang des Speicherrings L und der Lichtgeschwindigkeit zu $T = 21.12\ \mu\mathrm{s}$. Mit 180 gefüllten Bunchen ergibt sich eine effektive Bunchfrequenz von $180/220 \cdot 10.4\ \mathrm{MHz} \approx 8.5\ \mathrm{MHz}$. Ein gespeicherter Strom von $80\ \mathrm{mA}$ entspricht etwa $N_p = 6 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Bunch. Der gespeicherte Gesamtstrom I_p berechnet sich aus der Anzahl der gefüllten Bunche N_b, der Elementarladung e und der Umlaufzeit T:

$$I_p = N_b \cdot \frac{e}{T} \cdot N_p\,. \tag{1.1}$$

Der gespeicherte Gesamtstrom I_p liegt typischerweise zwischen 60 und $100\ \mathrm{mA}$.

Im Zentrum des Strahls ist die Dichteverteilung der Protonen in guter Näherung gaußförming. Die horizontale und die vertikale Strahlbreite σ_x und σ_y variiert mit der Position s entlang des Umfangs des Speicherrings. Die Strahlbreite wird beschrieben durch die konstante Emittanz ε

Energie	E	920 GeV
Lorentzfaktor	γ	980.529
	β	$= 1 - 5.2 \cdot 10^{-7}$
Anzahl der Bunche		220
Anzahl der gefüllten Bunche		180
Strom	I_p	$\approx(60 - 100)$ mA
Protonen pro Bunch	N_p	$\approx(4.4 - 7.3) \cdot 10^{10}$
Bunchabstand		96 ns
Bunchfrequenz		10.4 MHz
effektive Bunchfrequenz		$\approx$8.5 MHz
Umlauffrequenz	f_U	$\approx$47.35 kHz
Umlaufzeit	T	$\approx$21.12 ms
Bunchlänge		$\approx(1 - 2)$ ns
natürliche Lebensdauer	τ_n	>1000 h
Lebensdauer mit HERA-B-Target	τ_t	$\approx$50 h
Emittanz horizontal	ε_x	$((3 - 6) \cdot 10^{-9}$ m rad)
Emittanz vertikal	ε_y	$((3 - 6) \cdot 10^{-9}$ m rad)
horizontale Betafunktion am Target	β_x	35.00 m
vertikale Betafunktion am Target	β_y	34.82 m
horizonale Strahlbreite am Target	σ_x	422.5 µm
vertikale Strahlbreite am Target	σ_y	421.5 µm

Tabelle 1.1: *Typische Parameter des HERA-Protonenspeicherrings. Ortsabhängige Parameter der Strahloptik wurden für die HERA-B-Targetposition angegeben.*

und die ortsabhängige Betafunktion $\beta(s)$:

$$\sigma_i(s) = \sqrt{\varepsilon_i \cdot \beta_i(s)}, \tag{1.2}$$

i steht dabei jeweils für x oder y. Die Betafunktion wird in Abschnitt 4.1.1 näher diskutiert. Am Ort des Targets besitzt die Betafunktion die Werte $\beta_x = 35.00$ m und $\beta_y = 34.82$ m. In beiden Ebenen wird als Emittanz des Protonenstrahls typischerweise der Wert 20π mm mrad verwendet [Wan03, Hol03], was $\varepsilon = 5.1 \cdot 10^{-9}$ m rad entspricht. Innerhalb dieses Bereiches des Strahls befinden sich 95% aller gespeicherten Protonen. Damit betragen die nominelle horizontale und die vertikale Strahlbreite $\sigma_x = 422.5$ µm und $\sigma_y = 421.5$ µm. Im folgenden wird, wenn nicht anders angegeben, für beide Richtungen mit $\sigma = 420$ µm gerechnet.

Trotz des guten Vakuums im Strahlrohr von etwa 10^{-10} mbar kommt es zu Strahl-Restgasstreuung. Durch Restgasstreuung, sowie Nichtlinearitäten der Strahloptik und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung diffundieren Protonen vom Strahlzentrum in die äußeren Strahlbereiche. Protonen, die zu weit nach außen diffundiert sind, würden nach einiger Zeit mit dem Strahlrohr wechselwirken und dann Untergrundwechselwirkungen für die Experimente erzeugen. Zur Abschirmung dieser Protonen ist ein Kollimatorsystem installiert, welches die Protonen in dicken

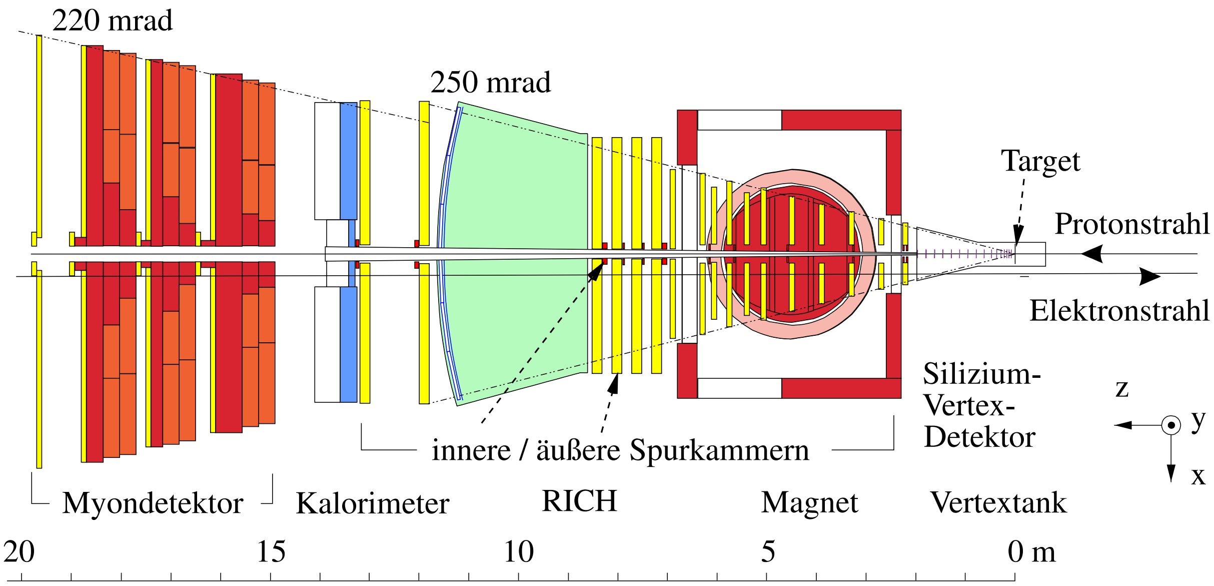


Abbildung 1.3: *Querschnitt (Aufsicht) des HERA-B-Detektors [HB03].*

Wolframbacken absorbiert, bevor sie eine andere Aperturbegrenzung erreichen [Sei94]. Die typische freie, durch die Kollimatoren begrenzte, Apertur beträgt $\approx 6\ \sigma$ [Iss01].

Die Lebensdauer τ_n des Strahls beträgt ohne Kollisionen mit dem Elektronenstrahl bis zu tausend Stunden, mit Kollisionen 100 bis 300 Stunden. Der Betrieb des HERA-B-Targets senkt die Lebensdauer auf bis zu 50 Stunden.

1.2 Der HERA-B-Detektor

Die Messung der CP-Verletzung sollte durch die Bestimmung der Ratenasymmetrie der Zerfälle von B^0- und $\bar{B}^0$-Mesonen in den Endzustand $J/\Psi K_s^0$ erfolgen. Zum Nachweis dieses Zerfalls, müssen Elektronen, Myonen und Pionen nachgewiesen werden. Zusätzlich ist es notwendig Kaonen zu identifizieren, deren Ladung einen Hinweis gibt, ob ein B^0-Meson oder ein $\bar{B}^0$-Meson zerfallen ist. Desweiteren müssen der gemeinsame Vertex sowie die invarianten Massen der Teilchen rekonstruiert werden. Der HERA-B-Detektor ist als magnetisches Vorwärtsspektrometer ausgelegt, dessen Aufbau sich aus diesem ursprünglichen Meßziel, der Messung der CP-Verletzung, ergibt [A+92, A+94, H+95].

Abbildung 1.3 gibt einen Überblick über den HERA-B-Detektor. Schematisch gezeigt ist der Detektor in der Aufsicht. Die x-Achse des HERA-B-Koordinatensystems zeigt in der Ringebene des Speicherrings auf das Zentrum des Speicherrings. Die z-Achse verläuft in der Flugrichtung der Protonen. Die y-Achse verläuft nach oben.

Der Detektor ist etwa $20\ \mathrm{m}$ lang. Seine geometrische Akzeptanz beträgt $(10 - 220)\ \mathrm{mrad}$ horizontal und $(10 - 160)\ \mathrm{mrad}$ vertikal[H+95]. Die verschieden Detektorkomponenten lassen sich in Detektoren zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifikation aufteilen.

Der **Spurrekonstruktion** und der Vertexrekonstruktion dient der hochauflösende Siliziumstreifen-Vertex-Detektor. Um eine gute Auflösung des Vertexdetektors zu erreichen, sind Target und Vertexdetektor gemeinsam in einem Vakuumtank installiert. Dadurch konnte der Abstand und die Materialmenge zwischen Target und Vertexdetektor minimiert werden, beides ist wichtig für eine gute Auflösung. Die Auflösung des Vertexdetektors beträgt $40\ \mu\mathrm{m}$ in x- und y-Richtung und $630\ \mu\mathrm{m}$ in z-Richtung [B$^+$00]. An den Vertexdetektor schließt sich das Spurkammersystem mit Magnet an. Aufgrund der in Strahlnähe steigenden Spurdichte besteht das Spurkammersystem aus inneren und äußeren Spurkammern [H$^+$95]. Der innere strahlnahe Bereich des Spurkammersystems ist aus Mikrostreifengasdetektoren aufgebaut [Zeu00] und besitzt eine kleinere Segmentierung als der äußere, mit Waben-Driftkammern realisierte Bereich [H$^+$95, Cap00]. Zusammen mit dem Magneten ermöglicht das Spurkammersystem eine Impulsbestimmung der Teilchen. Zusätzlich ermöglicht das Spurkammersystem die Rekonstruktion der Teilchenspuren zu den weiter entfernt liegenden Detektoren zur Teilchenidentifikation.

Die **Teilchenidentifikation** der Leptonenpaare des J/Ψ-Zerfalls wird mit einem elektromagnetischen Kalorimeter [Zoc00] und einem Myondetektor [Tit96, H$^+$95] durchgeführt. Vor dem elektromagnetischen Kalorimeter werden mit Hilfe eines großen ringabbildenden Cherenkov-Zählers [Pyr00] Protonen, Kaonen und Pionen unterschieden.

Kapitel 2

Das HERA-B-Target

Die vom HERA-B-Experiment zu untersuchenden Proton-Nukleon-Wechselwirkungen werden von den Protonen des Strahls im HERA-B-Target erzeugt, welches im äußeren Strahlbereich betrieben wird.

Um die Anzahl der Wechselwirkungen pro Zeit (Wechselwirkungsrate) steuern zu können, werden neben dem eigentlichen Targetdraht weitere Komponenten benötigt. Zu diesen Komponenten gehören ein mechanischer Aufbau, der die Targets an den Strahl hält, ein System zur Messung der erzeugten Wechselwirkungsrate und ein Kontrollsystem, welches die Targets so bewegt, daß die erzeugte Rate möglichst konstant ist.

Das gesamte Targetsystem ist auf die ursprünglichen Anforderungen des HERA-B-Experiments ausgelegt. In diesem Kapitel wird der Aufbau des Targetsystems und die prinzipielle Funktionsweise des Targets beschrieben. Es werden zwei typische Messungen mit dem Target diskutiert, um dem Leser einen Überblick über die Funktion des Targetsystems zu geben.

Das Kapitel gliedert sich wie folgt: Im ersten Abschnitt werden die grundlegenden Anforderungen an das HERA-B-Target erläutert. Danach folgt eine kurze Einführung in den mechanischen Aufbau des HERA-B-Targets und in die für den Targetbetrieb wichtigen Koordinatensysteme. Eine ausführliche Beschreibung der Targetmechanik folgt in Kapitel 3. Der dritte Abschnitt beschreibt die Bestimmung der Wechselwirkungsrate mit dem Targetsystem. Das Targetkontrollsystem, welches die Targets mit der Targetmechanik so bewegt, daß die Wechselwirkungsrate möglichst konstant ist, wird in Abschnitt vier vorgestellt. Im fünften Abschnitt wird der Energieverlust der Protonen im Target und die Zerstörung von Targets durch den Protonenstrahl diskutiert. Anschließend werden einige, für den Targetbetrieb wichtige, physikalische Zusammenhänge erläutert. Diese Zusammenhänge und weitere Punkte des Targetbetriebs werden im darauf folgenden Abschnitt, anhand zweier Messungen, weiter diskutiert.

2.1 Grundlegende Anforderungen

Das Design des Targetsystems basiert darauf, daß das HERA-B-Experiment zur Messung der CP-Verletzung etwa $4 \cdot 10^{14}$ Primärwechselwirkungen pro Jahr benötigt. Wird von 10^7 Sekunden Datennahme am HERA-Speicherring pro Jahr ausgegangen, entspricht dies einer notwendigen Wechselwirkungsrate von etwa 40 Millionen Primärwechselwirkungen pro Sekunde. Zusammen mit der effektiven HERA-Bunchfrequenz von $8.52\ \mathrm{MHz}$ ergibt sich, daß das Target 4 bis 5 gleichzeitige Wechselwirkungen pro Vorbeiflug eines Bunches erzeugen muß. Die gleichzeitigen Wechselwirkungen müssen räumlich möglichst weit getrennt sein, um sie mit dem Vertexdetektor getrennt rekonstruieren zu können.

Das HERA-B-Target muß nicht nur den Anforderungen des HERA-B-Experiments genügen, sondern darf auch den Betrieb des HERA-Speicherrings nicht stören. Während beim HERA-B-Experiment die Wechselwirkungsrate über die Targetposition gesteuert werden kann, ergibt sich die Wechselwirkungsrate bei den Experimenten H1 und ZEUS aus der Trefferwahrscheinlichkeit der Teilchen in den kollidierenden Strahlen. Die Trefferwahrscheinlichkeit wird als Luminosität $\mathcal{L}$ bezeichnet und hängt mit den Teilchenzahlen in den kollidierenden Strahlen N_1 und N_2, und den Strahlbreiten σ_1 und σ_2 zusammen:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4\pi} \frac{f N_1 N_2}{\sigma_x \sigma_y}, \tag{2.1}$$

f steht dabei für die Frequenz mit der die Teilchen aufeinander treffen. Die Luminosität steigt mit wachsender Teilchenzahl und mit kleinerem Strahlquerschnitt. Für den Betrieb des HERA-B-Targets bedeutet dies, daß durch den Targetbetrieb die Strahlbreite bzw. Emittanz nicht vergrößert werden darf, da sonst die Luminosität der anderen Experimente sinkt. Außerden darf die Lebensdauer nicht zu weit abgesenkt werden. Als Richtwert gilt: Die Lebensdauer der Protonen muß deutlich größer sein als die Lebensdauer der Elektronen die typischerweise 10 Stunden beträgt. Zusätzlich muß eine Erhöhung des Untergrundes bei den anderen drei Experimenten, soweit möglich, vermieden werden.

Das Target-System muß sehr zuverlässig sein, da es die zentrale Komponente des HERA-B-Experiments ist und ohne das Target keine Messungen durchgeführt werden können. Außerdem können Fehlfunktionen des Targets zum Verlust des Protonenstrahls und damit zur Beschädigung der Targets selbst und der am Speicherring befindlichen Detektoren führen. Desweiteren muß es sehr wenig anfällig gegen technische Fehlfunktionen sein, da sich ein großer Teil des Systems im kontrollierten Bereich des Speicherrings befindet, der nur zeitweise zugänglich ist.

2.2 Mechanischer Aufbau und Koordinatensysteme

Bei der Erzeugung der zu untersuchenden Proton-Nukleon-Wechselwirkungen kommen dünne Drahttargets zum Einsatz, die im äußeren Bereich des Strahls betrieben werden.

Dünne Drahttargets wurden gewählt, da bei der Analyse der Daten des HERA-B-Experiments die Trennung der Untergrundwechselwirkungen von der Primärwechselwirkung - bei der die B-Mesonen entstehen - von entscheidender Bedeutung ist, um anschließend die vom B-Meson bis zu seinem Zerfall, am sogenannten Sekundärvertex, zurückgelegte Strecke bestimmen zu können. Für die Trennung der einzelnen Vertizes ist der Vertexdetektor zuständig. Seine Positionsauflösung für Sekundärwechselwirkungen beträgt $630\ \mu\mathrm{m}$ entlang und $40\ \mu\mathrm{m}$ transversal zur Protonrichtung [B$^+$03]. Die Targetgeometrie wurde so gewählt, daß sie etwa der Auflösung des Vertexdetektors entspricht, damit kann die Targetposition als Startpunkt für die Suche nach

Position	2000	2001-2003
Oben-1	Ti, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	Al, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$
Unten-1	Ti, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	C, $(100 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$
Innen-1	Ti, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	W, $50\ \mu\mathrm{m}(\rightarrow)$
Außen-1	Ti, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	Ti, $50\ \mu\mathrm{m}$
Oben-2	Al, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	Pd, $50\ \mu\mathrm{m}$
Unten-2	W, $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$	Ti, $50\ \mu\mathrm{m}(\rightarrow)$
Innen-2	C, $(100 \times 1000)\ \mu\mathrm{m}$	C, $(100 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$
Außen-2	Ti, $50\ \mu\mathrm{m}$	C, $(100 \times 500)\ \mu\mathrm{m}(\rightarrow)$

Tabelle 2.1: *Die in den Meßphasen im Jahr 2000 und in den Jahren 2001-2003 eingesetzten Targetdrähte. Im Laufe der Meßphase ausgetauschte Targetdrähte sind mit $(\rightarrow)$ gekennzeichnet. Die Zeitpunkte des jeweiligen Austausches und die neue Bestückung sind in Tabelle 2.3 angegeben.*

Primärvertizes verwendet werden. Typische Targetdrähte besitzen einen rechteckigen oder runden Querschnitt. Rechteckige Targets sind in Strahlrichtung $d_z = 500\ \mu\mathrm{m}$ dick und radial dazu $d_r = 50\ \mu\mathrm{m}$ breit. Als runde Targets werden Drähte mit einem Durchmesser von $50\ \mu\mathrm{m}$ eingesetzt.

Auch die Anzahl und die Anordnung der Targetdrähte ergibt sich aus der Anforderung, daß die gleichzeitigen Wechselwirkungen vom Vertexdetektor separiert werden müssen. In [Loh97] wurde gezeigt, daß bei einer Gleichverteilung der Wechselwirkungsrate auf allen eingesetzten Targets, der Einsatz von vier um den Strahl angeordneten Targets notwendig ist um bei der Separation der gleichzeitigen Ereignisse die maximale Effizienz zu erreichen. Es wurden acht Targets vorgesehen, um verschiedene Targetmaterialien installieren zu können.

In Tabelle 2.1 sind die in den Jahren 2000 bis 2003 verwendeten Targetmaterialien und Geometrien angegeben. In den Jahren 2002 und 2003 wurden die durch $(\rightarrow)$ gekennzeichneten Targets, während der Meßphase, ausgetauscht. Die Gründe für den Austausch werden in Abschnitt 2.5 näher erläutert. Die in den verschiedenen Zeiträumen installierten Materialien waren jeweils auf die verschiedenen Zielsetzungen des HERA-B-Experiments optimiert.

Die acht Targetdrähte sind, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, in zwei Stationen um den HERA-Protonenstrahl angeordnet. Die Stationen, mit je vier Targets, haben einen Abstand von $40\ \mathrm{mm}$ entlang der Strahlachse.

Station-1 ist die dem HERA-B-Vertexdetektor nähere Station. Auf sie ist die Akzeptanz des Detektors optimiert. Die Targets werden relativ zum Speicherring als oberes, unteres, inneres und äußeres Target bezeichnet. Im HERA-B-Koordinatensystem[1] befinden sich die Targets der Station-1 etwa bei $z = 0\ \mathrm{m}$.

Während der Injektion des Protonenstrahls befinden sich die Targets etwa $25\ \mathrm{mm}$ vom Strahl-

[1] Das HERA-B-Koordinatensystem ist durch das Zentrum des Magneten bei $z = 4.5\ \mathrm{m}$ definiert. Durch Optimierungen des Vertexdetektors in der Designphase des Experiments sind die nominellen Targetpositionen der Station-1 um wenige Millimeter gegen den Nullpunkt verschoben. Zusätzlich unterscheiden sich die z-Positionen der horizontalen und vertikalen Targets um etwa $1\ \mathrm{mm}$. Verschiedene Methoden zur Vermessung der Targetpositionen in diesem System finden sich in [Fun99].

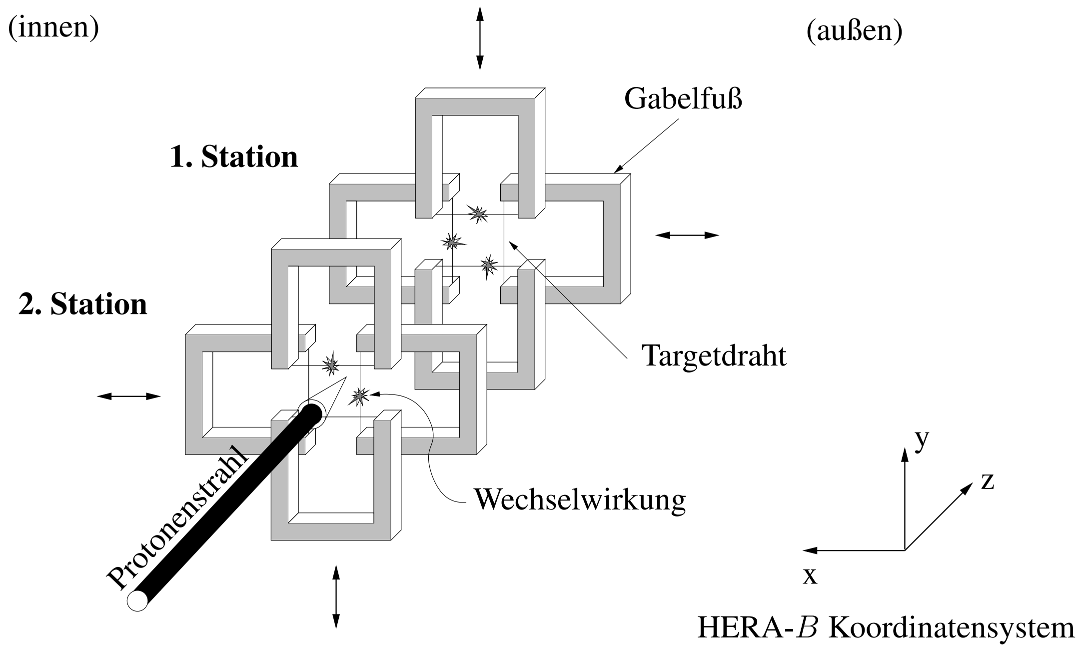


Abbildung 2.1: *Die acht HERA-B-Targets am Protonenstrahl. Die Bezeichnungen (oben, unten, innen und außen) der Targets beziehen sich auf den HERA-Speicherring. Die Richtung, in der die Targets an den Protonenstrahl bewegt werden, ist durch Doppelpfeile angedeutet. Zur späteren Referenz ist das HERA-B-Koordinatensystem eingezeichnet.*

zentrum entfernt in einer Parkposition. Nach der Injektion und der Beschleunigung der Protonen werden die Targets von außen an den Strahl bewegt. Jedes Target besitzt ein eigenes eindimensionales Koordinatensystem, dessen Ursprung mit dem nominellen Strahlzentrum zusammen fällt. Die Parkposition liegt in diesem Koordinatensystem bei -25 mm, die typische Betriebsposition hängt von der jeweiligen Strahllage ab und liegt im Bereich von ± 5 mm.

Die Targets sind gemeinsam mit dem Vertexdetektor, innerhalb des Ultrahochvakuums des Speicherrings, in einem Vakuumtank installiert. Abbildung 2.2 zeigt den sogenannten Vertextank mit Target und Vertexdetektor. Der Protonenstrahl fliegt durch eine Hochfrequenzabschirmung (HF-Abschirmung). Dadurch werden seine elektromagnetischen Felder geführt und es wird verhindert, daß der Protonenstrahl Hochfrequenzfelder im Vertextank anregt. Damit die Targets den Strahl erreichen können, gibt es in der HF-Abschirmung Öffnungen. Dieser Teil der HF-Abschirmung wird als Targetkäfig bezeichnet.

Die Targetdrähte sind, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, an Targetgabeln befestigt. Die Targetgabeln werden von der außerhalb des Vakuums montierten Targetmechanik mittels Armen an den Strahl gehalten. Mit der Mechanik ist es möglich die Targets radial zum Strahl zu bewegen. Der Übergang des beweglichen Armes zum Vakuum ist mit einem am Vertextank und am Targetrohr befestigten Faltenbalg realisiert. In Abbildung 2.3 ist das Prinzip dargestellt. Der Faltenbalg wird gestreckt oder gestaucht, wenn sich das Rohr entlang der eingezeichneten Richtung bewegt.

Bewegt wird das Target von einem Schrittmotor und einem Kontrollgerät. Durch das Kon-

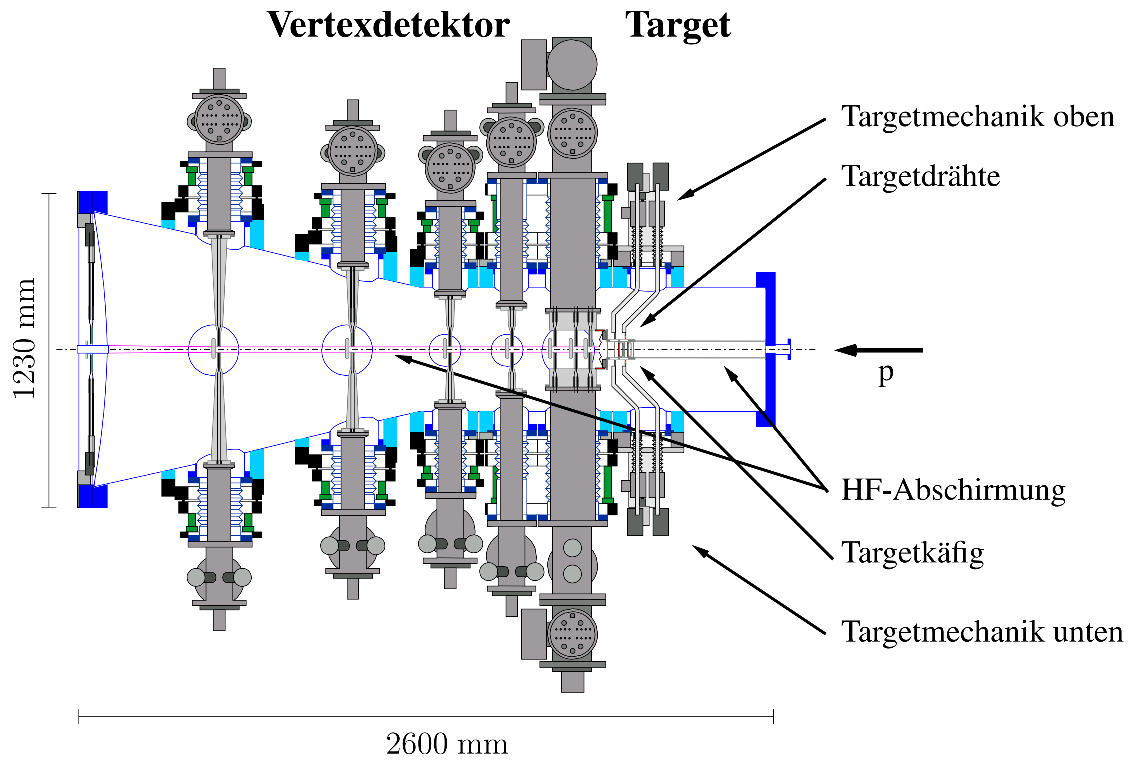


Abbildung 2.2: *Der HERA-B-Vertextank [Knö01]. Das Target und der Vertexdetektor sind zusammen in einem Vakuumtank installiert. Die Richtung der Protonen ist mit p bezeichnet.*

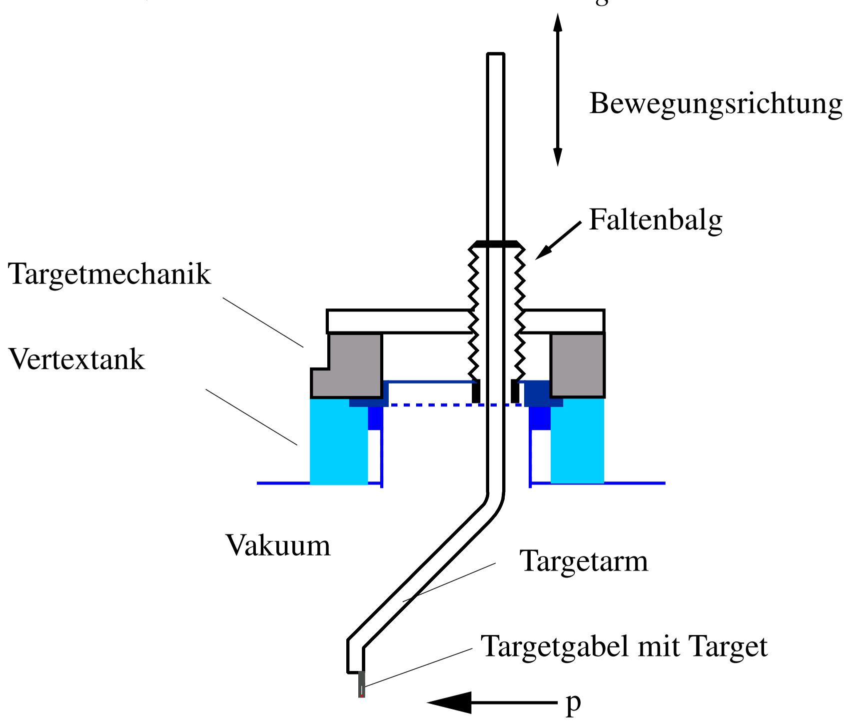


Abbildung 2.3: *Der Übergang des beweglichen Targetarms in das Vakuum. Am Ende des Targetarmes ist die Targetgabel mit Target installiert. Bewegt sich das Target in der Bewegungsrichtung wird der Faltenbalg gestreckt oder gestaucht.*

trollgerät sind mit dem Motor $10\,000$ Schritte pro Umdrehung möglich [Phy00]. Die Rotationsbewegung des Motors wird durch eine Spindel mit einer Steigung von $0.5\ \mathrm{mm}$ pro Umdrehung in eine lineare Bewegung entlang der eingezeichneten Richtung umgesetzt. Es ergibt sich eine nominelle Positionsauflösung von $50\ \mathrm{nm}$. Typische Schrittweiten liegen bei $1\ \mu\mathrm{m}$. Das Kontrollgerät berechnet aus den Schritten der Motoren kontinuierlich die Targetposition relativ zum nominellen Strahlzentrum.

Der mechanische Aufbau der Targetmechanik wird im nächsten Kapitel eingehend beschrieben. Die Dokumentation der Neukonstruktion der Targetmechanik ist einer der Schwerpunkte dieser Arbeit.

2.3 Bestimmung der Wechselwirkungsrate

Die Bestimmung der vom Target erzeugten Wechselwirkungsrate ist sowohl für die Targetsteuerung als auch für das HERA-B-Experiment von großer Bedeutung. Die Targetsteuerung versucht die Wechselwirkungsrate möglichst konstant zu halten. Zusätzlich dient die Wechselwirkungsrate als ad-hoc-Methode zur Bestimmung der Luminosität für das HERA-B-Experiment [Gro02]. Die Gesamtwechselwirkungsrate wird mit einem Szintillationszählersystem bestimmt, mit dem auch die zeitliche Verteilung der Wechslwirkungen untersucht werden kann. Dabei kommen verschiedene Auslesesysteme zur Anwendung.

Beim Betrieb mehrerer Targets müssen alle Targets den gleichen Anteil zur Wechselwirkungsrate liefern. Um dies zu erreichen, werden die Beiträge der einzelnen Targets mit Hilfe eines Ladungsintegratorsystems bestimmt. Aufgrund dieser Information kann das Kontrollsystem die Targets so steuern, daß sie gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen.

Zusätzlich ist ein Untergrundzählersystem in Betrieb, welches es ermöglicht, die Rate der Teilchen zu messen, die den Strahl verlassen und mit dem Strahlrohr oder anderen Aperturgrenzen wechselwirken.

Im folgenden werden die Systeme zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate vorgestellt. In Abschnitt 2.7 werden einige Messungen mit den verschieden Systemen während des Targetbetriebs diskutiert.

2.3.1 Das Szintillationszählersystem

Das Szintillationszählersystem besteht aus vier Zählerpaaren, die etwa $10\ \mathrm{m}$ strahlabwärts und etwa $2\ \mathrm{m}$ oberhalb des Protonenstrahlrohres am RICH-Detektor befestigt sind. Jedes der Zählerpaare besteht aus zwei Plastikszintillatoren[2] mit den Abmessungen $96\mathrm{x}90\ \mathrm{mm}$ in der xy-Ebene des Detektors, die in Strahlrichtung (z-Richtung) einen Abstand von etwa $1\ \mathrm{cm}$ angeordnet sind. Die Szintillatoren werden mit Sekundärelektronenvervielfachern[3] ausgelesen, deren Signale verstärkt und diskriminiert werden. Um Effekte durch Rauschen zu minimieren, werden Koinzidenzen der Zählerpaare gebildet.

[2]SCSN38

[3]Photomultiplier, VALVO XP2011/03

Die Akzeptanz der Szintillationszählerpaare beträgt jeweils etwa 0.3%. Durch die kleine Akzeptanz arbeiten Zähler und Elektronik bis zu mehreren $100\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate linear. Um auch bei Raten um $1\ \mathrm{MHz}$ kleine statistische Fehler der Messung zu erhalten, wird die Akzeptanz erhöht, indem die Signale der vier Zählerpaare durch ein logisches ODER zusammengefaßt werden. Es ergibt sich eine Gesamtakzeptanz von etwa 1% und ein statistischer Fehler von etwa 3% bei einer Wechselwirkungsrate von $1\ \mathrm{MHz}$ und einer Meßzeit von $0.1\ \mathrm{Sekunde}$, bzw. bei einer Auslesefrequenz von $10\ \mathrm{Hz}$.

Das System wird vom Targetkontrollsystem ausgelesen, die gemessenen Wechselwirkungsraten werden in eine Datenbank geschrieben und stehen für spätere Analysen zur Verfügung. Eine detailierte Bescheibung des Szintillationszählersystems findet sich in [Spr00].

Das FADC-System

Mit Hilfe eines FADC[4]-Systems werden die Beiträge einzelner Protonenbunche zur Wechselwirkungsrate bestimmt.

Das FADC-System[5] tastet die Wechselwirkungsrate in Zeitintervallen von $24\ \mathrm{ns}$ ab, was der der vierfachen Bunchfrequenz entspricht. Es ist so abgestimmt, daß der Bunch mit einer Länge von etwa $2\ \mathrm{ns}$ innerhalb eines der Zeitinteralle liegt. Mit dem System kann ein Spektrum der Wechselwirkungen über einen gesamten HERA-Umlauf aufgezeichnet werden, dies entspricht 880 Messungen. Zur Verbesserung der Statistik werden die Messungen typischerweise über $10\,000$ HERA-Umläufe integriert, die einer Integrationszeit von etwa $0.2\ \mathrm{Sekunden}$ entsprechen. Die erreichte Statistik bei $1\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate erlaubt die Bestimmung der Wechselwirkungsrate pro Bunch auf etwa $\pm 20\%$ genau.

Die Spektren werden alle zwei Minuten aufgezeichnet und in einer Datenbank gespeichert. Eine ausführliche technische Beschreibung des FADC-Systems findet sich in [Sch98].

Zeitreihen

Zur Untersuchung der Ratenfluktuationen auf Zeitskalen die vielen HERA-Umläufen entsprechen, wird das Signal der Szintillationszähler auf einen elektronischen Zähler[6] gegeben. Dieser zählt die Signale über ein konstantes Zeitintervall τ_s. Die Messung liefert Zeitserien der Wechselwirkungsrate, die aufgrund der konstanten Integrationszeit zu Frequenzanalysen geeignet sind. Die Frequenzanalysen liefern dann Hinweise auf die Ursachen der Ratenfluktuationen.

Die kleine Akzeptanz des Szintillationszählersystems von 1% limitiert die Frequenzanalyse. Bei $10\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate, sind unterhalb einer Integrationszeit von $\tau_s = 100\ \mu\mathrm{s}$ die statistischen Unsicherheiten der Wechselwirkungsratenmessung so groß, daß mögliche Fluktuationen der Rate von ihnen überdeckt werden [Kni00]. Mit der Nyquist-Bedingung der Frequenzanalyse [P$^+$92] und der minimalen Integrationszeit des Systems τ_s kann die maximal im

[4] Fast-Analog-Digital-Converter: Schneller analog-zu-digital Wandler

[5] Fa. Struck, Hamburg, Typ MPFA40 bestehend aus mehreren Modulen STR755 als FADC und einem STR751-Modul als Steuerung.

[6] Fa. SIS GmbH, Hamburg, Typ: SIS3608 - VME Multiscaler, als Zähler und SIS 3807 VME Pulse Generator, zur Vorgabe der Zeitintervalle [SIS00].

Frequenzspektrum aufzulösende Frequenz f_c

$$f_c = \frac{1}{2\tau_s} \tag{2.2}$$

bestimmt werden. Es ergibt sich, daß mit dem System Frequenzanalysen bis zu einer maximalen Frequenz von $5\ \mathrm{kHz}$ möglich sind.

Untergrundzähler

Das Untergrundzählersystem ist etwa $5\ \mathrm{m}$ strahlaufwärts von den Targets installiert. Szintillationszähler messen die Rate von Untergrundwechselwirkungen durch Protonen, die aus dem Strahl verlorengehen und z.B mit dem Strahlrohr wechselwirken [Spr00]. Die gemessene Untergrundrate ist stark von der Strahlqualität und der Stellung der Kollimatoren abhängig und liefert eine Information über die aktuellen Betriebsbedingungen. Bei typischen Bedingungen ist die Untergrundrate kleiner als $0.1\ \mathrm{MHz}$ und stellt für das HERA-B-Experiment kein Problem dar.

2.3.2 Die Ladungsintegratoren

Beim Betrieb mehrerer Targets liefert die mit dem Szintillationszählersystem gemessene Wechselwirkungsrate keine Information über den Beitrag eines einzelnen Targetdrahtes zur gesamten Wechselwirkungsrate. Daher wurde ein Ladungsintegratorsystem aufgebaut, welches einen durch Delta-Elektronenproduktion im Targetdraht entstehenden Strom mißt.

Der Strom entsteht dadurch, daß die durch das Targetmaterial fliegenden Protonen die Elektronen im Material streuen und dabei genug Energie auf einige Elektronen übertragen, daß sie das Targetmaterial verlassen können. Dadurch entsteht ein Strom zwischen Targetdraht und Ladungsintegrator, der ein Maß für die Anzahl der Protonen ist, die das Target durchquert haben. Über den Wirkungsquerschnitt für inelastische Wechselwirkungen hängt der Delta-Elektronenstrom linear mit der von einem Targetdraht erzeugten Wechselwirkungsrate zusammen [VEF$^+$99, Iss01] und liefert die zur Gleichverteilung der Wechselwirkungen auf mehreren Targetdrähten benötigte Information.

Der Delta-Elektronenstrom in einem Titantarget mit den Abmessungen $(50 \times 500)\ \mu\mathrm{m}$ beträgt etwa $50\ \mathrm{pA/MHz}$ [Aus03]. Er wird von den Ladungsintegratoren in eine Rate umgewandelt, wobei eine Sensitivität von $100\ \mathrm{Hz/pA}$ erreicht wird [Aus03]. Zur Kontrolle der Kalibration des Systems wird ein zusätzlicher konstanter Strom von etwa $25\ \mathrm{pA}$ durch den Targetdraht geleitet. Der schematische Aufbau des Systems ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die elektrische Verbindung der Targetdrähte an die Ladungsintegratoren ist eine der Anforderungen an die Targetmechanik und wird in Kapitel 3 näher erläutert.

Mit Hilfe des Systems kann die Targetsteuerung die Targets am Strahl so bewegen, daß sie die Wechselwirkungsrate zu gleichen Teilen erzeugen. Die dabei erreichte Genauigkeit liegt im Bereich einiger Prozent [VEF$^+$99]. Eine Kontrolle der Gleichverteilung wird mit Hilfe der Anzahl der vom Vertexdetektor rekonstruierten Primärvertizes pro Target durchgeführt (siehe Abschnitt 5.4).

Der Aufbau des Ladungsintegratorsystems ist in [Pug98] beschrieben. Eine Analyse der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse und der Effizienz des Systems findet sich in [Iss01].

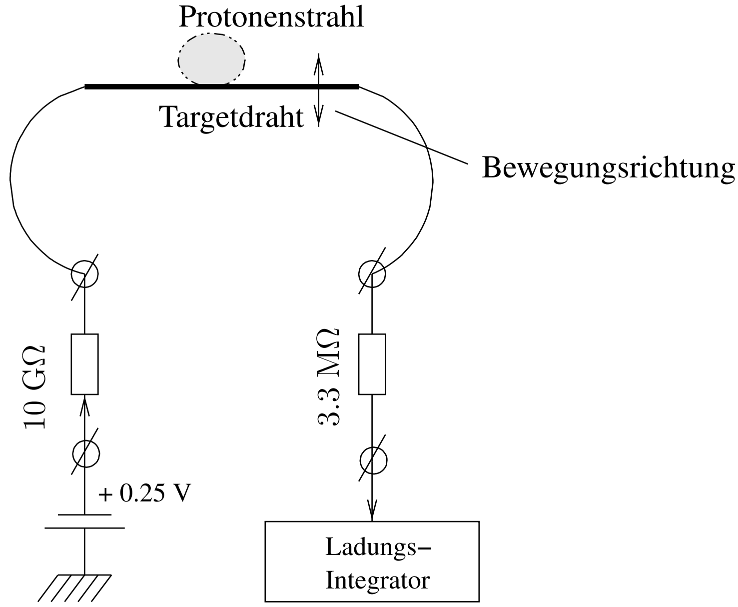


Abbildung 2.4: *Schematischer Aufbau des Ladungsintegratorsystems [Pug98]. Zur Überwachung der Funktion des Ladungsintegrators fließt ein konstanter Strom durch den Targetdraht. Der Protonenstrahl erzeugt Delta-Elektronen im Targetmaterial, die Delta-Elektronen verlassen das Target. Der zum Potentialausgleich notwendige Strom wird mit dem Ladungsintegrator bestimmt.*

2.4 Das Targetkontrollsystem

Die Wechselwirkungsrate wird durch den Abstand der Targetdrähte vom Strahlzentrum bestimmt. Die Aufgabe des Targetkontrollsystems ist, eine vorgegebene Wechselwirkungsrate mit einem oder mehreren Targets zu erzeugen. Kommen mehrere Targets zum Einsatz, verteilt es die Wechselwirkungsrate gleichmäßig auf die eingesetzten Targets. Realisiert ist das Targetkontrollsystem mit mehreren Komponenten die im folgenden kurz erläutert werden. Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung des Targetkontrollsystems. Eine ausführliche Dokumentation findet sich in [Iss01].

Die Steuerzentrale des Targetkontrollsystems ist ein VME-Bus-Rechner. Über den Bus werden die mit elektronischen Zählern gemessenen Wechselwirkungsraten ausgelesen. Der Rechner wertet die Gesamtratenmessung und die Einzelratenmessungen aus und berechnet gegebenenfalls neue Positionen für die Targets. Die neuen Positionen werden an ein programmierbares Kontrollgerät gesendet, welches die Motoren ansteuert. Weiterhin ist die Steuerzentrale für die Übertragung der Meßdaten in Datenbanken zuständig.

Das programmierbare Kontrollgerät bewegt die Motoren entsprechend den Vorgaben des Steuersystems. Zusätzlich wertet das Kontrollgerät Informationen von Endschaltern, die die Fahrstrecke der Targets begrenzen, aus und ermöglicht durch einen Not-Raus-Schalter das manuelle entfernen der Targets vom Strahl.

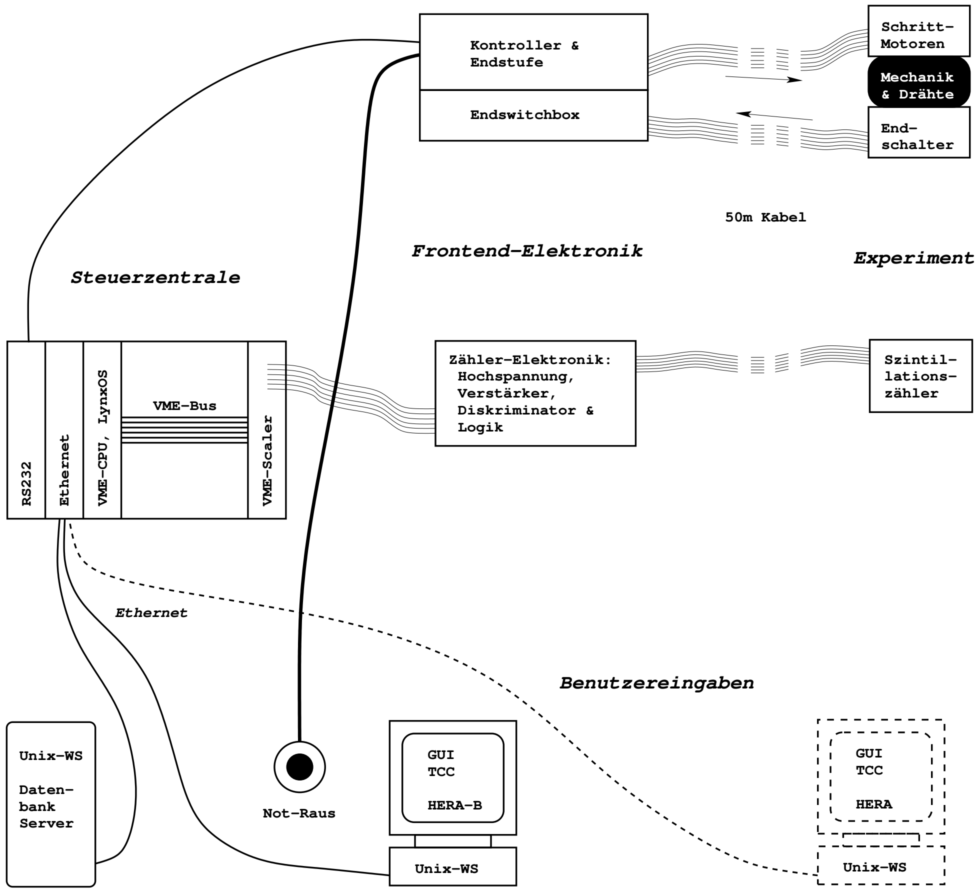


Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung des Targetkontrollsystems [Iss01].*

Eine Bedienoberfläche (GUI[7]) des Targetsystems ermöglicht der HERA-B-Schichtmannschaft bestimmte Targets für den Betrieb auszuwählen und eine Wechselwirkungsrate vorzugeben. Innerhalb der Bedienoberfläche werden die aktuellen Wechselwirkungs- und Untergrundraten und die Targetpositionen angezeigt.

Der Algorithmus zum Konstanthalten der Wechselwirkungsrate basiert auf der vom Szintillationszählersystem bestimmten Wechselwirkungsrate mit einer zeitlichen Auflösung von 0.1 Sekunden [Iss01]. Bewegt wird das Target, wenn der Mittelwert der letzten 5 Ratenmessungen um mehr als 10% vom Sollwert abweicht. Die Schrittweite der Targets wird mit Hilfe der Ratenabweichung berechnet, dabei hat sich ein einfacher linearer Ansatz bewährt [Iss01]. Am Strahl wird ein Target typischerweise um $0.1\ \mu\text{m}$ pro Prozent Ratenabweichung bewegt. Aufgrund der 10-prozentigen Abweichung bis ein Target bewegt wird, beträgt die minimale Schrittweite der Targets $1\ \mu\text{m}$.

Für den Fall, daß die Wechselwirkungsrate, z.B. durch eine Strahlbewegung, schneller anwächst als die Regelung reagiert, ist ein Notfallsystem implementiert: Wird eine von zwei Schwel-

[7]GUI für engl. Graphical User Interface

len, die typischerweise auf $50\ \mathrm{MHz}$ und $100\ \mathrm{MHz}$ eingestellt sind, überschritten wird das Target ohne Berechnung einer Schrittweite mit maximaler Geschwindigkeit entsprechend der überschrittenen Schwelle um 20 oder $200\ \mu\mathrm{m}$ vom Strahl entfernt. Dieser Mechanismus verhindert zu große Wechselwirkungsraten bei schnellen Strahlbewegungen, die den Detektor und das Target beschädigen können. Da die Ratenmessung mit einer zeitlichen Auflösung von 0.1 Sekunden arbeitet, kann die Wechselwirkungsrate jedoch trotzdem für kurze Zeit sehr groß werden.

2.5 Energieverlust im Target und defekte Targets

Protonen, die das Target durchfliegen, verlieren Energie im Target, bzw. deponieren Energie im Target. Der Einfluß des Energieverlustes auf die Protonen im Strahl wird in Kapitel 5 genau untersucht. Hier werden die Konsequenzen der Energiedeposition für den Targetdraht aufgezeigt.

Der mittlere Energieverlust eines $920\ \mathrm{GeV}$-Protons in einem Target mit einer Dicke von $500\ \mu\mathrm{m}$ in Strahlrichtung liegt, je nach Targetmaterial, zwischen $0.25\ \mathrm{MeV}$ und $2\ \mathrm{MeV}$ pro Durchflug (vgl. Abschnitt 4.3.2). Der Draht kann schmelzen, wenn zu viele Protonen in zu kurzer Zeit durch das Target fliegen, bzw. zuviel Energie im Target deponiert wird. Die zum Schmelzen notwendige Energie Q_G berechnet sich aus der Energie die dem Target zugeführt werden muß um die Schmelztemperatur zu erreichen Q_T und der Schmelzenergie Q_S:

$$Q_G = Q_T + Q_S\,. \tag{2.3}$$

Um die Schmelztemperatur zu erreichen, muß die Energie:

$$Q_T = c_p \cdot m \cdot \Delta T\,, \tag{2.4}$$

die sich aus der für das Material spezifischen Wärmekapazität c_p, der Masse m und der Temperaturdifferenz ΔT ergibt zugeführt werden. Die Schmelzenergie berechnet sich mit der spezifischen Schmelzwärme q nach:

$$Q_S = q \cdot m\,. \tag{2.5}$$

Zusätzlich zur Energiedeposition muß jedoch auch die kontinuierlich abgestrahlte Leistung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$\Phi = \epsilon_B \sigma_B \cdot A \cdot T^4\,, \tag{2.6}$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten $\sigma_B = 5.67 \cdot 10^{-8} W/(m^2\,K^4)$, der Oberfläche A des Strahlers und der Temperatur T berücksichtigt werden. Da es sich bei den Targets nicht um ideale schwarze Strahler handelt wird die Emissivität ϵ_B, eine temperaturabhängige Materialkonstante berücksichtigt. Für die Emissivität wurden die in Tabelle 2.2 angegebenen Werte verwendet, zwischen den Werten wurde linear interpoliert.

Da der Protonenstrahl das Target nur in einem kleinen Bereich heizt, muß zusätzlich die Wärmeleitung im Target berücksichtigt werden. Der Wärmeaustausch zwischen zwei durch eine Wand der Dicke s getrennten Bereichen ist proportional zu der Temperaturdifferenz ΔT, der Kontaktfläche A, der Zeit t und der materialabhängigen Wärmeleitzahl λ:

$$\Delta Q = \lambda \cdot \frac{A}{s} \cdot \Delta T \cdot t\,. \tag{2.7}$$

Temperatur [°K]	750	1000	1500	2000	2500	3000	3500
Emissivität Wolfram	0.07	0.11	0.18	0.25	0.315	0.34	0.36
Emissivität Kohlenstoff	0.97		0.52				

Tabelle 2.2: *Emissivität von Wolfram und Kohlenstoff [Gra72, Kik76].*

Beim Targetbetrieb mit einer festen Wechselwirkungsrate stellt sich nach einigen Sekunden eine konstante Temperatur des Targets ein. Im Falle einer schnellen Strahlbewegung ändert sich die Temperatur an dem geheizten Wechselwirkungspunkt unmittelbar und es kann zur Zerstörung des Targets kommen.

In den Jahren 2002 und 2003 sind die in Tabelle 2.3 angegeben Targets bei Strahlbewegungen oder beim Aufblähen des Protonenstrahls geschmolzen. Zum Zeitpunkt der Defekte haben sich meistens ein Wolfram und ein Kohlenstofftarget gleichzeitig am Strahl befunden. Bemerkenswert ist, daß unabhängig von der Position und der Geometrie des Wolframtargets, immer das Wolframtarget geschmolzen wurde und nie das Kohlenstofftarget Schaden genommen hat. Der Grund für das unterschiedliche Verhalten der beiden Materialien wurde mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode untersucht [AF03].

Mit Hilfe des in Anhang D gezeigten Fotos eines geschmolzenen Wolframdrahtes mit $50\ \mu\mathrm{m}$ Durchmesser konnte abgeschätzt werden, wie groß der Punkt an dem die maximale Leistung deponiert wird ist. Der zu erkennende Tropfen hat einen Durchmesser von etwa $150\ \mu\mathrm{m}$. Geht man davon aus, daß noch das gesamte geschmolzene Material vorhanden ist, entspricht die Materialmenge einer Drahtlänge von etwa $600\ \mu\mathrm{m}$ oder etwa 1.5 Sigma Strahlbreite.

In der Finite-Elemente-Simulation wurde der Targetdraht in Elemente mit der Länge $1\ \mathrm{mm}$ aufgeteilt. Es wurde angenommen, daß sich der Strahl plötzlich so bewegt, daß das Target eine Entfernung von nur noch 3 Sigma zum Strahlzentrum hat. Der Strahl wurde als gaußförmig angenommen und ein typischer Strom[8] von $I_p = 25\ \mathrm{mA}$ wurde verwendet. Die vom Strahl im Target deponierte Leistung kann dann nach:

$$P = b \cdot I_p \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{dE}{dx} d \tag{2.8}$$

berechnet werden. Dabei ist e die Elementarladung, b der Anteil der Protonen die durch das Target fliegen, d die Targetdicke und dE/dx der Energieverlust der Protonen pro Durchflug.

Bei der Simulation wurden Zeitschritte von $\Delta t = 1 \cdot 10^{-4}$ Sekunden verwendet. Die nach Gleichung 2.8 für die Zeit Δt berechnete Energie wurde jeweils im mittleren Element deponiert und dann die Effekte Wärmestrahlung und Wärmeleitung berücksichtigt.

Abbildung 2.6 zeigt die nach dieser Methode bestimmte zeitliche Entwicklung der Temperatur am mittleren Element eines Wolfram- und eines Kohlenstofftargets. Zusätzlich sind die Schmelztemperaturen der beiden Materialien (W: 3380°C, C: 3650°C) als waagerechte Linien eingezeichnet. Unter den oben genannten Bedingungen erreicht die Temperatur des Wolframdrahtes nach etwa $20\ \mathrm{ms}$ seine Schmelztemperatur, das Kohlenstofftarget erreicht unter den selben Bedingungen auch nach langen Zeiten die notwendige Schmelztemperatur nicht. Die Zeit,

[8] Der nach dem Luminositätsumbau des HERA-Speicherrings in der Meßzeit 2002-2003 gespeicherte Protonenstrom war deutlich kleiner als z.B. im Jahr 2000, in dem der Protonenstrom typischerweise $60 - 100\ \mathrm{mA}$ betrug.

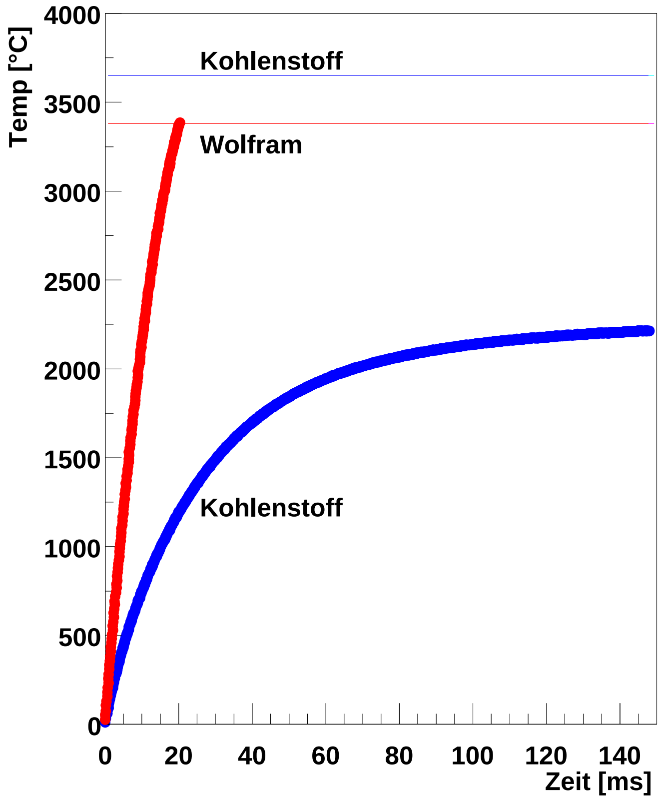


Abbildung 2.6: *Temperaturentwicklung am Target nach einer schnellen Strahlbewegung. Die waagerechten Linien zeigen die Schmelztemperaturen von Kohlenstoff und Wolfram.*

die das Wolframtarget benötigt um die Schmelztemperatur zu erreichen ist deutlich kleiner als die Reaktionszeit des Targetkontrollsystems von mindestens $100\ \mathrm{ms}$. Daher können Wolframtargets bei schnellen Strahlbewegungen im Bereich einer Strahlbreite trotz einwandfreier Funktion des Targetkontrollsystems zerstört werden.

Tabelle 2.3 faßt die Targetposition, das Material und die Geometrie der in den Jahren 2002 und 2003 zerstörten Targets zusammen. Zusätzlich sind die Betriebszeit bis zum Defekt, der Zeitpunkt des Defektes, der Grund für den Defekt - soweit bekannt - und das Datum des jeweiligen Austausches angegeben. Ab Februar 2003 wurde eine Legierung aus 75% Wolfram und 25% Rhenium verwendet, da vermutet wurde, daß plötzliche Energiedeposition für Schockwellen im Material verantwortlich sind, die das Target zerstören, wie es bei anderen Experimenten mit festen Targets beobachtet wurde [S$^+$02]. Die Legierung sollte für diesen Fall besser geeignet sein [S$^+$02]. Durch die Verwendung dieses Targetmaterials konnte das Problem jedoch nicht behoben werden, auch diese Targets wurden nach kurzer Betriebszeit vom Protonenstrahl zerstört, da wie oben gezeigt keine Schockwellen notwendig sind, um die Zerstörung der Targets zu erklären.

Target	Material & Geometrie	Betriebs-zeit [h]	Defekt Datum	Grund für Defekt	Ausgetauscht Datum
Innen-1	W, Ø $50\ \mu\mathrm{m}$	178	23.11.02 ∼21:00	Kollimator in falsche Richtung gefahren	Einbau Juni 2001
Innen-1	W, Ø $50\ \mu\mathrm{m}$	3.5	20.12.2002 10:43:31	unbekannt	03.12.2002
Innen-1	W, Ø $50\ \mu\mathrm{m}$	5.5	16.01.2003 09:04	unbekannt	02.01.2003
Außen-2	W, $50 \times 500\ \mu\mathrm{m}$ Band	120.5	28.01.2003 13:08	Strahlsprung durch Überlastung von GA-Magnet in H1	
Innen-1	75% W, 25% Re Ø $100\ \mu\mathrm{m}$	7.5	09.02.2003 05:48:39	unbekannt	06.02.2003
Unten-2	75% W, 25% Re Ø $100\ \mu\mathrm{m}$	44.5	15.02.2003 17:56	unbekannt	

Tabelle 2.3: *Zeitpunkt und neue Bestückung des jeweiligen Targetaustausches in den Jahren 2002 und 2003. Die Targetdrähte wurden jeweils getauscht, weil sie vom Protonenstrahl geschmolzen wurden. Der Vollständigkeit halber wurde der jeweilige Zeitpunkt des Defektes, die Betriebszeit bis zum Defekt und, wenn bekannt, der Grund des Defektes angegeben.*

2.6 Die Targets am Protonenstrahl

Im folgenden werden die grundlegenden Wechselwirkungen zwischen Protonenstrahl und Target beschrieben. Die wichtigsten Prozesse sind: Die inelastischen Wechselwirkungen, die mit dem Target für das HERA-B-Experiment erzeugt werden, die Vielfachstreuung der Protonen im Targetmaterial, die die Effizienz des Targets stark beeinflußt, und der Energieverlust der Protonen im Target der erst in Abschnitt 4.3.2 eingehend behandelt wird.

Abbildung 2.7 veranschaulicht die Verteilung der Protonendichte mit und ohne Target. Hier wird zunächst die Verteilung ohne Target erläutert, die Verteilung mit Target wird in den folgenden Abschnitten veranschaulicht. Schematisch gezeigt ist die Protonendichte $\rho(r)$ aufgetragen gegen den radialen Abstand r vom Strahlzentrum. Im Strahlzentrum ist die Dichteverteilung der Protonen in guter Näherung gaußförming. Dieser Teil des Strahls wird als Strahlkern bezeichnet. Durch Restgasstreuung, Nichtlinearitäten der Strahloptik und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung kommt es zur Diffusion von Protonen vom Strahlkern in den äußeren Strahlbereich, den Strahlhalo. Der Übergang zwischen Strahlkern und Strahlhalo ist fließend. Weiter außen in der Nähe des Kollimators fällt die Protonendichte schnell ab [Sei95].

Die freie Apertur der Teilchen ist im Luminositätsbetrieb durch die Kollimatoren begrenzt und liegt zwischen 5 und 8 Strahlsigma, meistens beträgt die freie Apertur $5.5\ \sigma$ [Iss01]. Das Target wird meist bei $3.7\ \sigma$ betrieben [Iss01].

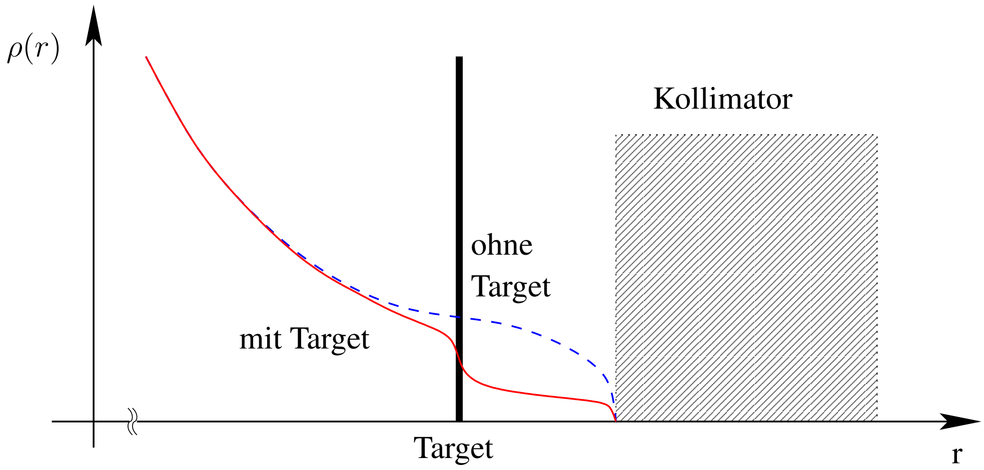


__Abbildung 2.7:__ Schematische Dichteverteilung der Protonen mit und ohne Target. Bis zu einer inelastischen Wechselwirkung sind viele Targetdurchquerungen notwendig, daher fällt die Protonendichte außerhalb des Targets nicht auf Null ab. Aufgrund von Vielfachstreuung ist die Dichteverteilung zwischen Target und Kollimator flacher als vor dem Target.

2.6.1 Inelastische Wechselwirkungen

Die Dicke der Targets in Strahlrichtung beträgt typischerweise $500\ \mu\text{m}$. Dies ist wesentlich kleiner als eine Wechselwirkungslänge in den verschiedenen Targetmaterialien. Aus diesem Grund muß ein Proton oft durch das Target fliegen, bis es zu einer inelastischen Wechselwirkung kommt.

Ein Titantarget hat zum Beispiel eine Wechselwirkungslänge $\lambda_I = 124.9\ \text{g/cm}^2$ und eine Dichte von $4.54\ \text{g/cm}^3$. Im Mittel findet erst nach $\lambda_I^* = {}^{\lambda_I}/_{\rho} = 28\ \text{cm}$ durchflogenem Material eine inelastische Wechselwirkung statt. Die durchschnittliche Anzahl N von Durchquerungen durch ein Target, berechnet sich aus der Wechselwirkungslänge λ_I, der Dichte des Targetmaterials ρ und der Dicke des Targets d_z nach:

$$N = \frac{\lambda_I}{\rho \cdot d_z} = \frac{\lambda_I^*}{d_z} \tag{2.9}$$

Im Falle eines Titantargets muß ein Proton im Mittel $N = 550$ Mal durch ein Target fliegen bevor es inelastisch wechselwirkt. Tabelle 2.4 faßt die für typische Targetmaterialien mit $500\ \mu\text{m}$ Dicke berechnete mittlere Anzahl von Durchquerungen zusammen.

Durch die inelastischen Wechselwirkungen im Target wird der Strahlhalo entvölkert. Da jedoch im Mittel sehr viele Durchquerungen des Targets notwendig sind, um eine inelastische Wechselwirkung zu erzeugen, gelangen auch während des Targetbetriebs weiterhin Protonen in den äußeren Strahlbereich. In Abbildung 2.7 sind zum Vergleich die Verteilungen mit und ohne Target eingezeichnet. Am Ort des Targets entsteht ein Übergangsbereich zwischen ungestörter Dichteverteilung im Strahlzentrum und der Verteilung im äußeren Strahlbereich. Verschiedene Messungen haben gezeigt, daß in diesem Übergangsbereich die Dichteverteilung der Protonen sehr steil abfällt [Kle98, Iss01, L⁺00].

Material	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
$\rho\,[g/cm^3]$	≈ 1.1	2.70	4.54	8.87	8.96	19.3
$\lambda_I\,[\mathrm{g/cm^2}]$	86.3	106	125	132	135	185
$\lambda_I^*\,[\mathrm{cm}]$	76.4	39.4	27.5	14.9	15.1	9.59
N	1528	788	550	335	301	192

Tabelle 2.4: *Mittlere Anzahl der Durchflüge durch die Targets bis zur inelastischen Wechselwirkung. Dichte und Wechselwirkungslänge nach [H$^+$02] für Targets mit einer longitudinalen Dicke d_z von 500 µm. Die Kohlenstofftargets wurden aus gepreßten Kohlenstofffasern hergestellt. Die Dichte dieses Materials entspricht etwa der halben Dichte von Graphit.*

Material	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
$\lambda_I[g/cm^2]$	86.3	106.4	124.9	131.9	134.9	185
$X_0[g/cm^2]$	42.70	24.01	16.17	13.84	12.86	6.76
$X_0^*[cm]$	37.79	8.89	3.68	1.56	1.44	0.35
$\langle\Theta_{sc}\rangle$ [μrad]	0.402	0.890	1.44	2.30	2.41	5.17
$\Delta\sigma$ [µm]	14.1	31.2	50.5	80.5	84.2	181
$\Delta\sigma/\sigma$	3.35%	7.42%	12.0%	19.2%	20.1%	43.1%

Tabelle 2.5: *Aufweitung der Strahlbreite $\Delta\sigma$ im Halo durch Vielfachstreuung im Target. Der relative Wert $^{\Delta\sigma}/_{\sigma}$ ist bezogen auf die Strahlbreite $\sigma = 420$ µm im Strahlzentrum.*

2.6.2 Vielfachstreuung

Durch Vielfachstreuung im Target wird der äußere Bereich des Strahls aufgeweitet. Durch die Aufweitung der Strahlbreite steigt die Wahrscheinlichkeit, daß gestreute Protonen nicht im Target, sondern im Kollimator wechselwirken. Mit dem mittleren Streuwinkel $< \Theta_0 >$ kann die Aufweitung der der Strahlbreite $\Delta\sigma$ für einen Durchflug durch ein Target mit der Dicke d_z berechnet werden:

$$< \Theta_0 > \;=\; \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{E}\sqrt{\frac{d_z}{X_0^*}}\,[1 + 0.038\ln(d_z/X_0^*)] \quad (2.10)$$

$$\Delta\sigma \;=\; \beta\cdot < \Theta_0 > \quad (2.11)$$

X_0^* ist dabei die Strahlungslänge, E die Strahlenergie und β die Betafunktion am Ort des Targets. Die Herleitung der Beziehung 2.11 folgt in Abschnitt 4.3.1. In Tabelle 2.5 ist die Aufweitung der Strahlbreite für verschiedene Materialien am Ort des Targets mit $\beta = 35$ m für einen Durchflug durch ein Target mit der Dicke $d_z = 500$ µm angegeben. Die Werte zeigen, daß die Aufweitung für schwerere Materialien deutlich ansteigt. Für Kohlenstoff beträgt die mittlere Aufweitung der Strahlbreite bei einem Durchflug 3 Prozent, für Wolfram 43 Prozent.

In Abbildung 2.7 ist die Aufweitung dadurch dargestellt, daß die Verteilung zwischen Target und Kollimator flacher eingezeichnet ist als zwischen Strahlkern und Target.

2.6.3 Targeteffizienz

Protonen in den äußeren Strahlbereichen gehen mit der Zeit verloren. Zusätzlich streut das Target die Protonen durch Vielfachstreuung noch weiter nach außen. Daher konkurrieren Target und Kollimator um die Protonen, die den Speicherring verlassen.

Die Targeteffizienz beschreibt für Protonen, die den Speicherring verlassen, die Wahrscheinlichkeit im Target zu wechselwirken. Sie ist definiert als Quotient der Wechselwirkungsrate im Target R und der gesamten Verlustrate R_v:

$$\epsilon_T := \frac{R}{R_v}. \tag{2.12}$$

Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß die Targeteffizienz insbesondere von der radialen Kollimatorposition relativ zum Target und der Vielfachstreuung im Target bestimmt ist (vgl. Kapitel 4 und [Jag98]). Dies kann leicht plausibel gemacht werden: Protonen, die das Target durchqueren, werden durch Vielfachstreuung gestreut. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Protonen in einem Kollimator verloren gehen, da ihre Amplitude aufgeweitet wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist umso größer, je kleiner der relative radiale Abstand der Kollimatoren und des Targets ist.

Das Ziel beim Betrieb des Targets ist eine möglichst große Targeteffizienz, mindestens 50% werden angestrebt [H$^+$95]. Eine große Targeteffizienz hat mehrere Vorteile: Die Lebensdauer beim Betrieb des Targets sinkt nicht so stark ab und das Target produziert wenig zusätzlichen Untergrund.

2.6.4 Scraping

Ursprünglich sollte das HERA-B Target allein mit den aufgrund von Diffusion aus dem Strahlkern austretenden Haloteilchen betrieben werden [A$^+$94]. Um dieses Ziel erreichen zu können, muß die natürliche Diffusionsrate größer als die angestrebte Ereignisrate im Target sein.

Die Lebensdauer τ des in HERA gespeicherten Protonenstrahls, ohne Targetbetrieb, beträgt bis zu $1\,000$ Stunden. Nach

$$R_v = \frac{I_p}{e}\frac{1}{\tau f_U}, \tag{2.13}$$

mit den Parametern aus Tabelle 1.1 und $I_p = 80$ mA entspricht diese Lebensdauer einer Protonenverlustrate R_v von etwa 3 MHz. Die natürliche Verlustrate R_v ist wesentlich kleiner als die angestrebte Wechselwirkungsrate von 40 MHz, es ist also nicht ausreichend, ausschließlich die durch Diffusion aus dem Strahlkern austretenden Protonen im Target zur Wechselwirkung zu bringen.

Um die erforderliche Wechselwirkungsrate zu erreichen, wird das Target soweit an den Strahl bewegt, daß es am Strahlkern kratzt. Dieser Vorgang wird allgemein Scraping[9] genannt. Um die Wechselwirkungsrate konstant zu halten, bewegt sich das Target dabei kontinuierlich weiter in Richtung des Strahlzentrums. Die Geschwindigkeit des Targets beträgt dabei im Mittel $0.088\ \sigma/\mathrm{h}$ was etwa $40\ \mu\mathrm{m/h}$ entspricht [Iss01].

[9] engl. scraping - kratzen

Durch die hohe Wechselwirkungsrate beim Scraping steigt die Verlustrate des Speicherrings signifikant an. Wird das Target z.B. bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz betrieben, wird typischerweise eine Lebensdauer von etwa 50 Stunden gemessen. Nach Gleichung 2.13 entspricht diese Lebensdauer einer Verlustrate von etwa 60 MHz. Mit Gleichung 2.12 ergibt sich für diesen Fall eine eine Targeteffizienz von etwa 70%.

2.7 Targetbetrieb

In diesem Abschnitt werden einige Messungen mit dem Target diskutiert, um dem Leser einen Überblick über den Betrieb des Targets am HERA-Protonenstrahl zu geben. Dabei werden einige Schwerpunkte dieser Arbeit nochmals motiviert.

2.7.1 Betrieb eines einzelnen Targets

Abbildung 2.8 zeigt einige typische Meßgrößen des Targetsystems aufgetragen gegen die Zeit. Während der Messung am 27.06.2000 wurden die Targets Innen-2 und Innen-1 bei einer konstanten Wechselwirkungsrate betrieben.

In Teil a) der Abbildung ist die mit dem Szintillationszählersystem aufgenommene Wechselwirkungsrate gezeigt. Während der Messung war das Kontrollsystem auf eine Wechselwirkungsrate von 5 MHz eingestellt. Seit etwa 2:00h hat sich das Innen-2-Target aus Kohlenstoff am Protonenstrahl befunden. Um etwa 4:00h wurde dieses Target gegen das Innen-1-Titantarget ersetzt.

Die vom Target erzeugte Wechselwirkungsrate streut um den vorgegebenen Wert. Die Streuung der Rate mit dem Titantarget, direkt nach dem Wechsel der Targets, ist größer als mit dem Kohlenstofftarget. Mit der Streuung der Rate σ_R und der mittleren Rate $\bar{R}$ wird die Ratenbreite σ_R als relative Streuung der Rate definiert:

$$\sigma_f := \frac{\sigma_R}{\bar{R}}. \tag{2.14}$$

Die Ratenbreite ist in Teil f) der Abbildung dargestellt. Der Grund für die instabilere Wechselwirkungsrate liegt in der für dichtere Materialien größeren Vielfachstreuung. Bei Targets mit größeren Dichten ist der Effekt noch größer. Zusätzlich wächst die Streuung in den frühen Morgenstunden an, dieser Effekt wird in Kapitel 6 weiter erläutert. In Abbildung 2.8 a) wurde auch die Untergrundrate eingetragen, sie liegt unter 50 kHz und stellt für das HERA-B-Experiment kein Problem dar, da sie nur etwa 1 Prozent der Wechselwirkungsrate beträgt.

Teil b) der Abbildung zeigt die Strahlposition und Teil c) die Targetpositionen. Die Targets sind pausenlos in Bewegung, um die Wechselwirkungsrate konstant zu halten. Während einer Zeit von ca. 12 Stunden bewegen sich die Targets etwa 0.4 mm in Richtung Strahlzentrum. Ein genauer Vergleich von Strahl- und Targetposition zeigt, daß die Targets auf jede Strahlbewegung reagieren. Die instabilere Rate beim Betrieb des Titantargets führt zu mehr Targetbewegungen. Dies ist in dieser Abbildung an der größeren Streuung der Targetpositionen zu erkennen - die Linie erscheint breiter. Die kurzfristigen Targetbewegungen durch Ratenfluktuationen finden im

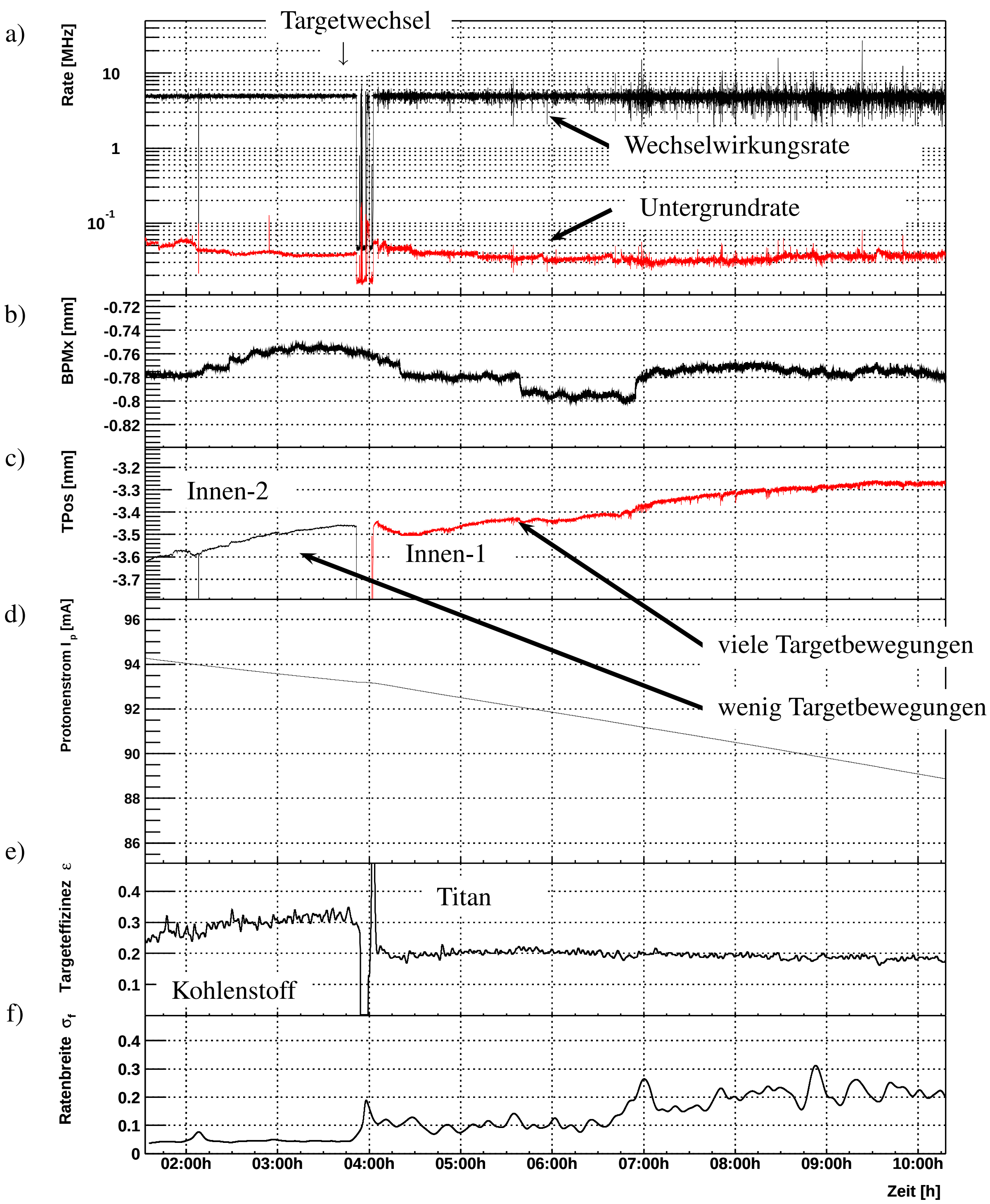


Abbildung 2.8: *Typische Messung am 27.06.2000. a) Wechselwirkungsrate und Untergrundrate, b) Strahl- und c) Targetposition, d) Protonenstrom, e) Targeteffizienz und f) Ratenbreite σ_f aufgetragen gegen die Zeit. Die Targeteffizienz und die Ratenbreite werden indirekt aus den anderen Meßwerten bestimmt, die Kurven wurden zur besseren Übersicht geglättet.*

Bereich einiger Mikrometer statt. Die Strahlbewegungen liegen im Bereich von einigen 10 Mikrometern pro Sekunde.

Der in Teil d) der Abbildung gezeigte, gespeicherte Protonenstrom sinkt während des Targetbetriebs stetig. Während des Betriebs des Titantargets fällt der Strom schneller als beim Betrieb des Kohlenstofftargets. Dies ist die Folge einer niedrigeren mittleren Targeteffizienz des Titantargets im Vergleich zum Kohlenstofftarget, die durch die größere Vielfachstreuung in Titan hervorgerufen wird [Jag98]. Die nach den Gleichungen 2.13 und 2.12 aus den Daten bestimmte Targeteffizienz ist in Teil e) der Abbildung gezeigt. Die Effizienz des Kohlenstofftargets betrug in diesem Fall etwa 30%, die des Titantargets nur 20%. Diese Effizienzen sind im Vergleich zu der in Abschnitt 2.6.4 abgeschätzten Effizienz von 70% deutlich kleiner, was auf zusätzliche Protonenverluste, die unabhängig vom HERA-B-Target stattfinden, wie z.B. Strahl-Restgas-Streuung, zurückzuführen ist. Die zusätzlichen Verluste werden als konstant angenommen und wirken sich daher bei kleineren Wechselwirkungsraten stärker auf die berechnete Targeteffizienz aus als bei großen Raten (vgl. Abschnitt 4.5).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Ein-Teilchen-Simulation entwickelt, mit der Untersuchungen der Targeteffizienz möglich sind. Die Simulation wird in Abschnitt 4 beschrieben und am Ende des Kapitels wird die simulierte Targeteffizienz mit einer Messung verglichen.

2.7.2 Gleichzeitiger Betrieb von vier Targets

Abbildung 2.9 zeigt eine Messung, bei der die vier Targets der ersten Station betrieben wurden. Teil a) der Abbildung zeigt die Wechselwirkungsrate. Sie wurde bei dieser Messung in mehreren Schritten auf 40 MHz erhöht und langsam wieder gesenkt. Es fällt auf, daß die Streuung der Rate bei der Erhöhung der Rate ansteigt. In Teil b) der Abbildung ist die Ratenbreite dargestellt, sie beträgt bei 10 MHz etwa 7%, bei 40 MHz ist die Ratenbreite auf etwa 18% angestiegen und überschreitet den angestrebten Wert von 10%. Da die Ratenbreite die Effizienz des gesamten HERA-B-Detektors beeinflußt[10] , wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einsatz von Tune-Modulation zur Verkleinerung der Ratenbreite untersucht. Die Untersuchung wird in Kapitel 6 vorgestellt.

In den Teilen c) und d) ist die Targetposition p_r relativ zum Strahl dargestellt. Dazu wurde die Targetposition p_t um die Strahlposition p_s korrigiert und auf die Strahlbreite σ normiert:

$$p_r = \frac{p_t - p_s}{\sigma} \,. \tag{2.15}$$

Das Zentrum des Protonenstrahls befindet sich in dieser Darstellung bei etwa $0\ \sigma$, zwischen den beiden Kurven für das obere und untere bzw. innere und äußere Target. Diese Darstellung zeigt, daß die Protonen im Strahlhalo durch die Targets zur Wechselwirkung gebracht werden und die Targets immer näher an das Strahlzentrum fahren, um die Wechselwirkungsrate während der einzelnen Ratenschritte konstant zu halten. Dabei kommen sich die Targets sehr nahe, Abbildung

[10] Durch Fluktuationen der Wechselwirkungsrate werden zeitweise mehr oder weniger als die angestrebten 4-5 gleichzeitigen Wechselwirkungen pro Vorbeiflug eines Bunches erzeugt. Ist die Anzahl größer kann typischerweise kein Ereignis rekonstruiert werden, da die Anzahl der Spuren in einigen Lagen des Spursystems zu groß ist. Diese Daten werden verworfen. Ist die Anzahl kleiner, gehen ebenfalls Daten verloren.

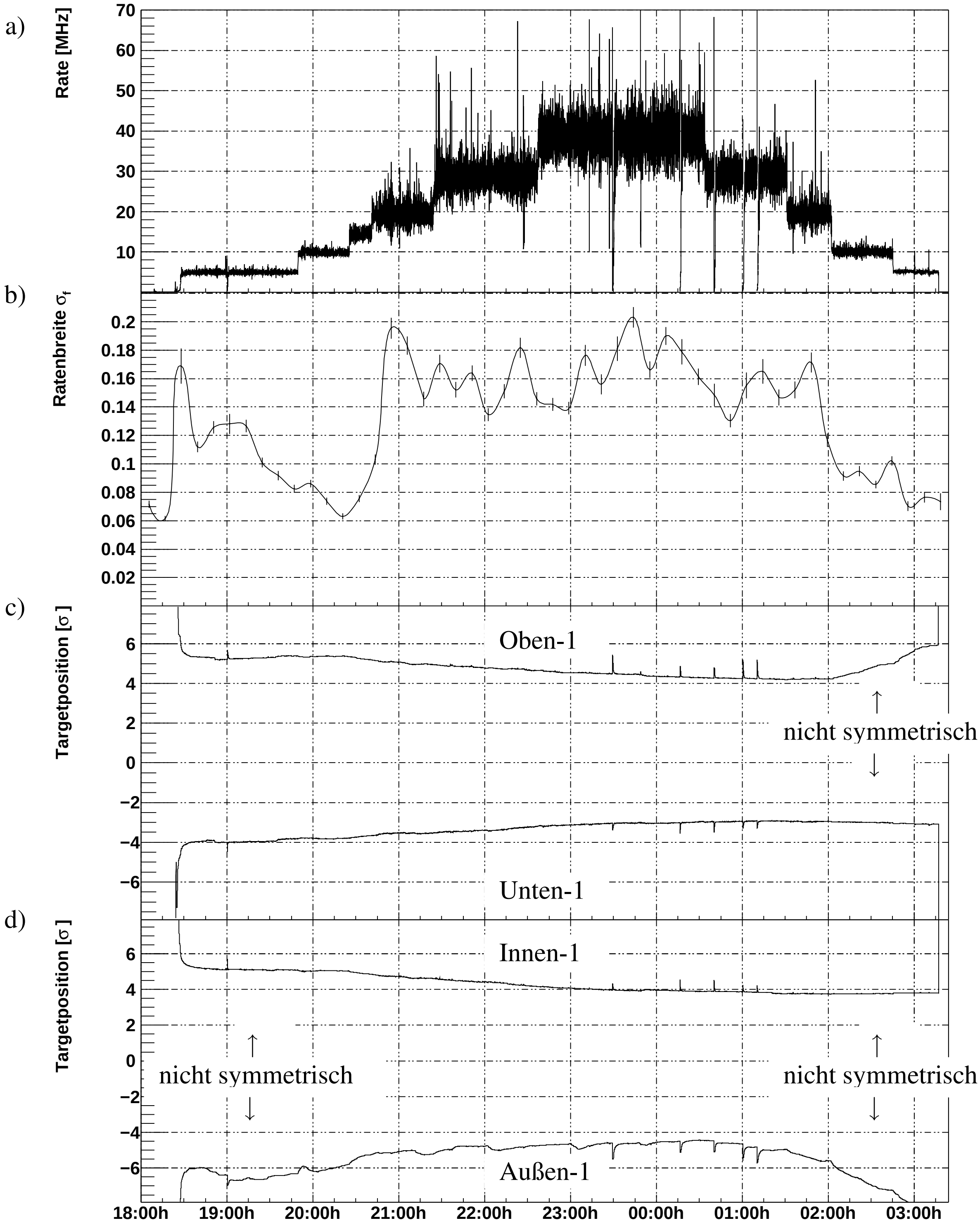


Abbildung 2.9: *Gleichzeitiger Betrieb von vier Targets am 30.03.2000, bei einem Protonenstrom von etwa* 87 mA*. Aufgetragen gegen die Zeit sind: a) Die Wechselwirkungsrate, b) die Ratenbreite und die auf die nominelle Strahlbreite normierten und mit der Strahlposition korrigierten Targetpositionen, getrennt für vertikale c) und horizontale d) Ebene. Das Strahlzentrum befindet sich etwa bei* $0\ \sigma$.

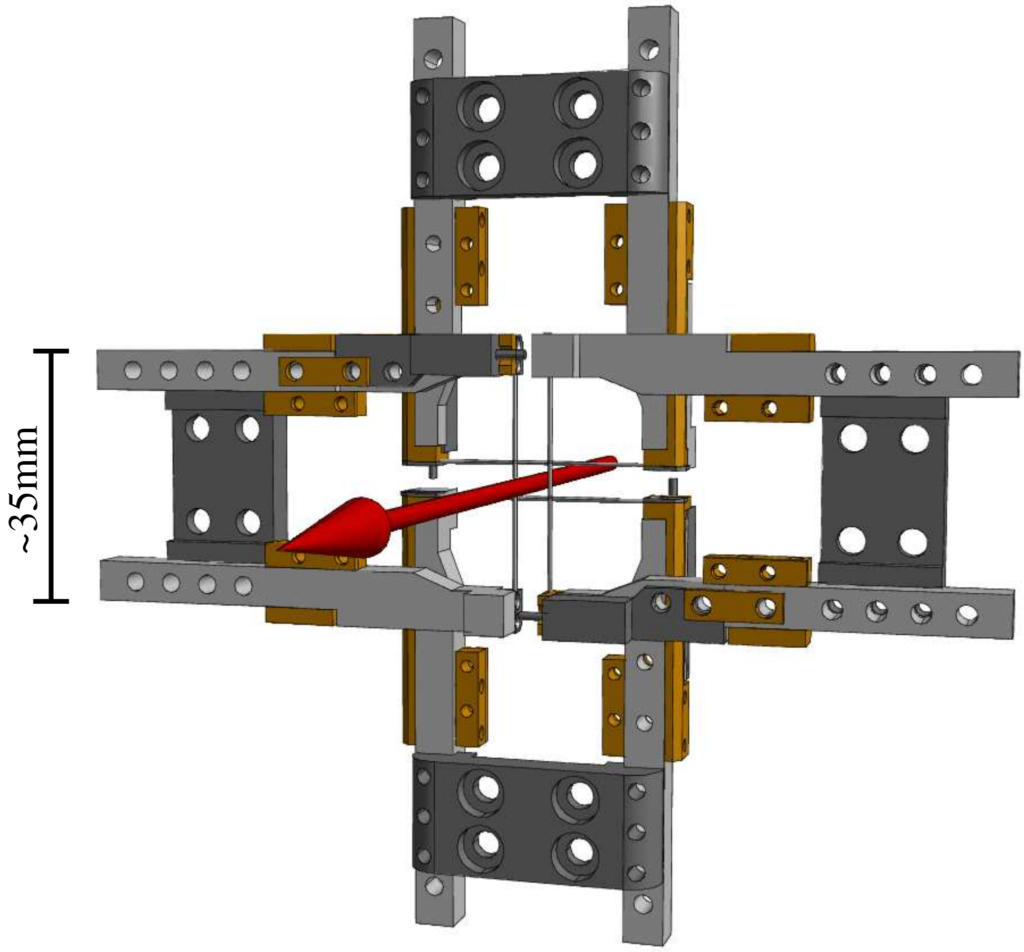


Abbildung 2.10: *Vier HERA-B-Targets am HERA-Protonenstrahl. Das Quadrat in der Mitte hat bei einer Targetrate größer* $10\ \mathrm{MHz}$ *eine Seitenlänge von etwa* $4\ \mathrm{mm}$. *Der Maßstab der Abbildung beträgt etwa 1:1, nur die Targetdrähte sind deutlich vergrößert dargestellt.*

2.10 zeigt die Anordnung der vier Targetgabeln während der Datennahme. Die Abbildung veranschaulicht daß die in Kapitel 3 eingehend beschriebene Mechanik sehr präzise arbeiten muß damit die Targetgabeln nicht kollidieren und gleichzeitig alle vier Targets im Mikrometerbereich bewegt werden können um Strahlbewegungen auszugleichen.

Eine genaue Betrachtung der Targetpositionen in Abbildung 2.9 zeigt, daß die Bewegungen der Targets nicht symmetrisch sind. Insbesondere bei kleinen Wechselwirkungsraten unterscheidet sich die Geschwindigkeit der Targetbewegungen. Dieses Verhalten kann auf den Coasting-Beam zurückgeführt werden und wird in Kapitel 5 näher erläutert.

Abbildung 2.11 zeigt die gemessenen Ströme der 180 gespeicherten Bunche zum Zeitpunkt 2:00h der Messung. Der Gesamtstrom zum Zeitpunkt der Messung betrug etwa $80\ \mathrm{mA}$. Die Ströme der einzelnen Bunche unterscheiden sich, abgesehen von einem Ausreißer, nur wenig.

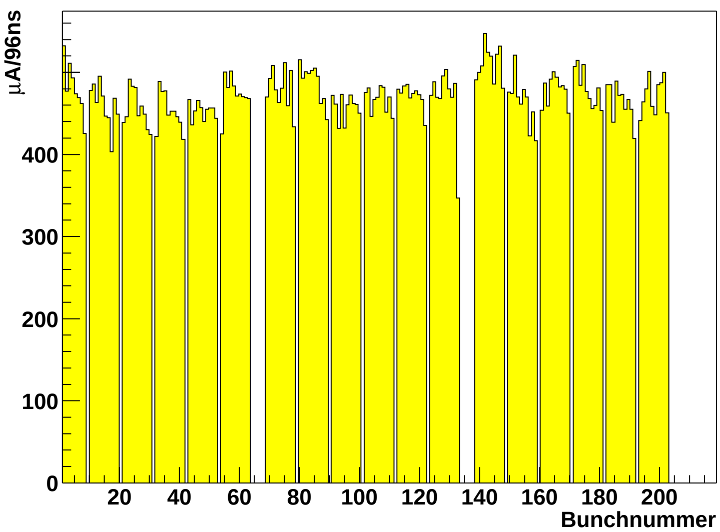


Abbildung 2.11: *Bunchströme des HERA-Protonenrings am 27.02.2000 um 20:50h. Der Gesamtstrom der Protonen beträgt etwa* $90\ \mathrm{mA}$.

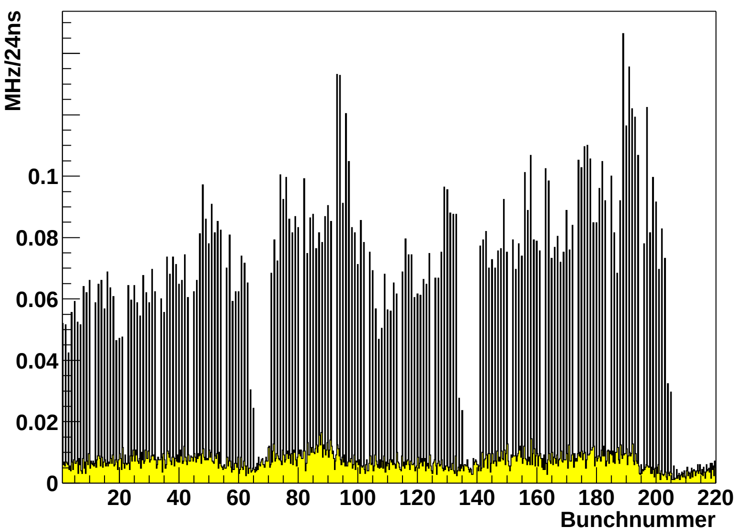


Abbildung 2.12: *Bunchspektrum der Wechselwirkungsrate zum Zeitpunkt der oben gezeigten Messung des Bunchstromes am 27.02.2000 20:50h.*

Ein zum gleichen Zeitpunkt mit dem FADC-System aufgenommenes Spektrum der Wechselwirkungsrate ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Die eingestellte Wechselwirkungsrate zu diesem Zeitpunkt betrug $20\ \mathrm{MHz}$. Aufgetragen ist hier die mit der vierfachen Bunchfrequenz gemessene Zeitstruktur der Wechselwirkungsrate gegen die zugehörige Bunchnummer. Das Bunchspektrum wurde zum gleichen Zeitpunkt gemessen wie die in Abbildung 2.11 gezeigten Bunchströme. Es fällt auf, daß sich der Beitrag der Bunche zur Wechselwirkungsrate sehr unterscheidet. Die Ursache hierfür sind unterschiedliche Anregungen der Teilchenbewegungen innerhalb einzelner Bunche, die z.B. durch unterschiedliche Ströme der zugehörigen Elektronenbunche oder durch ein System zur Messung und Regelung des Tune (engl. Tune-Control) zustande kommen. Durch die Anregung steigt die Diffusion der Teilchen in die äußeren Strahlbereiche und es finden mehr Wechselwirkungen mit dem Target statt.

Zusammen mit den Anregungen hat die Wechselwirkung von Protonenstrahl und Elektronenstrahl bei den Colliderexperimenten H1 und ZEUS großen Einfluß auf die Diffusion der Teilchen und damit auf die Wechselwirkungsrate. Am Ende der drei Züge mit je 60 Bunchen befinden sich je zwei Pilotbunche, die nicht mit Elektronenbunchen kollidieren. Die von den Pilotbunchen erzeugte Wechselwirkungsrate liegt deutlich unter den Beiträgen der anderen Bunche. Dies zeigt, daß die am Protonenstrahl erzeugte Wechselwirkungsrate vom Elektronenstrom beeinflußt wird. In Kapitel 6 wird untersucht, wie dieses Phänomen zur Stabilisierung der Wechselwirkungsrate verwendet werden kann.

Die Bunche haben eine Länge von $1 - 2\ \mathrm{ns}$ und fallen jeweils genau in ein Bin der Darstellung. Trotzdem ist ein näherungsweise flacher Untergrund unterhalb der Bunche zuerkennen. Dieser wird durch Wechselwirkungen von Protonen die sich zwischen den Bunchen aufhalten erzeugt. Das als Coasting-Beam bezeichnete Phänomen wird eingehend in Kapitel 5 dieser Arbeit diskutiert.

Kapitel 3

Die Targetmechanik

Die HERA-B-Targets sind zusammen mit dem Vertexdetektor in einem Vakuumtank installiert. Aufgabe der Targetmechanik ist es, die Targets nahe am Protonenstrahl zu halten und sie innerhalb des äußeren Strahlbereiches radial zu bewegen. Die Targetmechanik muß die Targetposition bis zu zehn Mal pro Sekunde um einige Mikrometer ändern, die Änderungen werden vom Targetkontrollsystem vorgegeben.

Seit 1996 werden Targets im HERA-B-Experiment betrieben. Dabei kamen Mechaniken zum Einsatz, die jeweils zwei Targets trugen. Im Jahr 1997, in einer Betriebspause, wurden mit den Mechaniken einige Messungen bezüglich der Genauigkeit der Targetbewegung durchgeführt. Bei den Testmessungen zeigte sich, daß die Mechanik bei der Positionierung der Targets nicht die erwartete Genauigkeit von einem Mikrometer erreichte [Fun99]. Gleichzeitig wurde eine Wartung der Mechaniken durchgeführt, wobei erster Verschleiß beobachtet wurde. Außerdem stellte sich heraus, daß die Durchführung der Wartung, aufgrund des Aufbaus der Mechaniken, sehr Aufwendig war. Da auch die Herstellung von Ersatzmechaniken für den Fall technischer Probleme geplant war, wurden all diese Punkte zum Anlaß genommen, die Targetmechanik neu zu konstruieren. Die Neukonstruktion[1] wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

In die Neukonstruktion flossen die beim Betrieb und bei den Testmessungen gewonnenen Erfahrungen mit der Targetmechanik ein. Wie in den folgenden Abschnitten erläutert wird, wurde großen Wert darauf gelegt, alle bekannten Schwachpunkte der alten Mechanik zu beseitigen und die Handhabbarkeit sowie die Wartungsfreundlichkeit zu verbessern.

Im Jahr 1999 wurden zwei Prototypen gefertigt[2]. Einer der Prototypen wurde im Jahr 2000 betrieben, mit dem anderen Prototypen wurden weitere Testmessungen durchgeführt. Nach der Installation des Prototypen und den Testmessungen wurden wiederum einige Details der Konstruktion verbessert, wobei insbesondere die Handhabbarkeit im Vordergrund stand. Bis April 2001 wurden dann vier Mechaniken mit je zwei Targets für den Einsatz im HERA-B-Experiment gefertigt, die während einer großen HERA-Betriebspause installiert werden konnten. Die neuen Mechaniken wurden von 2002 bis 2003 erfolgreich betrieben. Die Prototypen stehen als Ersatz

[1] Die Neukonstruktion fand zusammen mit dem Konstruktionsbüro des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund statt.

[2] Die Fertigung der mechanischen Baugruppen und der Zusammenbau der Targetmechaniken wurde von der Mechanischen Werkstatt des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund durchgeführt.

zur Verfügung.

Im folgenden wird der Aufbau der neuen Targetmechanik gezeigt und beschrieben, wie eine ausreichende Positioniergenauigkeit der Targets erreicht werden konnte. Neu an dieser Targetmechanik ist die Möglichkeit, die Targetdrähte innerhalb kurzer Zeit auszutauschen. Um dies zu ermöglichen, mußte neben der eigentlichen Targetmechanik auch die Targetgabel völlig neu konstruiert werden. Der Aufbau der Targetmechanik wird anhand stark vereinfachter Abbildungen beschrieben, detailierte technische Konstruktionszeichnungen finden sich in Anhang A.

Dieses Kapitel gliedert sich wie folgt: Zuerst wird das Grundprinzip der Targetmechanik erläutert, danach folgt eine Beschreibung des genauen Aufbaus des Targetmechanik und ihrer einzelnen Komponenten. Anschließend wird die Positioniergenauigkeit der Mechanik untersucht, und gezeigt wie die geforderte Genauigkeit erreicht werden konnte. Der vierte Abschnitt beschreibt die Betriebserfahrungen und den Ablauf des Targetaustausches. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung.

3.1 Grundkonzept

Die HERA-B-Targets befinden sich zusammen mit dem Siliziumvertexdetektor im sogenannten HERA-B-Vertextank. Der Vertextank ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der HERA-Protonenstrahl fliegt in der eingezeichneten Richtung durch den Vertextank und passiert Target und Vertexdetektor. Die Targetmechaniken sind, relativ zum Protonenring, oben, unten, innen und außen am Vertextank montiert. Abbildung 3.2 zeigt eine Targetmechanik.

Die Betriebserfahrungen mit der alten Mechanik haben gezeigt, daß ein **modularer Aufbau** der Mechaniken große Vorteile hat. Die Module wurden, im wesentlichen, nach den Funktionen der Mechanik gewählt. Es gibt den Aufbautisch, der am Vertextank befestigt wird und der die anderen Module trägt, den Linearantrieb, den Targetarm, die Targetgabel und einen relativen Endschalter[3].

Weiterhin haben die Betriebserfahrungen mit der alten Mechanik gezeigt, daß die Möglichkeit zum **Austausch von Targetdrähten** wünschenswert ist. Da die Targetdrähte im Vakuum montiert sind, muß der Vertextank zum Austausch belüftet werden. Die Belüftung und das anschließende Abpumpen nehmen zusammen etwa 18 Stunden in Anspruch. Die Mechanik wurde so konstruiert, daß ein Targetwechsel möglichst einfach und schnell durchzuführen ist. Wegen des notwendigen Belüftens des Vertextanks ist der Austausch von Targets jedoch weiterhin keine Routine.

Am Vertextank sind für jede Mechanik vier Auflageflächen zur Befestigung der Targetmechanik und ein Flansch mit $150\ \mathrm{mm}$ Durchmesser zum Anschluß der Mechanik an das Vakuum vorgesehen. Der Flansch befindet sich zwischen den vier Auflageflächen. Da sich die Position des Flansches am Vertextank für die obere und untere Mechanik von der Position des Flansches für die innere und äußere Mechanik unterscheidet, sind **zwei verschiedene Typen** von Mechaniken notwendig. Bei der Konstruktion wurde versucht die Unterschiede der beiden Typen auf wenige Teile zu beschränken.

[3] Dieser Endschalter wird als “relativer Endschalter” bezeichnet, da er auf den Abstand und nicht die absolute Position der Targets reagiert.

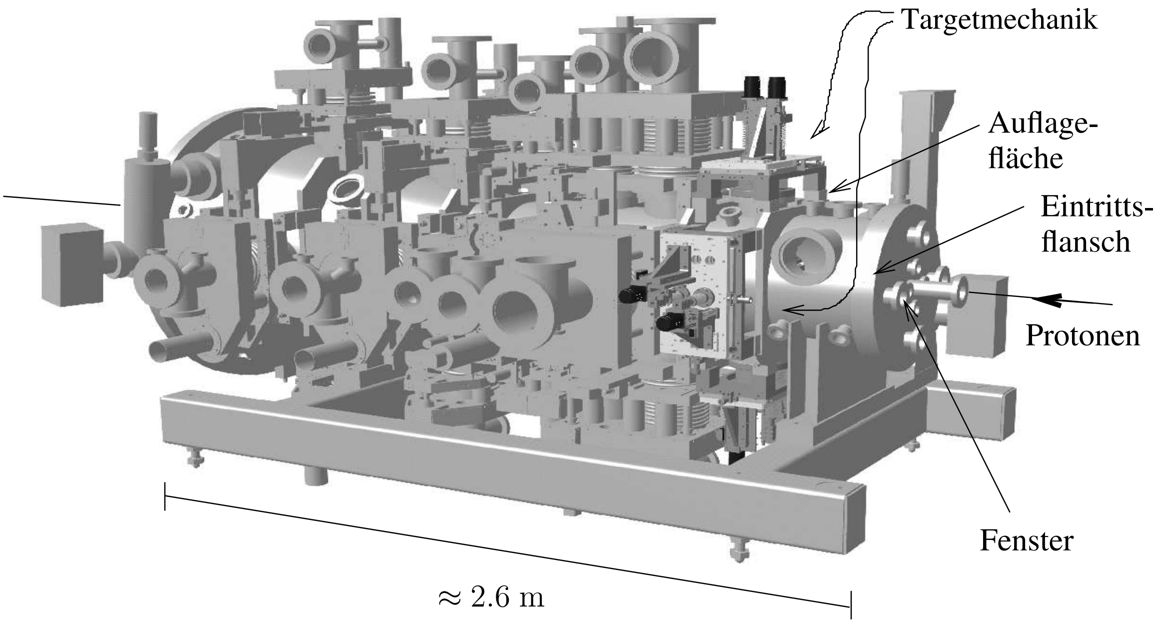


Abbildung 3.1: *Die HERA-B-Targetmechanik am Vertextank. Die Targetmechaniken sind auf jeweils vier Auflageflächen am Vertextank befestigt. Zwischen den Auflageflächen befindet sich der Flansch zum Anschluß der Targetmechaniken an das Vakuum.*

Die Auflageflächen am Vertextank definieren keine absolute Position der Mechanik, sie legen nur den radialen Abstand zum Strahlmittelpunkt fest. Die Position der Mechanik in der Ebene der Auflageflächen ist auf wenige Millimeter genau durch Gewinde zur Befestigung der Mechaniken in den Auflageflächen vorgegeben. Im Betrieb fahren die Targets mit einem sehr kleinen nominellen Abstand von nur einem Millimeter aneinander vorbei (vgl. Abbildung 2.10). Das bedeutet, daß die relativen Positionen der Mechaniken zueinander auf weniger als einen Millimeter genau eingestellt sein müssen. Diese Einstellung kann, auf Grund des Gewichtes der Mechaniken nicht durch manuelles Verschieben der gesamten Mechanik auf den Auflageflächen erfolgen. Daher muß durch die Neukonstruktion eine Möglichkeit geschaffen werden eine **Positionierung der Targetmechaniken parallel zu den Auflageflächen** am Vertextank durchführen zu können.

Gegenüberliegende Targets werden beim Mehrtargetbetrieb typischerweise mit einem Abstand von wenigen Millimetern betrieben. Um Kollisionen gegenüberliegender Targets technisch auszuschließen, werden **relative Endschalter** benötigt, die einen minimalen Abstand der Targets garantieren.

Im folgenden wird der Aufbau der Targetmechanik und die Funktionsgruppen im einzelnen erläutert.

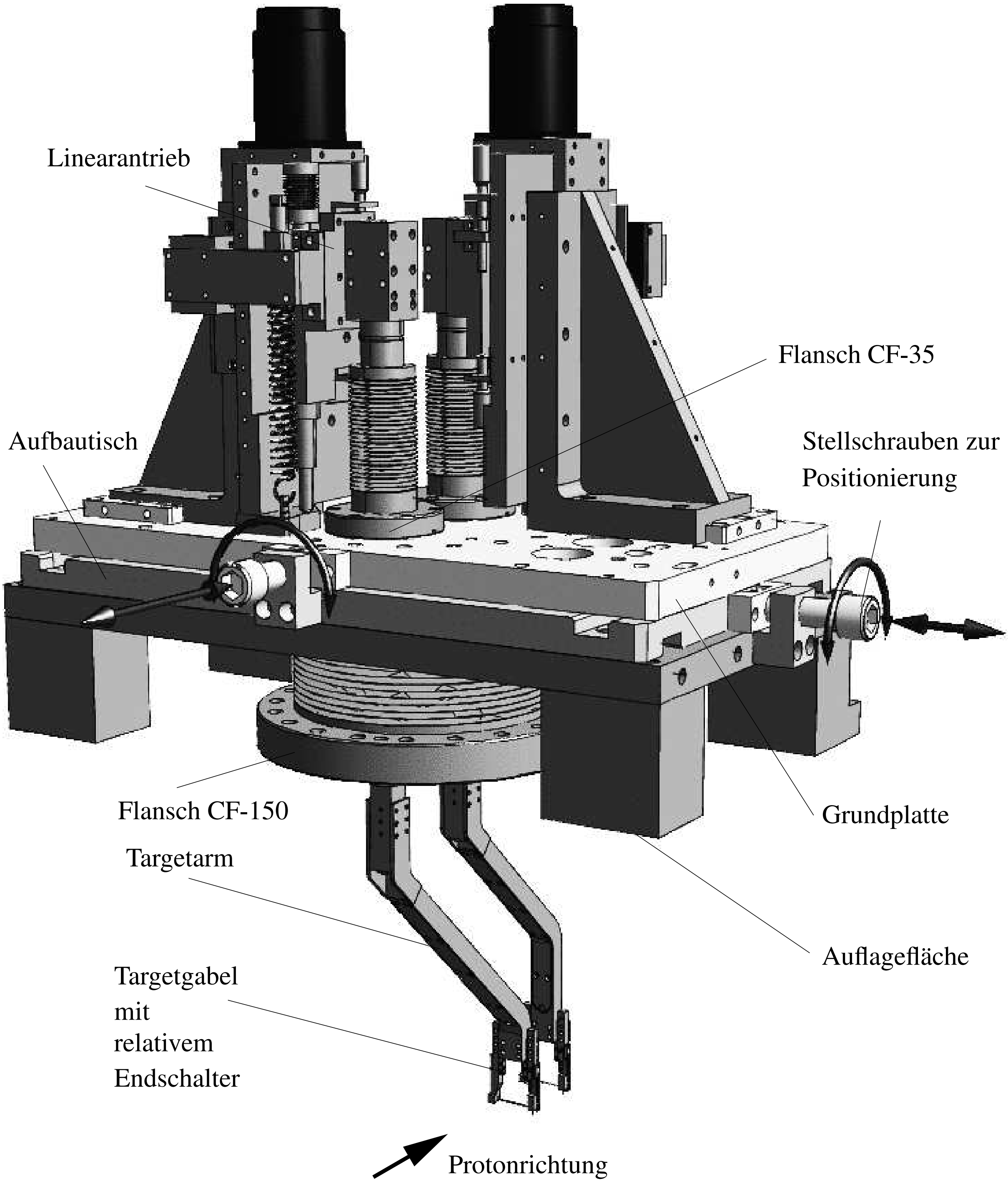


Abbildung 3.2: *Die HERA-B-Targetmechanik. Zu erkennen ist der Aufbautisch, der mit den Auflageflächen am Vertextank befestigt wird. Mit den Stellschrauben am Aufbautisch ist eine gleichzeitige Positionierung beider Targetarme möglich. Die Targetarme sind an dem Linearantrieb befestigt laufen durch einen CF-35 und einen CF-150 Flansch, durch die Grundplatte, ins Innere des Vertextanks. Unten an den Targetarmen befinden sich die Targetgabeln.*

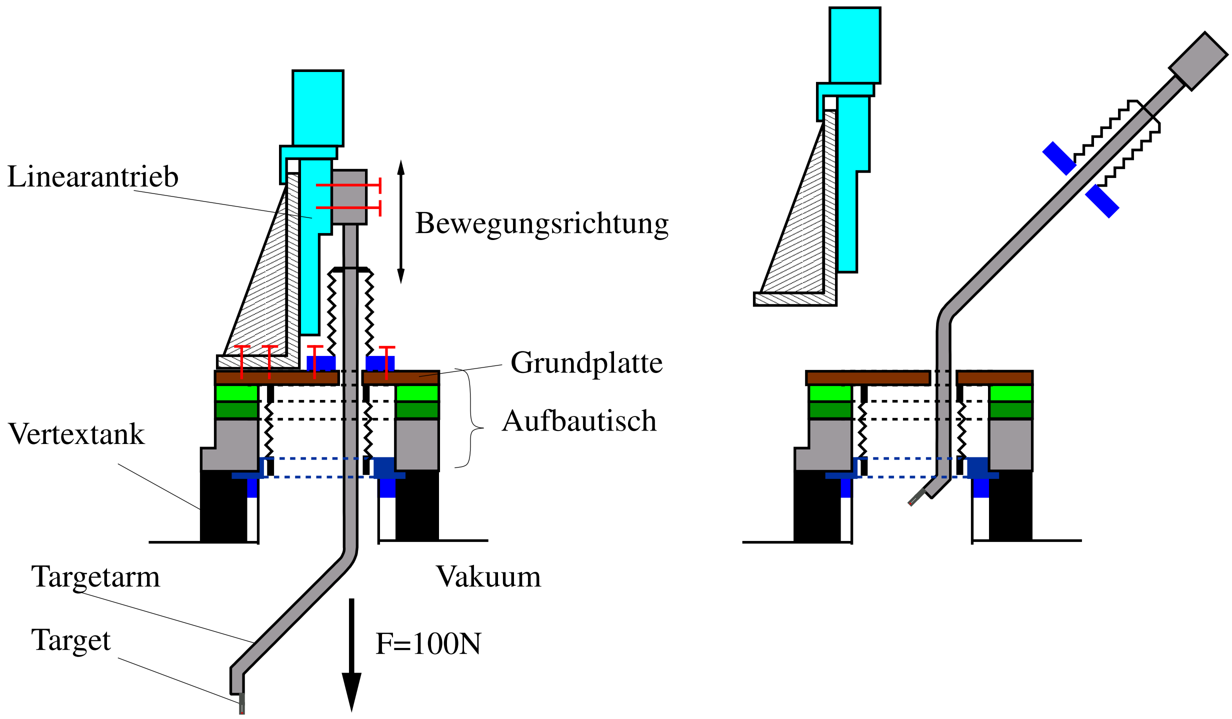


Abbildung 3.3: *Schematischer Aufbau der neuen Targetmechanik, der Übersichthalber nur mit einem Targetarm gezeigt. Der linke Teil der Abbildung zeigt die Module: Aufbautisch mit Grundplatte, Linearantrieb, Targetarm und Target. Rechts ist gezeigt, wie die Module getrennt werden können.*

3.2 Aufbau der Targetmechanik

Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau der Targetmechanik schematisch. Jede Mechanik bewegt zwei Targets. In der Abbildung sind zur besseren Übersicht nur die mechanischen Komponenten für ein Target gezeigt. Die Mechanik befindet sich außen am Vertextank. Direkt am Vertextank befestigt ist der Aufbautisch der Mechanik, der die Linearantriebe für je zwei Targets trägt. An jedem Antrieb ist ein Targetarm befestigt, der die Bewegung ins Innere des Vertextanks überträgt und das Target bewegt. Der Übergang ins Vakuum ist mit zwei flexiblen Faltenbalgen realisiert.

Faltenbalge ermöglichen eine flexible Verbindung zwischen zwei Flanschen. Sie sind aus dünnen Metallringen aufgebaut, die wie der Balg eines Akkordeons abwechselnd innen und außen verbunden sind, dadurch sind Streckung, Stauchung und Scherungen der Verbindung möglich.

Ein Faltenbalg mit zwei schraubbaren Flanschen[4], mit 150 mm Durchmesser, ist zwischen Vertextank und der Unterseite der Grundplatte befestigt. Dieser Faltenbalg ermöglicht eine Positionierung der gesamten auf der Grundplatte aufgebauten Mechanik parallel zu den Auflageflächen. Die Grundplatte besitzt auf ihrer Oberseite, innerhalb des Flanschdurchmessers zwei

[4] CF-150, Standardflansch

Bohrungen mit $35\ \mathrm{mm}$ Durchmesser, durch die die Targetarme in das Innere des Vertextanks laufen. An dem Targetarm angeschweißt sind nochmals Faltenbalge mit kleinerem Durchmesser. Die andere Seite dieser Faltenbalge wird mit kleinen schraubbaren Flanschen[5] an der Grundplatte angeschlossen. Dadurch wird jeder der beiden Targetarme getrennt in das Vakuum geführt. Der kleine Faltenbalg ermöglicht durch Streckung und Stauchung die bei der Targetsteuerung notwendige radiale Bewegung.

Der rechte Teil von Abbildung 3.3 zeigt die Modularität der Mechanik. Während der Aufbautisch am Vertextank montiert bleibt, können Linearantrieb und/oder Targetarm mit Targetgabel ausgetauscht werden. Beim Austausch eines Targetdrahtes wird nur ein kleiner Flansch geöffnet und der Targetarm vom Linearantrieb getrennt.

Im folgenden wird der Aufbau der einzelnen Module der Targetmechanik im Detail erläutert.

3.2.1 Der Aufbautisch

Der Aufbautisch hat zwei Aufgaben, zum einen verbindet er Targetmechanik und Vertextank und zum anderen ermöglicht er die Positionierung der Targets im Innern des Vertextanks. Er besteht aus einer Grundplatte, einem xy-Tisch und vier Abstandshaltern.

Die Grundplatte und der Vertextank sind mit einem flexiblen Faltenbalg[6] verbunden. Der Faltenbalg ist auf beiden Seiten mit einem großen CF-150 Flansch ausgestattet und wird mit Vertextank und Grundplatte verschraubt. Zwischen der Grundplatte und dem Vertextank befindet sich ein xy-Tisch, der eine Bewegung der Grundplatte relativ zum Vertextank erlaubt. Der Faltenbalg läuft durch einen Ausschnitt im xy-Tisch von der Grundplatte zum Vertextank. Der Aufbautisch wurde sehr stabil aufgebaut, da durch das Vakuum eine Kraft von etwa $1\,800\ \mathrm{N}$ auf den Aufbautisch wirkt.

Die Grundplatte kann mit dem xy-Tisch bewegt werden, dabei sorgt der große Faltenbalg für eine flexible Verbindung der Platte zum Vakuum des Vertextanks. Mit dem xy-Tisch ist es möglich, beide von der Mechanik getragene Targets gleichzeitig um $\pm 5\ \mathrm{mm}$ parallel zu den Auflageflächen zu positionieren. Die beiden von der Mechanik getragenen Targets werden vor der Installation der Targetmechaniken am Vertextank relativ zu einander vermessen und justiert. Zur genauen Positionierung besitzt der xy-Tisch zwei Stellschrauben, die in Abbildung 3.2 gut zu erkennen sind. Die maximalen Positionen des xy-Tisches sind mechanisch begrenzt. Die Positionierung wird nur einmal nach der Montage der Targetmechanik an den Vertextank vorgenommen, danach wird die Position des xy-Tisches fixiert und nicht wieder verändert.

Bei der Bewegung des xy-Tisches wird der große Faltenbalg um bis zu $\pm 5\ \mathrm{mm}$ geschert. Damit diese Scherung möglich ist, ist eine gewisse Länge des Faltenbalgs notwendig. Daher werden Abstandshalter, die zwischen Vertextank und xy-Tisch angebracht sind, benötigt. Der Faltenbalg und der Aufbau seiner Flanschanschlüsse wurden eigens für die Targetmechanik entwickelt[7]. Die besondere Herausforderung lag darin, den Faltenbalg möglichst kurz zu fertigen, um die Targetarme ebenfalls möglichst kurz halten zu können.

[5] CF-35, Standardflansch

[6] nach Zeichnung: Fa. VAT, 85630 Grasbrunn

[7] Die Entwicklung wurde zusammen mit der Fa. VAT, 85630 Grasbrunn durchgeführt.

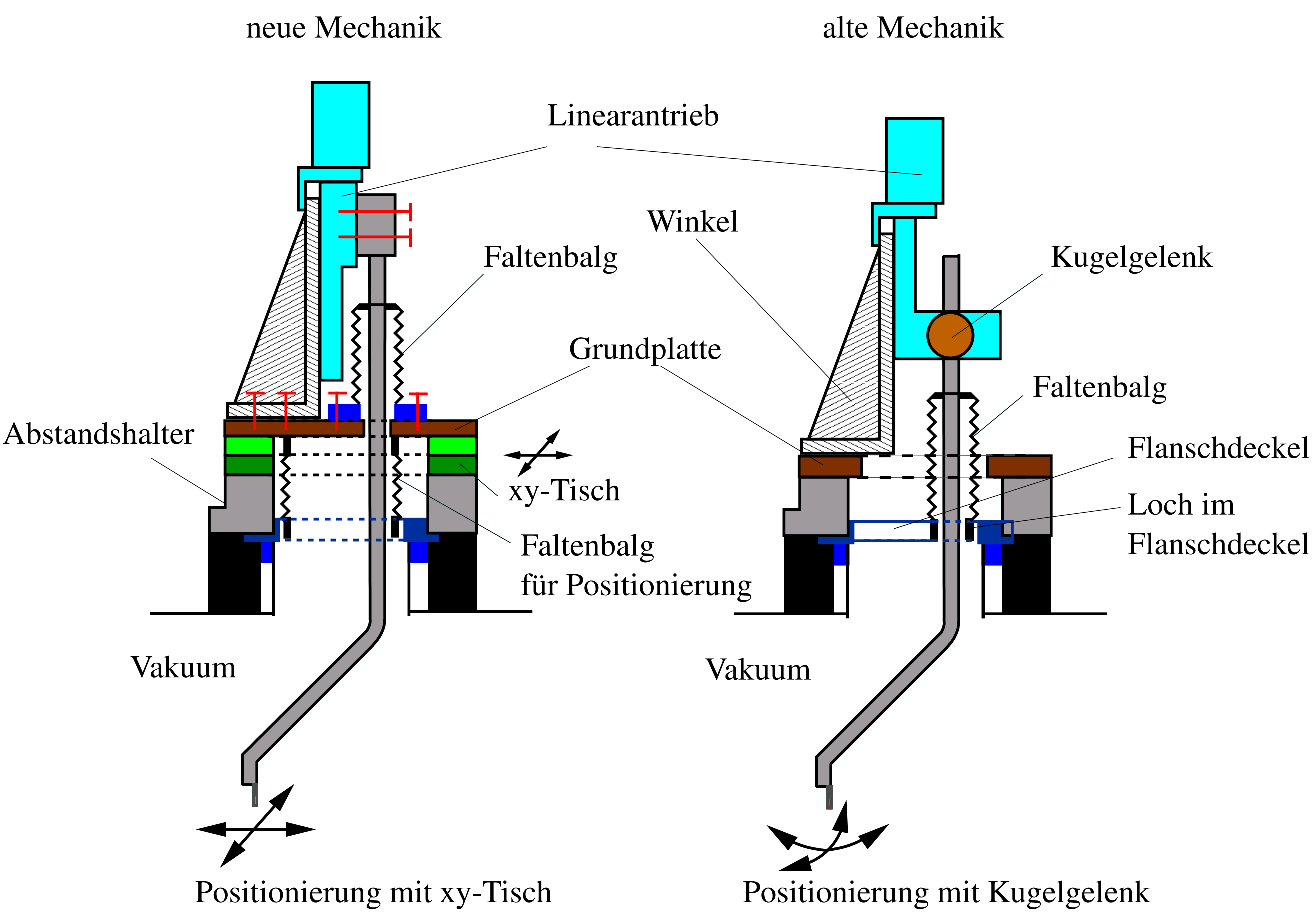


Abbildung 3.4: *Gegenüberstellung von neuer und alter Mechanik. Bei der neuen Mechanik sind Positionierung und Targetbewegung mechanisch getrennt. Bei der alten Mechanik müssen beide Funktionen zusammen betrachtet werden. Weitere Erläuterungen im Text.*

Wie bereits erwähnt, befinden sich zum Anschluß der Targetarme an das Vakuum auf der Oberseite der Grundplatte zwei in Strahlrichtung versetzte kleine CF-35 Flansche. Diese Flansche wurden gewählt, da sie die größten Standardflansche sind, von denen zwei in den Durchmesser eines CF-150 Flansches passen. Durch die Wahl des CF-35 Flansches ergibt sich der Durchmesser des Loches, durch welches der Targetarm ins Innere des Vertextanks läuft. Der Durchmesser beträgt nur $35\ \mathrm{mm}$. Dieser gibt später die maximale Größe der Targetgabel vor, die durch das Loch passen muß, wenn sie zusammen mit dem Targetarm in den Vertextank eingeführt wird.

Die Trennung der Vakuumübergänge beider Targetarme an der Grundplatte und die Modularität ermöglichen einen, im Vergleich zu einem kompletten Austausch der Targetmechaniken, relativ einfachen Austausch der Targets. Dazu wird der Targetarm vom Linearantrieb gelöst und der entsprechende kleine Flansch geöffnet. Danach kann der gesamte Targetarm mit Targetgabel und Targetdraht, wie in Abbildung 3.3 gezeigt ausgebaut werden. Bei dem Austausch werden nur sehr leichte Teile demontiert und es müssen nur sehr wenige, leicht zugängliche Schrauben gelöst werden.

Neben dem mit der neuen Mechanik möglichen Targetaustausch liegt einer der großen Unterschiede von neuer und alter Mechanik in der Positionierung der Targets. Während bei der neuen Mechanik ein xy-Tisch zur Positionierung zum Einsatz kommt, wurde bei der alten Mechanik ein Kugelgelenk verwendet.

Abbildung 3.4 zeigt beide Mechaniken gegenübergestellt. Bei der alten Mechanik gibt es pro Target nur einen kleinen Faltenbalg. Die Balge sind jeweils am Targetarm und an einem Flanschdeckel festgeschweißt. Innerhalb des Linearantriebs befindet sich ein Kugelgelenk zur Positionierung der Targets. Mit dem Kugelgelenk ist es möglich, das Target auf die gewünschte Position einzustellen. Der Faltenbalg übernimmt bei dieser Mechanik zwei Aufgaben, er ermöglicht die radiale Fahrbewegung des Targets und die Positionierung. Das Loch im Flanschdeckel, durch daß der Targetarm ins Innere des Vertextanks läuft, begrenzt die Positionierung des Targets, da es hier bei den teilweise notwendigen großen Winkeln zur Kollision kommt. Weitere Nachteile der Positionierung mit dem Kugelgelenk sind, daß der mechanische Aufbau sehr groß ist und daß der Targetarm nicht ohne sehr großen Aufwand (sehr viele Teile) demontiert werden kann.

Ein weiter Schwachpunkt der alten Mechanik ist die Stabilität der Mechanik. In der Abbildung ist zu erkennen, daß der Winkel, der den Linearantrieb hält, über die Grundplatte hinausragt. Dadurch entsteht ein langer Hebelarm für die Kraft durch das Vakuum. Bei Testmessungen wurde beobachtet, daß die großen Kräfte beim Abpumpen zu Bewegungen des Targets von etwa $200\ \mu\mathrm{m}$ führen [Fun99].

Alle genannten Schwachpunkte der alten Mechanik wurden bei der Konstruktion des neuen Aufbautisches berücksichtigt und beseitigt.

3.2.2 Der Linearantrieb

Der Linearantrieb ist für die Bewegung der Targets am Protonenstrahl verantwortlich. Das Konstanthalten der Wechselwirkungsrate erfordert Bewegungen des Targets mit einer Genauigkeit von weniger als einem Mikrometer. Die dabei von dem Linearantrieb zu erreichende Geschwindigkeit ist durch die auszugleichenden Strahlbewegungen gegeben, die mit einer Geschwindigkeit von einigen zehn Mikrometern pro Sekunde stattfinden. Zusätzlich zur Bewegung am Strahl, muß der Linearantrieb die Targets zu Beginn einer Meßphase über eine Strecke von etwa $25\ \mathrm{mm}$ an den Protonenstrahl bewegen. Auch kann sich die Strahlposition von Meßphase zu Meßphase um einige Millimeter ändern, daher ist ein Gesamtfahrweg der Targets von mindestens $30\ \mathrm{mm}$ notwendig.

Der Antrieb muß sehr zuverlässig sein, da die Targetmechaniken nur alle vier Wochen, an regulären HERA-Wartungstagen, für acht Stunden zugänglich sind. Größere Wartungsarbeiten können typischerweise sogar nur einmal im Jahr durchgeführt werden. In Anbetracht der Tatsache, daß die Steuerung die Targets bis zu zehn Mal pro Sekunde bewegt, ist das eine große Herausforderung.

Der Linearantrieb des Targets ist außerhalb der Vakuums installiert. Er wird von einem Winkel auf der Grundplatte gehalten. Am Linearantrieb ist der Targetarm befestigt, der wiederum das

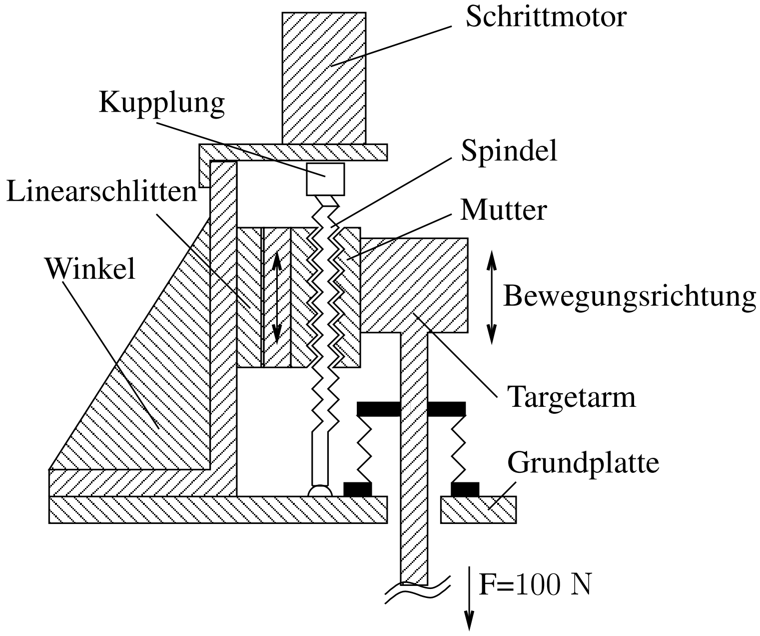


Abbildung 3.5: *Der Aufbau des Linearantriebs.*

Target trägt. Der Winkel und der Linearantrieb sind sehr stabil ausgelegt, da durch das Vakuum eine Kraft von etwa $100\ \mathrm{N}$ auf den Linearantrieb wirkt. Die Kraft ergibt sich mit dem Durchmesser d des kleinen Flansches von $35\ \mathrm{mm}$ und der Druckdifferenz Δp zwischen dem normalen Luftdruck und dem Innern des Vertextanks:

$$F = \Delta p \cdot A = \Delta p \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \,. \tag{3.1}$$

Der Linearantrieb besteht aus einem Schrittmotor, dessen Rotationsbewegung über eine Kupplung[8] auf eine Spindel übertragen wird. Auf der Spindel läuft eine Mutter, die in einem Linearschlitten befestigt ist. Bei der Rotation der Spindel läuft die Mutter entlang der Spindel, dadurch wird die Rotationsbewegung des Schrittmotors in eine lineare Bewegung umgesetzt. Die Fahrstrecke ist durch zwei Endschalter[9] begrenzt, die von dem Targetkontrollsystem ausgewertet werden. Abbildung 3.5 zeigt den Aufbau des Linearantriebs.

Das hinsichtlich der Zuverlässigkeit bewährte Prinzip des Linearantriebs wurde von der alten Mechanik übernommen. Bei den alten Targetmechaniken wurden zwar Positionierungsungenauigkeiten von etwa $20\ \mu\mathrm{m}$ beobachtet [Fun99], die Ursache hierfür konnte jedoch durch Testmessungen ausfindig gemacht und bei den neuen Mechaniken behoben werden. Die Testmessungen und die Behebung der Positionierungsgenauigkeit werden in Abschnitt 3.3 behandelt. Durch die Beibehaltung des bewährten Antriebsprinzips konnte mit der neuen Mechanik die gleiche gute Zuverlässigkeit wie mit der alten Mechanik erreicht werden.

[8]Balgkupplung, Typ. BSK 35 04 06, Fa. Baeuerle, 78054 Villingen-Schwenningen
[9]My-Com E75/200, Fa. Baumer Elektronik, 61169 Friedberg

Im folgenden werden die innerhalb des Linearantriebs eingesetzten mechanischen Komponenten beschrieben.

3.2.2.1 Der Motor

Als Motor wurde ein Schrittmotor[10] mit 500 Schritten gewählt. Mit Hilfe des verwendeten Kotrollgerätes[11] und der dazugehörigen Endstufe wird der Motor mit einer Phasenanschnittssteuerung betrieben. Durch die Phasenanschnittssteuerung werden $10\,000$ einzelne Schritte pro Umdrehung möglich. Der Motor und die dazugehörigen Komponenten wurden auch schon bei der alten Targetmechanik verwendet und haben sich als sehr zuverlässig erwiesen.

3.2.2.2 Die Spindel

Als Spindel wird eine Meßspindel[12] mit einer Gewindelänge von 50 mm verwendet. Die Spindel besitzt eine Steigung von (0.500 ± 0.004) mm pro Umdrehung [Mit02]. Mit der Spindel wird eine Mutter geliefert, die fest in den Linearschlitten eingesetzt wird. Zusammen mit den $10\,000$ möglichen Schritten pro Umdrehung des Motors ergibt sich die minimale Schrittweite des Targets zu 50 Nanometern.

Im Rahmen der Neukonstruktion wurde die Verwendung einer Kugelumlaufspindel in Erwägung gezogen. Bei den beiden Prototypen im Jahr 2000 waren die Linearantriebe jeweils mit einer Kugelumlaufspindel und mit einer klassischen Spindel ausgestattet.

Bei Kugelumlaufspindeln läuft nicht die Mutter direkt auf der Spindel, sondern es befinden sich Kugeln, als Lager, zwischen Mutter und Spindel. Durch dieses Prinzip ist der Reibungswiderstand deutlich kleiner als bei klassischen Spindeln. Die Hoffnung war, bei den sehr kleinen Schrittweiten des Targets, die Targets gleichmäßiger zu bewegen und damit die Wechselwirkungsrate feiner regeln zu können.

Bei der Suche nach geeigneten Kugelumlaufspindeln stellte sich heraus, daß diese nur mit einer Steigung von minimal einem Millimeter pro Umdrehung erhältlich sind. Dies verdoppelt die minimale Schrittweite auf 100 Nanometer, was nach den vorhandenen Betriebserfahrungen ausreichend ist.

Ein prinzipieller Nachteil dieser Spindeln ist, daß sie aufgrund der geringen Reibung kein intrinsisches Haltemoment[13] besitzen. Wirkt bei einer klassischen Spindel eine Kraft entlang der Spindelachse auf die Mutter, wächst die Haftreibung zwischen Mutter und Spindel mit der Kraft an und es findet keine Bewegung statt. Bei Kugelumlaufspindeln ist die Reibung durch die Kugellagerung so gering, daß die Spindel unter den, entlang der Spindelachse wirkenden Kräften z.B. durch das Vakuum, zu rotieren beginnt. Im Falle der Targets kann dies bedeuten, daß sich die Targets selbstständig in Richtung Strahl bewegen. Daher muß ein Haltemoment durch eine Bremse oder den Motor erzeugt werden. Das notwendige Selbsthaltemoment des Motors ergibt

[10] Schrittmotor ZSS52.500.2,5-E, Fa. Pytron, 82194 Gröbenzell

[11] Schrittmotorsteuerung IXE-α-T, Fa. Phytron, 82194 Gröbenzell

[12] Einbaumeßschraube 151-256, Fa. Mitutoyo, bezogen über Fa. GeBo Werkzeuge, 45141 Essen

[13] Das Haltemoment ist das maximale Drehmoment, mit dem eine Welle belastet werden kann, ohne daß sich eine Veränderung des Drehwinkels ergibt.

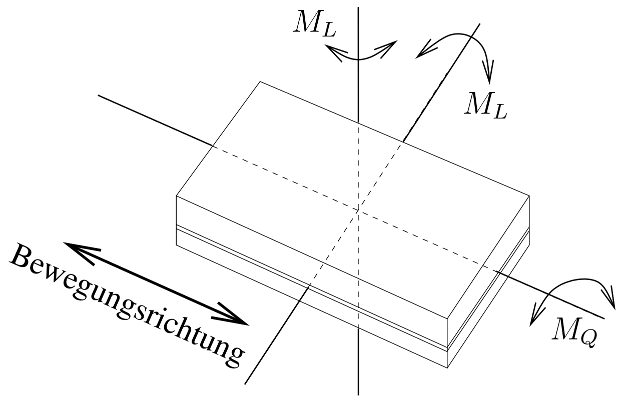


Abbildung 3.6: *Die Momente am Linearschlitten.*

sich nach [BG01]:

$$M = F\,r\,\tan(\alpha - \rho)\,, \tag{3.2}$$

wobei $F = 100$ N die auf die Mutter wirkende Kraft entlang der langen Achse der Spindel, $d = 5$ mm der Durchmesser der Spindel und $\alpha = 1/(\pi d)$ die Steigung der Spindel sind. Die Reibung ρ kann bei Kugelumlaufspindeln in guter Näherung mit Null angenommen werden. Das notwendige Haltemoment für die verwendete Spindel beträgt dann $M = 1.6$ Ncm. Der im letzten Abschnitt beschriebene Motor besitzt, mit anliegender Spannung, ein Haltemoment von 45 Ncm was ausreichend ist um eine Rotation der Spindel zu verhindern, ohne anliegenden Strom beträgt das Haltemoment jedoch nur 1.3 Ncm, was nicht ausreichend ist. Um das Haltemoment auch ohne Motorspannung zu erzeugen wurde zusammen mit diesen Spindeln ein anderer Motor[14] gewählt, dessen Haltemoment ohne Motorspannung 5 Ncm beträgt und damit groß genug ist, um ein Reinfahren des Targets in jedem Fall zu verhindern.

Das im Jahr 2000 als Prototyp betriebene Oben-1-Target war mit einer Kugelumlaufspindel ausgestattet. Beim Betrieb ließen sich durch die Kugelumlaufspindel keine Unterschiede bezüglich der Ratenbreite zu den anderen Targets feststellen. Da die Kugelumlaufspindeln beim Targetbetrieb keinen signifikanten Vorteil boten, jedoch einen teureren Motor benötigten, wurden sie bei der weiteren Konstruktion nicht weiter berücksichtigt.

3.2.2.3 Der Linearschlitten

Als Linearführung wurde ein fertig montierter Linearschlitten[15] gewählt. Der Linearschlitten ist zwischen Winkel und Targetarm befestigt und sorgt für eine lineare Bewegung des Targets radial zum Strahl. Der gewählte Linearschlitten besitzt einen Fahrweg von 50 mm. Spindel und Schlitten sind so montiert, daß der gesamte Fahrweg vom 50 mm genutzt werden kann. Endschalter begrenzen den Fahrweg auf die notwendigen 30 mm.

[14] Schrittmotor ZSS57.500.2,5-E, Fa. Pytron, 82194 Gröbenzell
[15] Rolltisch Typ. NKL 2-80, Fa. Schneeberger, 75339 Höfen/Enz

Da der Linearschlitten um den Abstand d versetzt zum Zentrum des Targetarmes montiert wird, müssen bei der Dimensionierung der Linearführung die maximal zulässigen Momente auf die Führung beachtet werden. Durch die Kraft durch das Vakuum F auf den Targetarm entstehen Momente, die von der Linearführung aufgenommen werden müssen:

$$M = d \cdot F\,. \tag{3.3}$$

Abbildung 3.6 zeigt die Achsen des Schlittens. Vom Hersteller werden maximale Momente auf diese drei Achsen angegeben [Sch02]: $M_Q = 9.18\ \mathrm{Nm}$ und $M_L = 7.48\ \mathrm{Nm}$. Mit den relevanten Abständen von etwa $d = 5\ \mathrm{cm}$ und der Kraft auf das Targetrohr von $F = 100\ \mathrm{N}$ ergibt sich, daß die auftretenden Momente mindestens einen Faktor 1.5 kleiner sind als die maximal erlaubten Momente. Wie in Abschnitt 3.3 gezeigt wird, hat sich der Linearschlitten als für die Positionierung problematische Komponente herausgestellt, bei etwaigen Veränderungen an den aktuellen Targetmechaniken sollte in Erwägung gezogen werden, Schlitten mit einer größeren Belastbarkeit einzusetzen.

3.2.2.4 Alternative Linearantriebe

Im Rahmen der Neukonstruktion wurden einige andere Möglichkeiten zum Antrieb der Targets in Erwägung gezogen. Es werden verschiedene Systeme angeboten, die sich prinzipiell zum Antrieb der Targets eignen und auf den ersten Blick sogar Vorteile bieten. Eine genaue Betrachtung und einige eigene Experimente haben gezeigt, daß das oben beschriebene System die Anforderungen, bei vertretbarem Aufwand, am besten erfüllt und die größte Betriebssicherheit gewährleistet. Im folgenden werden die untersuchten Antriebssysteme kurz diskutiert.

Piezoantriebe basieren auf dem reziproken Piezoeffekt, durch den sich bestimmte Keramiken beim Anlegen einer Spannung um einige Nanometer pro Millimeter Piezokeramik ausdehnen oder zusammenziehen. Die großen Vorteile dieser Antriebe sind eine Präzision im Nanometerbereich und daß keine Verschleißteile wie Lager oder Spindeln benötigt werden. Durch die spezielle Anordnung mehrerer Schichten von Piezokeramiken werden maximale Stellwege von wenigen Millimetern erreicht. Der Fahrweg der Targetdrähte beträgt jedoch mindestens $30\ \mathrm{mm}$. Der alleinige Einsatz eines Piezosystems ist also nicht ausreichend um die Anforderungen an das Targetsystem zu erfüllen. Ihre Präzision könnte nur durch eine Kombination mehrerer verschiedener Antriebe (hybride Antriebe) genutzt werden. Diese Variante wurde hier jedoch nicht weiter verfolgt, da dadurch der mechanische und der regelungstechnische Aufwand unverhältnismäßig ansteigt. Durch den modularen Aufbau der Mechanik bleibt die Option jedoch weiterhin offen. Dabei würde die grobe Positionierung mit dem bestehenden, außerhalb des Vakuums installierten, System aus Schlitten und Spindel und eine feine Positionierung mit Hilfe von Piezoantrieben innerhalb oder außerhalb des Vakuums erfolgen. Die bestehenden Lösungen würden einfach um ein zusätzliches System ergänzt und der Steuerungsalgorithmus modifiziert. Der Umstieg auf ein solches System könnte sukzessive erfolgen, da das alte System bestehen bliebe.

Eine andere Antriebsmöglichkeit sind Inchwormmotoren [EXF00]. Um Erfahrungen mit dieser Art von Antrieben zu sammeln, wurden einige Experimente mit Inchwormmotoren[16] und

[16] Inchwormmotor Serie IW-700, Fa. Burleigh

einem speziellen Kontrollgerät[17] durchgeführt. Inchwormmotoren basieren ebenfalls auf dem Piezoeffekt. Bei diesen Linearantrieben wird durch eine spezielle Anordnung und Ansteuerung mehrerer Piezokeramiken eine Welle entlang ihrer Achse bewegt. Durch die Konstruktion dieser Linearantriebe werden Auflösungen wie bei Piezoantrieben, jedoch mit großen Stellwegen erreicht. Nachteil dieser Antriebe ist, daß sie ohne angelegte Spannung kein definiertes Haltemoment besitzen. Für das HERA-B-Target bedeutet dies, daß mit diesem Antrieb die Gefahr besteht, daß sich ein Target unbeabsichtigt und unkontrolliert an den Protonenstrahl bewegt. Da immer die Betriebssicherheit im Vordergrund steht, wurde auch diese Antriebsmöglichkeit nicht weiter in Betracht gezogen.

Eine weitere Alternative besteht darin, einen Motor und einen Linearschlitten nach dem oben beschriebenen Prinzip des Linearantriebs direkt im Vakuum zu betreiben. Der Vorteil wäre, daß keine Kraft durch das Vakuum auf die Mechanik wirkt. Von der Anwendung eines solchen Prinzips wurde jedoch aus verschiedenen Gründen abgesehen: Die Beeinträchtigung der Qualität des Vakuums durch ein solches System ist kaum abzuschätzen, der Zugang zur Targetmechanik wäre nur nach dem Belüften des Vertextanks möglich und der komplette Aufbau der Targetmechanik hätte geändert werden müssen.

Nach einer Abwägung der Vor- und Nachteile der verschiedenen Alternativen wurde beschlossen, das alte Konzept mit außerhalb des Vakuums liegendem Schrittmotor beizubehalten. Ziel war es, die Schwachpunkte der alten Mechanik durch weitere Testmessungen zu lokalisieren, zu beseitigen und die Mechanik auf diese Weise zu verbessern.

3.2.3 Der Targetarm

Der Targetarm hat die Aufgabe, das Target an den Strahl zu halten. Er ist außerhalb des Vakuums am Linearantrieb befestigt und ragt durch ein Loch mit $35\ \mathrm{mm}$ Durchmesser in der Grundplatte in das Innere des Vertextanks. Aufgrund der Nähe zum Vertexdetektor und den dadurch gegebenen Randbedingungen entspricht die Position der Mechaniken entlang der Strahlrichtung nicht der Sollposition der Targets. Der Targetarm knickt im Innern des Vertextanks ab, um das Target an seine Sollposition zu halten. Die Gesamtlänge des Targetarmes beträgt insgesamt etwa $550\ \mathrm{mm}$.

Für die acht Targets sind vier unterschiedlich konstruierte Targetarme notwendig, jeweils einer für die horizontale und vertikale Ebene und für die erste und zweite Station. Die Konstruktion der gegenüberliegenden Targetarme der oberen und unteren bzw. der inneren und äußeren Targets ist jeweils gleich. Der Targetarm besteht aus zwei Teilen, dem Targetwinkel und dem Targetrohr. Nur die Targetwinkel unterscheiden sich bei den einzelnen Targetstationen. Das Targetrohr ist aus Edelstahl und der Winkel aus Aluminium gefertigt. Dadurch konnte das Durchhängen der horizontalen Targetarme minimiert werden. Abbildung 3.7 zeigt den Targetarm. Wie schon erläutert, ist außen am Targetarm ein Faltenbalg festgeschweißt, der mit einem Flansch mit der Grundplatte verbunden wird, um eine dichte und flexible Verbindung von Targetarm und Vertextank zu gewährleisten.

[17] OEM Inchworm Controller/ Driver, Fa. Burleigh

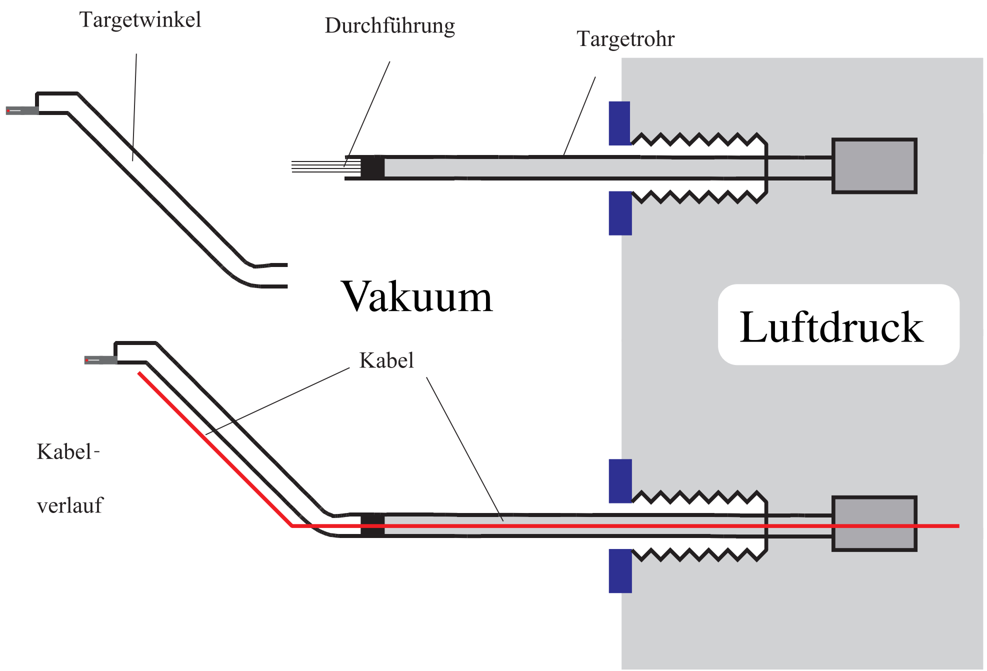


Abbildung 3.7: *Der Targetarm setzt sich aus Targetwinkel und Targetrohr zusammen. In das Targetrohr wurde eine Ultra-Hoch-Vakuum taugliche Durchführung für elektrische Verbindungen geschweißt.*

Der Targetarm hat die zusätzliche Aufgabe, elektrische Verbindungen für die Ladungsintegratoren und den relativen Endschalter ins Innere des Vertextanks zu führen. Dazu wurde eine Ultra-Hoch-Vakuum taugliche Durchführung[18] in ein Rohrende geschweißt. Die Durchführung besitzt vier durch Keramik voneinander isolierte Leitungen. Im Innern des Rohres sind die Kabel fest verlötet. Auf der Vakuumseite dürfen keine ausgasenden Materialien wie Lot verwendet werden, daher wird hier mit Steckkontakten gearbeitet.

Abbildung 3.7 zeigt die Kabelführung zum Target entlang des Targetarmes. Bis zur Vakuumdurchführung verläuft das Kabel durch das Targetrohr. Da es sich bei dem Targetarm um ein bewegtes Teil handelt, werden die Kabel nach der Vakuumdurchführung, entlang des Targetwinkels, durch einen abgedeckten Kanal bis zum Target geführt. Damit wird verhindert, daß sich eines der Kabel im Innern des Vertextanks verfängt. Im Innern des Vertextanks wird ein für Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) geeignetes Kabel[19] verwendet. Das Kabel besitzt eine Abschirmung und ist mit Kapton isoliert. Der Durchmesser der leitenden Faser beträgt 0.25 mm, die Isolierung besteht aus einer 0.13 mm dicken Kaptonschicht. Abgeschirmt ist die Leitung mit einem nach außen nichtisolierten Drahtgeflecht, der gesamte Durchmesser des Kabels beträgt 1 mm.

Die Kabelführung entlang des Targetarms bietet die Möglichkeit, alle elektrischen Verbin-

[18]4.-Conductor Typ. 9299-01-W, Fa. Caburn-MDC, The Old Dairy, Glynde, United Kingdom
[19]Kapton Wire 4kV Kap 3, Fa. Caburn-MDC, The Old Dairy, Glynde, United Kingdom

dungen außerhalb des Vertextanks trennen zu können und damit den Targetarm beim Targetaustausch als einzelne Komponente behandeln zu können.

3.2.4 Die Targetgabel

Um den Austausch der Targetdrähte zu ermöglichen, wurde neben der Targetmechanik auch der Gabelfuß vollständig neukonstruiert. Die Aufgaben des Gabelfußes sind: Das Halten des jeweiligen Targetdrahtes, die elektrische Kontaktierung der beiden Enden des Targetdrahtes und das Tragen des relativen Endschalters. Die Neukonstruktion war notwendig, da bei der neuen Mechanik die Targetarme samt Targetgabel durch den CF-35 Flansch in der Grundplatte passen muß, was mit der Targetgabel der alten Mechanik nicht gegeben war.

Zusätzlich existierten bei dem alten Gabelsystem weitere Schwachpunkte, die eine Neukonstruktion motivierten: Einige gelötete elektrische Verbindungen im Vakuum waren notwendig, die Befestigung des Targetdrahtes war schwierig durchzuführen und die Kontaktierung und Befestigung des relativen Endschalters war problematisch. Eine genaue Beschreibung des alten Systems findet sich in [Fun99].

Prinzipiell können innerhalb des Vertextanks nur für das Ultra-Hoch-Vakuum taugliche Materialien eingesetzt werden. Bei der Targetgabel kommen Aluminium, Kupfer und eine spezielle, mit spanenden Fertigungsmethoden[20] zu bearbeitende Keramik[21] zum Einsatz. Die Keramik wird eingesetzt, um den Targetdraht von der Targetgabel zu isolieren und die notwendigen vier elektrischen Kontakte für den Targetdraht und die relativen Endschalter elektrisch voneinander zu trennen.

Abbildung 3.8 zeigt eine Targetgabel montiert an einem Targetarm. Der Targetarm trägt zwei Keramikteile, zwischen denen der Targetdraht gespannt wird. Auf einem der Keramikteile ist der relative Endschalter montiert. An diesem Keramikteil befinden sich drei elektrische Kontakte, an dem ohne relativen Endschalter nur einer. Es ist zu erkennen, wie die UHV-Kabel durch den Kabelkanal im Targetwinkel zu den einzelnen Kontakten verlaufen. Bei der Konstruktion der Targetgabeln wurde besonderer Wert darauf gelegt, daß alle elektrischen Anschlüsse mit zwei Schrauben befestigt sind, um eine sichere und unempfindliche Kontaktierung zu ermöglichen.

Die verwendete Keramik ist sehr spröde und bricht daher leicht. Insbesondere beim schneiden von Gewinden entstehen Haarrisse im Material, die später zum Brechen der Keramikteile führen, daher wurde schon bei der Konstruktion darauf geachtet, daß möglichst wenige Gewinde in den Keramikteilen benötigt werden. Die Anzahl konnte auf drei Gewinde beschränkt werden, die zur Befestigung und Kontaktierung des relativen Endschalters benötigt werden.

In Abbildung 3.9 ist eine Targetgabel von vorne gezeigt. Mit den vorne an den Keramikteilen zu erkennenden Schrauben wird der Targetdraht gehalten. Die Schrauben dienen zum Anpressen eines Kupferplättchens, unter welches der Targetdraht geklemmt wird. Das Gewinde zu den Schrauben befindet sich in einem Aluminiumteil, das entlang einer Aussparung an der Seite der Keramikteile verläuft. Beide Teile sind in Abbildung 3.10 gezeigt. Das Aluminiumteil verbindet

[20] Die Herstellung der benötigten Teile konnte daher in der mechanischen Werkstatt der Universität Dortmund durchgeführt werden.

[21] Macor, Fa. Corning, bezogen über Fa. Schröderglas, 25479 Ellerau

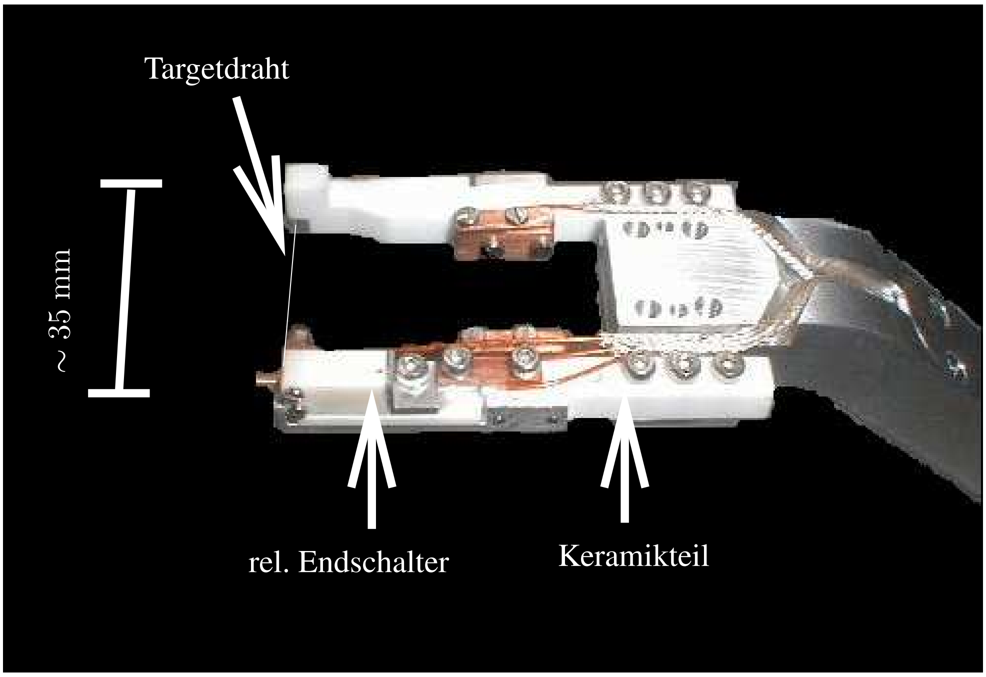


Abbildung 3.8: *Targetgabel montiert am Targetarm.*

das Target mit den UHV-Kabeln des Ladungsintegrators. Abbildung 3.11 zeigt eine demontierte Targetgabel inklusive der Teile des relativen Endschalters. Das Bild veranschaulicht die große Anzahl notwendiger kleiner Teile an der Targetgabel.

3.2.5 Der relative Endschalter

Die relativen Endschalter sind jeweils auf einem der Keramikteile montiert, sie verhindern eine Kollision gegenüberliegender Targetgabeln und die damit verbundene Beschädigung der empfindlichen Keramikteile. Der als Öffner ausgelegte Schalter hat die Maße $(5 \times 5 \times 10)$ mm. Der Endschalter wird von der gegenüberliegenden Targetgabel betätigt, wenn sich die gegenüberliegenden Targetgabeln zu nahe kommen. Die Schalter sind direkt mit der Targetsteuerung verbunden, die nach dem Auslösen der Schalter nur noch das Vergrößern des Abstandes der Targets erlaubt.

Abbildung 3.12 zeigt den Aufbau des relativen Endschalters. Das Gehäuse des Endschalters ist zur Isolierung aus Keramik[22] gefertigt. Das Schaltergehäuse ist insgesamt so kompliziert, daß es nicht aus der selben Keramik wie die Targetgabel gefertigt werden konnte, da diese für die benötigten feinen Strukturen zu spröde ist. Daher wurde hier eine Keramik[23] verwendet, die

[22] Alumina, 99.5% AL_2O_3 , Fa. Wesco

[23] Die Gehäuse wurden testweise auch von der Fa. MicroParts aus Kunststoff hergestellt. Diese wurden von der DESY-Vakuumgruppe jedoch nicht für die Verwendung im Ultra-Hoch-Vakuum des Protonenspeicherrings zugelassen.

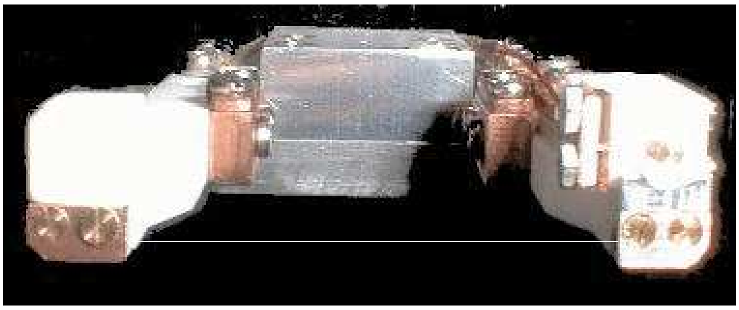


Abbildung 3.9: *Eine Targetgabel von vorne. Am Ende der Keramikteile sind die Kontakte für den Targetdraht zu erkennen. Der Targetdraht wird unter dem Kupferplättchen mit zwei M1-Schrauben festgepreßt.*

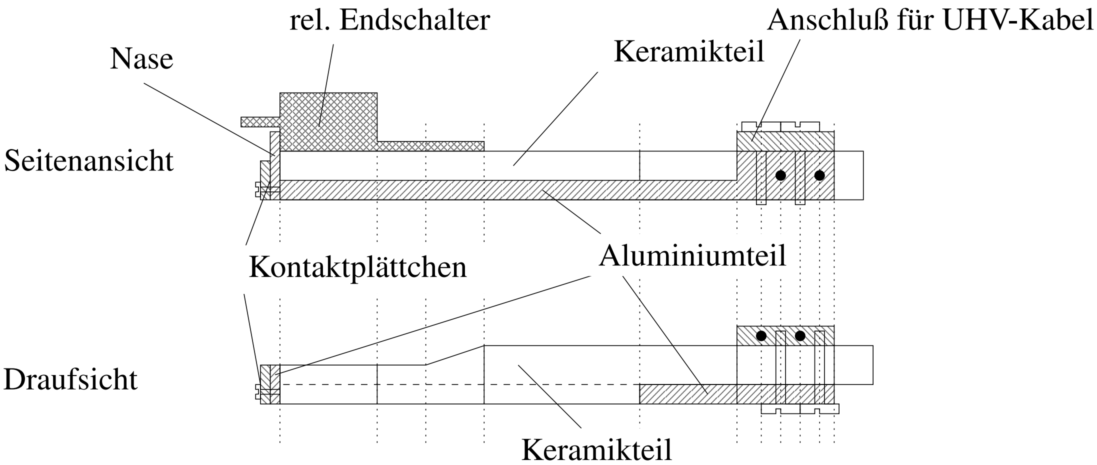


Abbildung 3.10: *Ein Keramikteil der HERA-B-Targetgabel. Der Targetdraht wird unter dem Kontaktplättchen festgedrückt. Die elektrische Verbindung zum UHV-Kabel wird über ein Aluminiumteil hergestellt.*

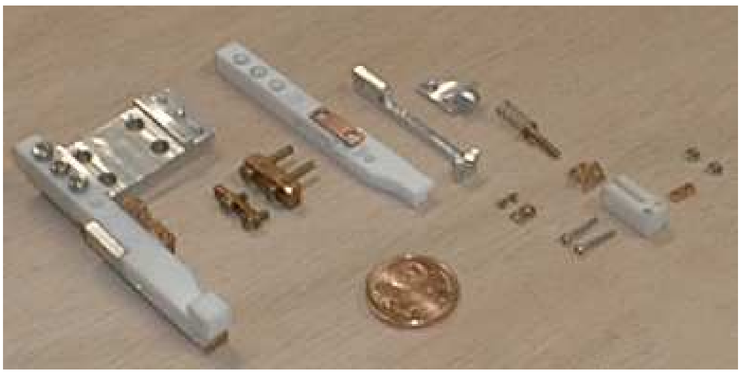


Abbildung 3.11: *HERA-B-Gabelfuß des Schraub-Typs demontiert. Die Abbildung veranschaulicht den Aufbau eines Gabelfußes und demonstriert die große Anzahl der notwendigen Kleinteile.*

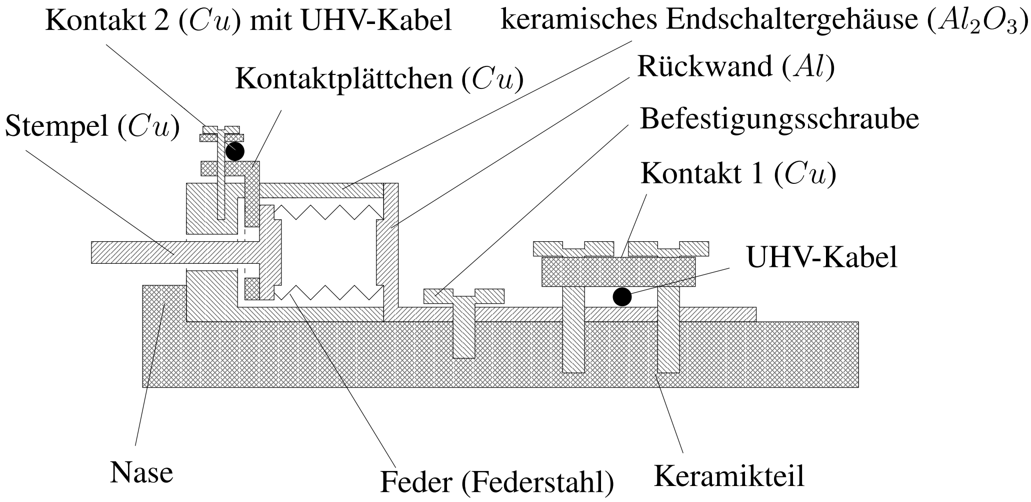


Abbildung 3.12: *Aufbau des relativen Endschalters. Erläuterungen zur Funktion im Text.*

Schalter	RMS [μm]
1	0.4
2	9.5
3	0.2
4	0.9
5	6.4
6	2.9
7	0.5
8	0.7

Tabelle 3.1: *Die Genauigkeit der relativen Endschalter. Streuung (RMS) von jeweils 5 Schaltvorgängen mit 8 verschiedenen Schaltern.*

gebrannt werden muß. Dazu wird die vor dem Brennen pulverförmige Keramik um eine negativ Form des Endschalters gepreßt und dann gebrannt. Die äußere Form des Endschalters wird nach dem Brennen durch Schleifen hergestellt.

Innerhalb des Gehäuses wird ein Stempel von einer Feder an ein Kontaktplättchen[24] gedrückt, dadurch kann Strom zwischen den beiden Kontakten fließen. Der Strom fließt von Kontakt 1 durch die Rückwand aus Aluminium in die Feder, von dort in den Stempel und das Kontaktplättchen. Zusammengehalten wird der Schalter nur durch den Druck der Rückwand gegen die Nase. Die Rückwand ist mit einer Schraube im Keramikteil befestigt.

Der typische Abstand der Targetdrähte im Mehrtargetbetrieb liegt im Bereich weniger Millimeter. Um sicherzustellen, daß die Schaltgenauigkeit ausreicht, wurden einige Messungen durch-

[24] Die ersten der sehr kleinen Kontaktplättchen wurden von der Mechanischen Werkstatt des Fachbereichs Maschinenbau durch ätzen hergestellt. Später wurden sie in der Mechanischen Werkstatt des Physik Fachbereichs gefräst.

geführt. Die Reproduzierbarkeit des Schaltpunktes streut bei den einzelnen Schaltern, ist aber bei allen kleiner als $10\ \mu m$ und damit mehr als ausreichend für die Funktion als relativer Endschalter. Tabelle 3.1 zeigt die Streuung von jeweils 5 Schaltvorgängen mit 8 verschiedenen Schaltern.

3.3 Positioniergenauigkeit

Einer der Gründe für die Neukonstruktion der Targetmechanik ist die bei den Testmessungen im Jahr 1997 beobachtete Positionierungungenauigkeit. Als im Jahr 1999 die Prototypen der neuen Mechanik zur Verfügung standen, wurden die Testmessungen mit diesen Mechaniken wiederholt. Abbildung 3.13 a) zeigt den dafür eigens gefertigten Vakuumtank. Mit ihm können Testmessungen der Targetmechaniken unter Vakuumbedingungen durchgeführt werden. Die Vakuumbedingungen sind notwendig, um die am HERA-B-Vertextank wirkenden Kräfte zu reproduzieren. Durch Drehung des Vakuumtanks ist es möglich alle Targetmechaniken in ihrer Einbaulage im HERA-B-Experiment zu vermessen. Die Abbildung zeigt eine Unten-Mechanik im Test.

Abbildung 3.13 b) zeigt den Meßaufbau im Innern des Vakuumtanks. Dieser besteht aus einem optischen Wegaufnehmer[25], welcher im Vakuumtank installiert ist. Zu dem Wegaufnehmer gehört ein Maßstab, der am Gabelfuß befestigt ist. In dieser Anordnung mißt das Wegaufnehmersystem relative Targetbewegungen auf $0.1\ \mu m$ genau [Ren00].

Abbildung 3.14 zeigt die Positionsgenauigkeit der Innen-1-Mechanik im Jahr 1997. Bei der Messung wurde das Target zwischen zwei Punkten fünfmal hin und her bewegt. Aufgetragen ist die vom optischen Wegaufnehmer gemessene Position gegen die von der Steuerung bestimmte Position. Dieser Wert wird als angenommene Position bezeichnet und ergibt sich aus der Anzahl der Impulse von der Steuerung an den Schrittmotor und wird kontinuierlich von der Steuerung berechnet. In der Abbildung ist eine Positionsdifferenz von etwa $20\ \mu m$ zwischen beiden Richtungen zu erkennen. Ein ähnliches Verhalten wurde 1997 auch bei einer zweiten vermessenen Mechanik beobachtet.

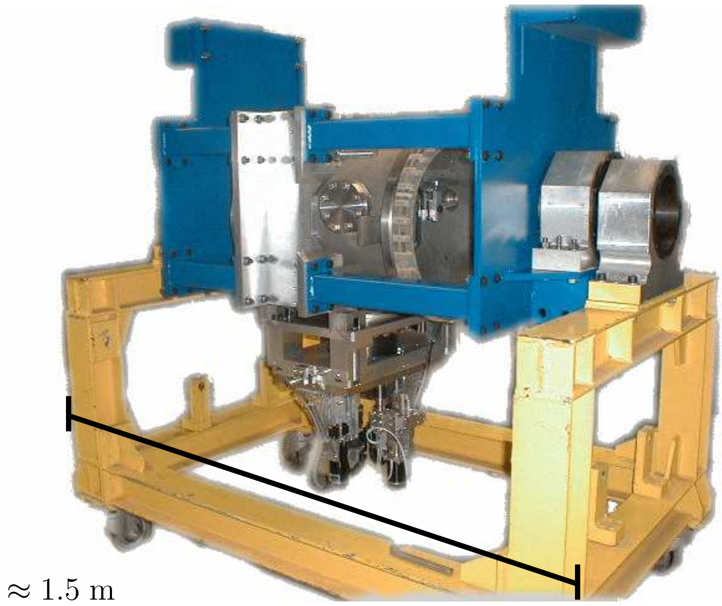
Die Form der Kurven beim Richtungswechsel ist charakteristisch für die jeweilige Mechanik und bleibt für jede Mechanik, unabhängig von Schrittweite, Geschwindigkeit, Gesamtstrecke und absoluter Position immer gleich. Auch der Abstand der Schenkel für beide Richtungen ist charakteristisch [Fun99].

Durch elastische Effekte ist ein solches, hystereseartiges Verhalten im Bereich einiger Mikrometer zu erwarten [New97]. Die hier beobachtete Positionsdifferenz ist jedoch viel zu groß, um durch elastische Effekte erklärt zu werden.

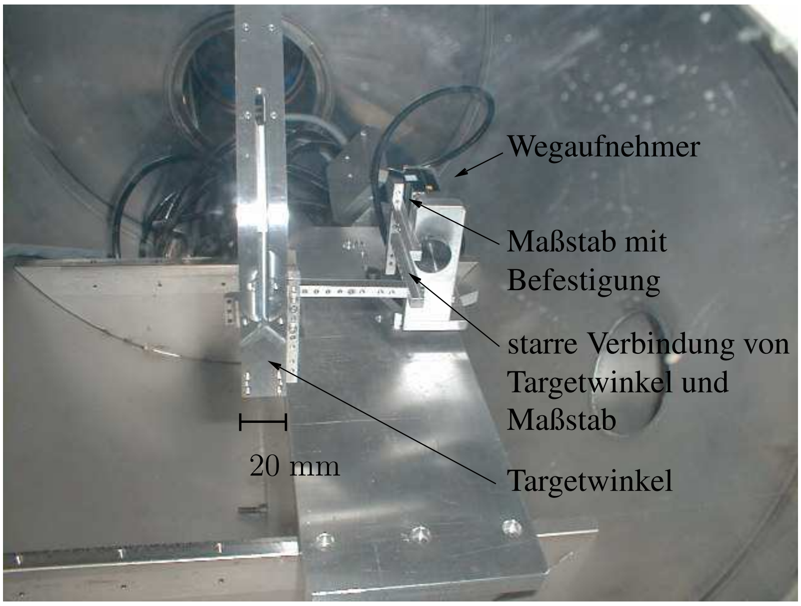
Damals konnten aus Zeitgründen keine weiterführenden Untersuchungen durchgeführt werden. Eine Analyse der vorhandenen Daten deutete darauf hin, daß der Ursprung der Positionierungenauigkeit der Targets mit dem Kugelgelenk der alten Mechanik zusammenhängt [Fun99].

Bei der Neukonstruktion wurde, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, das Prinzip der Positionierung vollständig überarbeitet. Die Positionierung des Targets mit einem Kugelgelenk wurde durch eine Positionierung mit einem xy-Tisch ersetzt. Trotz des geänderten Konzepts der Positionierung zeigte sich bei der Vermessung der Prototypen im Jahre 1999 die gleiche Ungenauigkeit

[25] Readhead RGH22, Fa. Renishaw, 72124 Pliezhausen



(a)



(b)

Abbildung 3.13: *a) Der zur Vermessung der Targetmechaniken gefertigte Vakuumtank. Gezeigt ist die Vermessung einer Unten-Mechanik. Zur Vermessung anderer Mechaniken kann der Vakuumtank in die entsprechende Position gebracht werden. b) Meßaufbau im Innern des Vakuumtanks. Zu erkennen sind: Der optische Wegaufnehmer und das Rohr der Targetmechanik.*

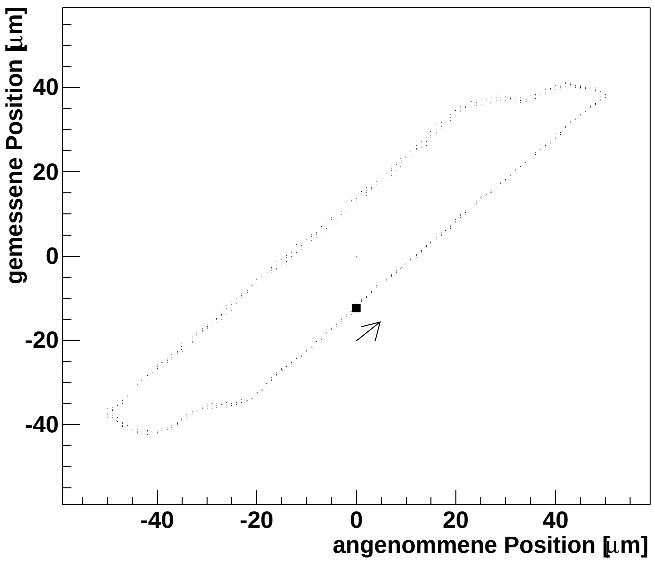


Abbildung 3.14: *Bei Testmessungen im Jahr 1997 beobachtete Positioniergenauigkeit bei der Innen-1-Mechanik [Fun99]. Die Positionsdifferenz zwischen beiden Richtungen beträgt etwa* $20\ \mu\mathrm{m}$.

der Positionierung wie bei den alten Mechaniken. Mit den zur Verfügung stehenden Prototypen konnten jetzt ausgiebige Tests durchgeführt werden.

Neben der Messung der Hysteresen wurde ein Experiment durchgeführt, welches darin bestand, einen Spiegel nacheinander an verschiedenen Punkten der Mechanik zu befestigen und mit Hilfe eines Laserstrahls die Bewegung dieser Punkte zu beobachten. Der Laserstrahl wurde unter einem Winkel auf den Spiegel gegeben, dort reflektiert und in $6\ \mathrm{Metern}$ Entfernung auf Millimeterpapier projiziert. Aus der Bewegung der Projektion konnte auf die Bewegung des an der Mechanik angebrachten Spiegels geschlossen werden. Die Auflösung dieser Messung für Bewegungen der Mechanik ergibt sich aus der minimal beobachtbaren Bewegung und der Entfernung der Projektion. Die Entfernung betrug 6 Meter und es konnten Bewegungen größer als $0.5\ \mathrm{mm}$ beobachtet werden. Die Winkelauflösung für die Bewegungen des Spiegels kann damit auf $0.1\ \mathrm{mrad}$ abgeschätzt werden.

Bei Messungen an der Grundplatte und dem Winkel konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit, keine Verformung der Mechanik beim Abpumpen des Vakuumtanks beobachtet werden. Auch das Bewegen der Targets und die dadurch verursachte Änderung der Kraftverhältnisse verursachte keine Verformung. Eine grundsätzliche Instabilität, die bei der alten Mechanik Bewegungen des Targets von bis zu $200\ \mu\mathrm{m}$ ausmachte, kann bei der neuen Mechanik durch diese Beobachtungen ausgeschlossen werden.

Bezüglich der Positionsgenauigkeit wurde, als der Spiegel direkt am Schlitten befestigt war, eine Verkippung des Targetarmes beobachtet. Die Richtung der Verkippung und die Position

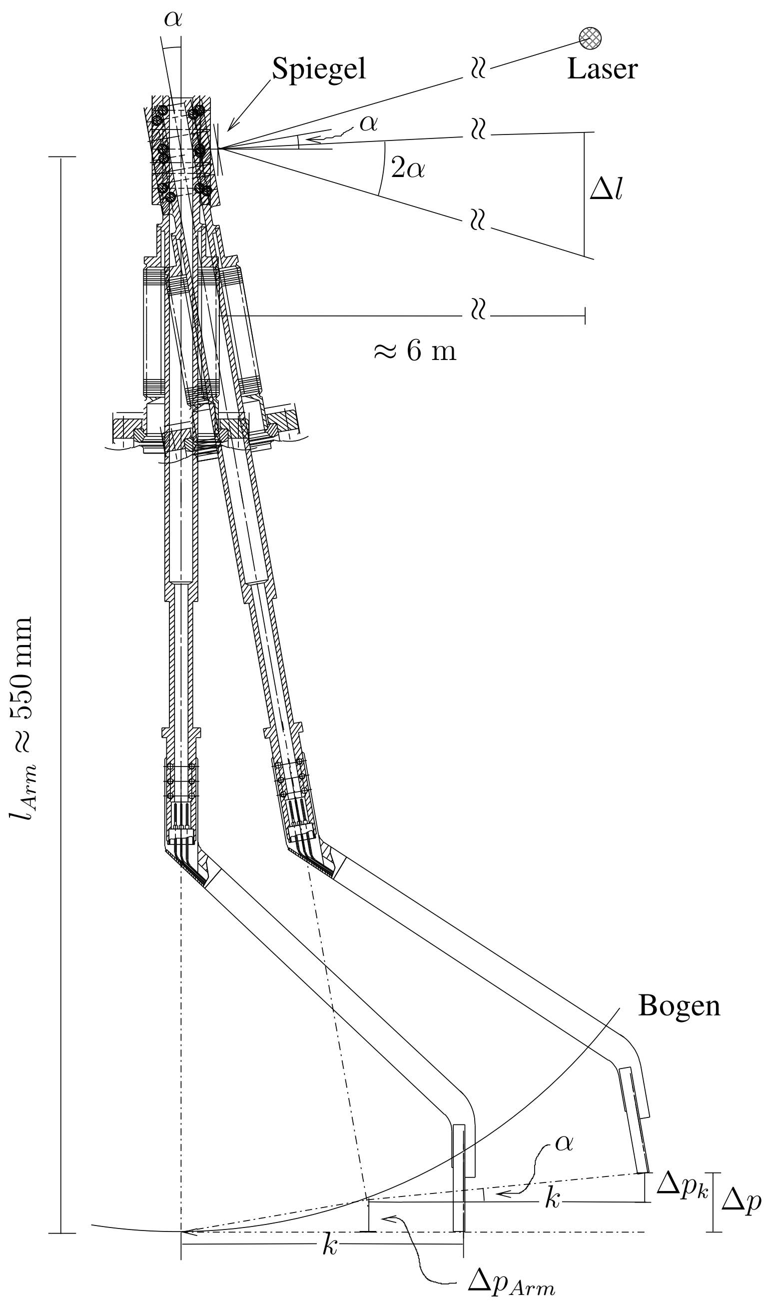


Abbildung 3.15: *Die Verkippung des Targetarmes um den Winkel α. Oben ist die Messung mit dem Laser schematisch dargestellt. Der Laser trifft auf den am Targetarm befestigten Spiegel und wird reflektiert. Die Position der Reflexion ändert sich um Δl. Der Winkel zwischen den Projektionen entspricht 2α. Der untere Teil veranschaulicht die Berechnung der Positionsdifferenz.*

a)

b)

Abbildung 3.16: *Abbildung a) zeigt den verwendeten Linearschlitten [Sch02], er besteht aus zwei Platten und zwei Führungen. b) zeigt das Prinzip der Kreuzrollenführungen [Sch02]. Im einem Rollenkäfig aus Kunststoff sind um 90 Grad versetzt Rollen angeordnet, die zwischen den beiden Führungen laufen.*

des Spiegels ist Abbildung 3.15 zu entnehmen. Durch diese Verkippung hebt und senkt sich das Target je nach Bewegungsrichtung. Die Projektion des Laserstrahls bewegte sich vertikal um etwa $\Delta l \sim 2$ mm. Wird angenommen, daß sich der Spiegel nahe dem Drehpunkt befindet, entspricht dies einer Winkeländerung von $\alpha = {}^{1}/_{6}$ mrad.

Die resultierende Änderung der radialen Position des Targets über den Targetarm setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: Einen Beitrag zur Positionsänderung Δp_{Arm} liefert der geneigte Targetarm über den Bogen:

$$\Delta p_{Arm} = l_{Arm} \cdot (1 - \cos \alpha) \tag{3.4}$$

Die Länge des Targetarmes beträgt $l_{Arm} \approx 550$ mm. Den zweiten, bei kleinen Winkeln α dominierenden Beitrag liefert der Targetwinkel. Er ergibt sich zu:

$$\Delta p_k = k \cdot \tan \alpha. \tag{3.5}$$

Die Längen k der Winkel unterscheiden sich für die Targetstationen und liegen zwischen 89.3 und 145.5 mm. Zusammen ergibt sich für die radiale Positionsänderung Δp:

$$\Delta p = \Delta p_{Arm} + \Delta p_k = l_{Arm} \cdot (1 - \cos(\alpha)) + k \cdot \tan(\alpha) \tag{3.6}$$

Ist der Winkel α sehr klein, so kann man schreiben:

$$\Delta p \approx \alpha \cdot k \tag{3.7}$$

Damit ergibt sich eine Positionsänderung durch die Verkippung des Targetarmes für die verschiedenen Typen des Targetarmes von 15 bis 24 μm. Die Positionsänderung durch die Verkippung des Targetarmes stimmt mit den bei den Messungen beobachteten Positionsgenauigkeiten überein.

Eine Erklärung für die Verkippung des Targetarmes liefert eine genaue Betrachtung des verwendeten Linearschlittens[26]. In Abbildung 3.16 a) ist der verwendete Linearschlitten gezeigt, er

[26] NKL 2-80 der Firma Schneeberger

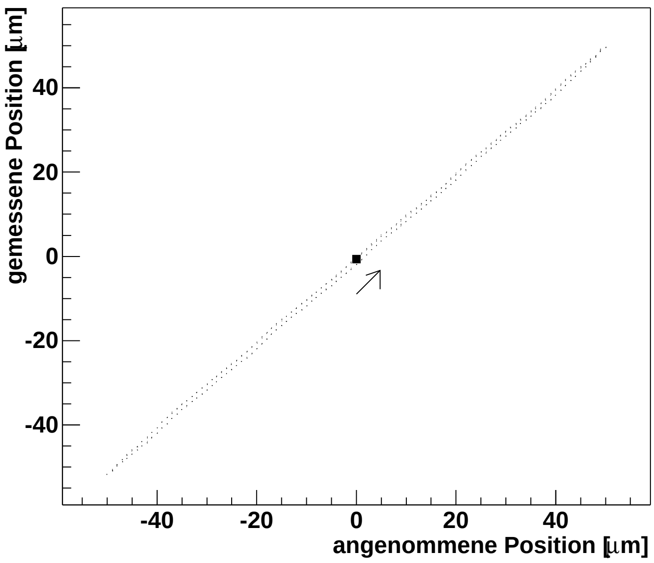


Abbildung 3.17: *Positioniergenauigkeit der neuen Innen-1-Mechanik nach der Einstellung des Linearschlittens.*

besteht aus zwei Platten und zwei Führungen. Das Funktionsprinzip der in den Schlitten integrierten Führung ist Teil b) der Abbildung zu entnehmen. Um 90 Grad versetzte Rollen werden in einem Rollenkäfig aus Kunststoff gehalten. Diese Anordnung zwischen zwei Metallschienen mit v-förmiger Nut bildet eine Führung. In einem Linearschlitten werden zwei, um 180 Grad gedrehte Führungen gegeneinander verspannt. Um die Führungen genau parallel ausrichten und die Spannung über die gesamte Länge der Führung konstant einzustellen zu können, sind auf einer Seite des Schlittens Justierschrauben angebracht. Die Verspannung der beiden Führungen bestimmt das Spiel und die Lebensdauer des Linearschlittens.

Verschiedene Experimente mit dieser Einstellmöglichkeit haben gezeigt, daß die beobachtete Positionsgenauigkeit auf das Spiel des Linearschlittens zurückzuführen ist. Auf Kosten der Leichtgängigkeit der Führung konnte das Spiel so eingestellt werden, daß die für die Targets geforderte Positionsgenauigkeit erreicht wird. Bei den Experimenten zeigte sich auch, das zwei von zehn getesteten Linearschlitten die Anforderungen ohne zusätzliche Einstellung erfüllen. Dies läßt auf eine Streuung der Präzision der Schlitten bei der Herstellung schließen.

Abbildung 3.17 zeigt eine Meßreihe nach der Einstellung des Linearschlittens. Das hysteresеartige Verhalten ist um eine Größenordnung reduziert und ist in dieser Art der Darstellung fast nicht mehr zu erkennen. Daher zeigt Abbildung 3.18 die Residuen Δp von gemessener und angenommener Position, nachdem die Einstellung für alle im Juni 2001 installierten Mechaniken durchgeführt wurde. Bei der Darstellung wurden die Mittelwerte auf Null normiert und die Binbreite wurde entsprechend der Auflösung des optischen Wegaufnehmers von $0.1\ \mu\mathrm{m}$ gewählt. Durch das verschieden starke hysetreseartige Verhalten bei den einzelnen Mechaniken zeigen

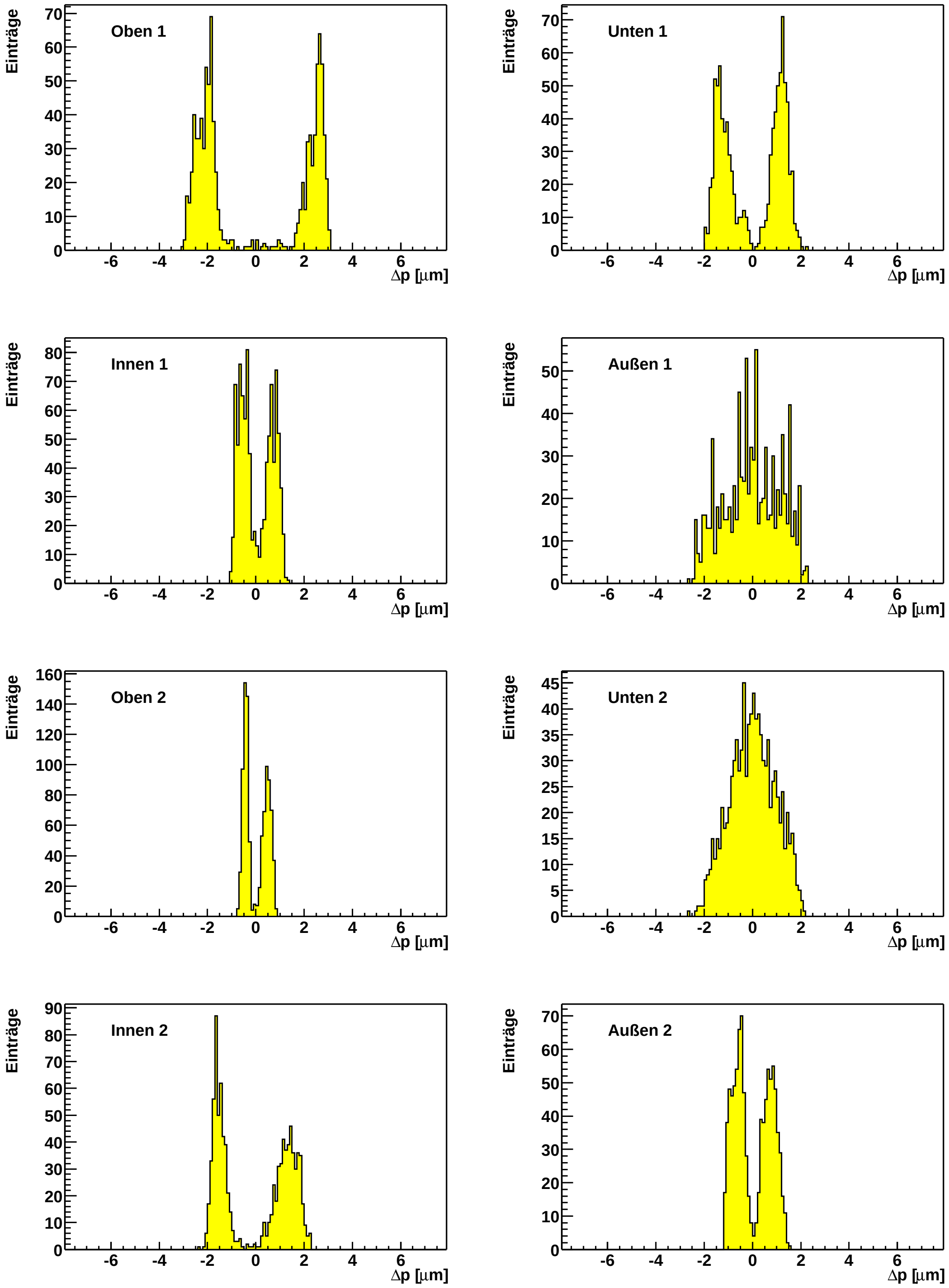


Abbildung 3.18: *Residuen von gemessener und angenommener Targetposition.*

Target-mechanik	gesamt RMS [μm]	Reproduzierbarkeit RMS positive Richtung [μm]	RMS negative Richtung [μm]
Oben-1	2.3	0.3	0.3
Unten-1	1.2	0.3	0.3
Innen-1	0.7	0.2	0.2
Außen-1	1.2	0.3	0.3
Oben-2	0.5	0.1	0.2
Unten-2	0.9	0.7	0.7
Innen-2	1.5	0.4	0.3
Außen-2	0.7	0.3	0.3

Tabelle 3.2: *Residuen von gemessener und angenommener Position des Gabelfußes.*

sich in den Histogrammen meistens zwei Scheitelwerte, jeweils einer für jede Fahrtrichtung.

Tabelle 3.2 faßt die Messungen zusammen. Der ersten Spalte ist die Streuung der Meßwerte ohne Verwendung der Richtungsinformation zu entnehmen, sie stellt den Fehler der Targetposition dar. In den beiden folgenden Spalten ist die Streuung für die Reproduzierbarkeit einer Position unter Verwendung der gleichen Richtung angegeben. Diese gilt für lange Fahrwege, bei denen die Nichtlinearität des Richtungswechsels überwunden wurde.

Das hystereseartige Verhalten der Targetposition hat, nach der Justierung des Linearschlittens, nur noch Abweichungen im Mikrometerbereich zur Folge, die durch elastische Effekte an Spindel und Linearschlitten erklärt werden können[New97].

Die Genauigkeit der Targetposition ist jetzt ausreichend, die minimale Änderung der Targetposition liegt mit einem Mikrometer in der gleichen Größenordnung wie die Positioniergenauigkeit. Beim Scraping fährt das Target kontinuierlich weiter in Richtung Strahlzentrum, also bevorzugt in eine Richtung, in diesem Fall ist die Positioniergenauigkeit sogar deutlich kleiner als die minimale Schrittweite.

Das Problem der Positionsungenauigkeit bei den Targetmechaniken konnte durch die Justierung des Spiels im Linearschlitten gelöst werden. Warum diese Probleme aufgetreten sind ist nicht verständlich, da wie in Abschnitt 3.2.2.3 gezeigt, die Spezifikationen des Herstellers mit einer Sicherheit von 1.5 eingehalten worden sind. Sollte die Targetmechanik nochmals überarbeitet werden, muß in Erwägung gezogen werden einen Linearschlitten einzusetzen, der größere Drehmomente aufnehmen kann. Aufgrund der gewonnenen Erfahrungen sollten während der Auswahl des Schlittens ausgiebige Testmessungen mit mehreren Exemplaren des gleichen Typs durchgeführt werden.

3.4 Betriebserfahrungen und Targetaustausch

Die neuen Mechaniken wurden im Juni 2001 in den HERA-B-Vertextank eingebaut, kurz danach begann die Wiederanlaufphase des Speicherrings. Erster regulärer Luminositätsbetrieb fand ab April 2002 statt. Bis März 2003 waren alle Targetmechaniken regelmäßig ohne Probleme in

Betrieb.

Am 23.11.2002 wurde das Innen-1-Target durch den Protonenstrahl zerstört. Die Ursache hierfür war eine Strahlbewegung, die durch eine Fehlfunktion eines HERA-Kollimators hervorgerufen wurde. Zu diesem Zeitpunkt war das Innen-1-Target das einzige mit Wolfram bestückte Target. Da das Physikprogramm auf den Mehrdrahtbetrieb mit Kohlenstoff und Wolfram ausgelegt war, mußte das Target ersetzt werden. Der Austausch fand zehn Tage später, an einem regulären Zugangstag statt.

Ein Austausch erfolgt folgendermaßen: Morgens um 7:00 beginnt das Fluten des Vertextanks mit Stickstoff. Da es im Vertextank zwei getrennte Vakuumbereiche gibt, deren Druckdifferenz maximal $\Delta p = 1\ \mathrm{mbar}$ betragen darf, muß das Fluten sehr langsam erfolgen und dauert bis in die Mittagsstunden. Von den Mittagsstunden bis 22:00 sind mechanische Arbeiten an der Targetmechanik möglich. Ab 22:00 wird der Vertextank wieder langsam evakuiert, am folgenden Vormittag ist der Druck dann so niedrig, daß eine Lecksuche durchgeführt werden kann. Nach weiteren 12 Stunden ist das Vakuum wieder gut genug um Protonen zu injizieren zu können.

Für einen Targetwechsel werden mindestens drei Personen benötigt. Ein Erster löst den Targetarm vom Schlitten, ein Zweiter ist für das Herausziehen zuständig und der Dritte sieht von hinten - in Protonenrichtung - durch ein Fenster in den Vertextank. Ist der Targetarm gelöst, gibt der Dritte dem Zweiten solange Anweisungen, bis sich die Keramikteile der Targetgabel nicht mehr im Bereich der HF-Abschirmung befinden. Kurz danach ist der Gabelfuß nicht mehr zu sehen, ab hier muß der Zweite genau wissen welche Drehungen und Winkel notwendig sind. Ist der Targetarm ausgebaut, ist der weitere Austausch des Targetdrahtes am Gabelfuß sehr unkompliziert.

Aufgrund von weiteren Problemen mit dem Speicherring, wurden insgesamt noch fünf Targets zerstört. Daher wurden zusätzlich noch an zwei weiteren Zugangstagen jeweils sogar zwei Targets ausgetauscht. Tabelle 2.3 gibt einen Überblick über die durchgeführten Targetwechsel.

Die neue Austauschmöglichkeit hat sich bewährt. Für den Austausch eines Targets müssen 8 Stunden angesetzt werden. Eine eingespielte Gruppe kann, wenn keine großen Probleme auftreten, zwei Targets in 12 Stunden tauschen.

3.5 Zusammenfassung

In den Jahren 1999 und 2000 fanden die Konstruktion und einige Tests von zwei Prototypen der Targetmechanik statt. Der Oben-Prototyp wurde im Jahr 2000 erfolgreich am HERA-Protonenstrahl betrieben.

Mit Hilfe der Prototypen konnte das in 1997 beobachtete Positionierungsproblem lokalisiert und behoben werden. Die geforderte Positionsgenauigkeit in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\ \mu\mathrm{m})$ wurde erreicht.

Die neuen Mechaniken wurden erfolgreich in Betrieb genommen und bewährten sich ohne technische Probleme von April 2002 bis März 2003 im Dauereinsatz.

Durch die neuen Mechaniken ist der Austausch von Targetdrähten möglich. Die dafür benötigte Zeit ist durch das Fluten und Evakuieren des Vertextanks dominiert. Die mechanischen

Arbeiten können in einigen Stunden durchgeführt werden. Der eigentliche Wechsel der Targetdrähte ist unkompliziert.

Alle bekannten Schwachpunkte der alten Mechanik konnten beseitigt werden. Die Testmessungen haben gezeigt, daß die neue Mechanik, durch den neuen Aufbautisch, eine ausreichende Stabilität besitzt. Durch die neue Konstruktion der Targetgabel werden nur noch für Ultra-Hoch-Vakuum taugliche Materialien im Vakuumbereich des HERA-B-Vertextanks verwendet. Die Kontaktierung des Targetdrahtes und des relativen Endschalters im Vakuum ist jetzt ohne Probleme möglich. Mit dem relativen Endschalter wurde ein für Ultra-Hoch-Vakuum tauglicher Miniaturschalter entwickelt, der eine Reproduzierbarkeit des Schaltpunktes von besser als $10\ \mu\mathrm{m}$ erreicht, was mehr als ausreichend für die Anforderungen des Targetsystems ist.

Der Entwicklungs- und Fertigungsaufwand haben sich rentiert. Etwa 40 Prozent der Daten, die beim Mehrtargetbetrieb von einem Wolfram- und einem Kohlenstofftarget in der Meßphase 2002/2003 mit dem HERA-B-Detektor aufgezeichnet wurden, konnten nur aufgrund der neuen Austauschmöglichkeit erzeugt werden.

Konstruktionszeichnungen zu den Targetmechaniken, den Targetgabeln, den relativen Endschaltern, dem Testtank und dessen Drehgestell sind in Anhang A zu finden.

Kapitel 4

Die Ein-Teilchen-Simulation

Zum Studium der Leistungsfähigkeit des HERA-B-Targets (Targeteffizienz) und der Optimierung der HERA-Betriebsparameter wird eine Ein-Teilchen-Simulation eingesetzt [E$^+$94, Jag98]. Mit der bisher eingesetzten alten Simulation ist das Studium des Coasting-Beam und der Tune-Modulation nicht möglich. Für die Simulation von Coasting-Beam fehlt bei der alten Simulation die Berücksichtigung der Beschleunigung der Protonen durch das Hochfrequenz-System, der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung und der Energieverlust im Target. Eine Simulation von Tune-Modulation ist nicht möglich, da die Strahl-Strahl-Wechselwirkung nicht berücksichtigt wird. Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Ein-Teilchen-Simulation erstellt, die die genannten Effekte enthält. Dabei kommt die Programmiersprache C++ zum Einsatz.

Im folgenden wird das in der Simulation implementierte Modell der Protonenbewegung beschrieben. Die einzelnen Effekte werden anhand des HERA-Protonenspeicherrings diskutiert. Die für die Simulation wichtigen Parameter des HERA-Protonenspeicherrings werden im Laufe der Erklärungen eingeführt.

Das Kapitel gliedert sich wie folgt: Der erste Abschnitt führt in die lineare Strahloptik ein. Danach folgt im zweiten Abschnitt eine Beschreibung der Synchrotronschwingung -die hier nichtlinear behandelt wird- und weiterer nichtlinearer Effekte. Anschließend werden im dritten Abschnitt die berücksichtigten Wechselwirkungen zwischen Strahl und Target erläutert. Im vierten Abschnitt wird der Ablauf der Simulation beschrieben. Im letzten Abschnitt erfolgt ein Test der Simulation durch den Vergleich von simulierten Targeteffizienzen mit gemessenen Targeteffizienzen und mit der alten Simulation. Durch den Vergleich der neuen mit der alten Simulation wurde ein Fehler in der alten Simulation aufgedeckt, daher werden zusätzlich dieser Fehler und einige mit der alten Simulation ermittelte Ergebnisse diskutiert.

4.1 Lineare Strahlphysik

Die Bahn geladener Teilchen im Speicherring wird durch elektromagnetische Felder bestimmt. Die Wirkung der Felder auf die Teilchen wird durch die Lorentzkraft beschrieben:

$$\vec{F} = e\,(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \dot{\vec{p}}\,. \tag{4.1}$$

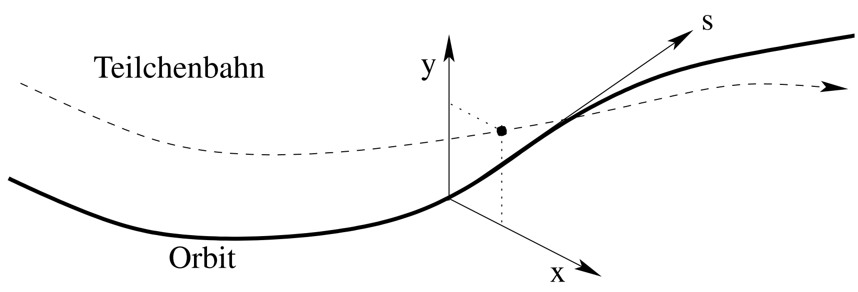


Abbildung 4.1: *Mit dem Sollteilchen bewegtes Koordinatensystem.*

Die Abhängigkeit vom elektrischen Feld $\vec{E}$ ist nur in Beschleunigungsstrecken von Bedeutung und wird daher erst im Zusammenhang mit der longitudinalen Strahloptik diskutiert. Mittels der Lorentzkraft werden geladene Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ durch Magnetfelder $\vec{B} = (B_s, B_x, B_y)$ auf ihrer Bahn im Speicherring gehalten. Innerhalb der Felder erfährt das Teilchen eine Ablenkung auf eine Kreisbahn mit dem Radius R. Die Felder definieren die Bahn des idealen Teilchens. Das ideale Teilchen ist dadurch definiert, daß es auf der Sollbahn startet und den Sollimpuls $\vec{p}$ besitzt. Die Bahn des idealen Teilchens wird als Orbit bezeichnet.

In der Realität besitzen die Teilchen jedoch eine Impuls-, Orts- und Winkelabweichung. Dadurch weicht die Bahn der realen Teilchen vom Orbit ab. Die Bewegung der realen Teilchen wird in einem, mit den idealen Teilchen mitbewegten Koordinatensystem beschrieben. Abbildung 4.1 zeigt ein Schema des in Richtung s entlang des Orbits bewegten Koordinatensystems. Die Teilchenposition wird mit den Koordinaten x, y und s beschrieben, die Impulsabweichung durch die Größe Δp und der Sollimpuls durch p.

Wird zur Vereinfachung angenommen, daß die Magnetfelder nur Komponenten transversal zur Bewegungsrichtung besitzen ($B_s = 0$), lauten die Bewegungsgleichungen im mitbewegten Koordinatensystem [Wil92]:

$$\begin{aligned} x'' - \left(1 + \frac{x}{R}\right)\frac{1}{R} &= -\left(1 + \frac{x}{R}\right)^2 \frac{e}{p} B_y(x) \left(1 - \frac{\Delta p}{p}\right) \\ y'' &= \left(1 + \frac{x}{R}\right)^2 \frac{e}{p} B_x(y) \left(1 - \frac{\Delta p}{p}\right) . \end{aligned} \tag{4.2}$$

Dabei stehen x'' und y'' jeweils für die zweite Ableitung der Ortskoordinate x bzw. y nach der Bahnkoordinate s. Die transversalen Teilchenbewegungen sind klein gegen den Biegeradius der Teilchenbahn. Daher ist es sinnvoll, das Magnetfeld in der Nähe des Orbits zu entwickeln [Wil92]:

$$\begin{array}{rcccccccccccl} \frac{e}{p}B_y(x) & = & \frac{e}{p}B_{y,0} & + & \frac{e}{p}\frac{dB_y}{dx}x & + & \frac{e}{p}\frac{1}{2!}\frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 & + & \frac{e}{p}\frac{1}{3!}\frac{d^3B_y}{dx^3}x^3 & + & \cdots & \\ & = & \frac{1}{R} & + & kx & + & \frac{1}{2!}mx^2 & + & \frac{1}{3!}ox^3 & + & \cdots & \quad (4.3) \\ & & \text{Dipol} & & \text{Quadrupol} & & \text{Sextupol} & & \text{Oktupol} & & & \end{array}$$

Die einzelnen Multipolfelder können gezielt durch Magnete erzeugt werden. Finden nur die beiden niedrigsten Multipole Verwendung, so spricht man von linearer Strahloptik, da die Ablenkkraft entweder konstant ist, oder linear mit dem transversalen Abstand zum Orbit zunimmt. Die lineare Strahloptik ist die Grundlage jeder Art von Strahlführung. Dipolfelder erzeugen eine konstante Ablenkkraft und definieren dadurch den Radius R des Orbits. Reale Teilchen können aufgrund ihrer Impuls- und Energieabweichung nicht lange durch Dipolfelder auf ihrer Bahn im Speicherring gehalten werden, sie müssen auf den Orbit fokussiert werden. Zur Fokussierung bieten sich Quadrupolfelder an, deren Feldstärke linear mit der Ablage vom Orbit wächst. Sie üben eine zur Größe der Ablage proportionale rückführende Kraft auf die Teilchen aus. Die Fokussierung eines Quadrupols ist für beide Ebenen der Teilchenbewegung durch die Größe k gegeben.

Da die Teilchenpositionen relativ zum Sollorbit viel kleiner als der Radius des Orbits sind ($x, y << R$) und die Impulsabweichung viel kleiner als der Sollimpuls ist (${}^{\Delta p}/_{p} << 1$), können die Quadrate und Produkte der Teilchenpositionen x und y und der Impulsabweichung $\Delta p/p$ vernachlässigt werden. Aus den Gleichungen 4.2 und 4.3 folgen die grundlegenden Gleichungen der linearen Strahloptik [Wil92]:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s)\right)x(s) = \frac{1}{R(s)}\frac{\Delta p}{p} \tag{4.4}$$

$$y''(s) + k(s)y(s) = 0\,. \tag{4.5}$$

Es zeigt sich, daß die Richtungen x und y entkoppelt sind. Die Gleichungen können also getrennt gelöst werden. Gleichung 4.4 beschreibt die horizontale Bewegung um den Speicherring und ist der allgemeine Fall von Gleichung 4.5, die die vertikale Bewegung beschreibt. Da im Speicherring die verschiedenen Multipolfelder durch verschiedene Magnete erzeugt werden, bietet sich die Lösung der Differentialgleichungen für jeden Magneten getrennt an.

Zunächst wird ein Teilchen mit Sollimpuls (${}^{\Delta p}/_{p} = 0$) in einem Dipolmagneten (k=0) mit konstantem Biegeradius R betrachtet. Unter diesen Bedingungen lautet Gleichung 4.4:

$$x''(s) + \frac{1}{R^2(s)}\,x(s) = 0\,. \tag{4.6}$$

Für $s = 0$ am Anfang des Magneten lautet die Lösung dieser linearen und homogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$x(s) = \cos\frac{s}{R}\,x_0 + R\sin\frac{s}{R}\,x_0' \tag{4.7}$$

$$x'(s) = -\frac{1}{R}\,\sin\frac{s}{R}\,x_0 + \cos\frac{s}{R}\,x_0'\,. \tag{4.8}$$

Dabei bedeutet x_0 die Ablage und x'_0 die Flugrichtung des Teilchens am Anfang des Magneten. Die Bahn des Teilchens hängt von beiden Parametern ab, und muß daher mit beiden Parametern beschrieben werden. Die Lösung kann in Matrixschreibweise ausgedrückt werden [Wil92]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\frac{s}{R} & R\sin\frac{s}{R} \\ -\frac{1}{R}\sin\frac{s}{R} & \cos\frac{s}{R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

$$\vec{X} = \mathrm{M}_{Dipol}\,\vec{X}_0 \tag{4.10}$$

Durch Multiplikation des Bahnvektors $\vec{X}_0$ mit der Transformationsmatrix M_{Dipol} eines Dipols kann der Bahnvektor $\vec{X}$ nach Durchflug des Dipols berechnet werden.

Solche Transformationsmatrizen existieren auch für Quadrupole und feldfreie Driftstrecken. Es ist sinnvoll, Quadrupole mit 4×4-Matrizen zu beschreiben, da sie in einer Richtung fokussieren, während sie in der anderen Richtung defokussieren. Die Transformationsmatrix durch einen horizontal fokussierenden Quadrupol lautet [Wil92]:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}}\sin\Omega & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k|}\,\sin\Omega & \cos\Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh\Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}}\sinh\Omega \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|}\,\sinh\Omega & \cosh\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}, \tag{4.11}$$

mit $\Omega = \sqrt{|k|}s$. Eine feldfreie Driftstrecke wird durch:

$$\mathrm{M}_{Drift} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.12}$$

beschrieben [Wil92].

Mit diesen Matrizen kann der Bahnvektor eines Teilchens vom Anfang zum Ende der Beschleuniger-Elemente transformiert werden. Die Transformation M durch eine beliebige Anordnung von Elementen liefert die Multiplikation der Transformationsmatrizen der einzelnen Elemente:

$$\mathrm{M} = \mathrm{M}_N\,\mathrm{M}_{N-1}\,\ldots\mathrm{M}_2\,\mathrm{M}_1\,. \tag{4.13}$$

4.1.1 Betafunktion

Eine andere Möglichkeit die Bewegung der Teilchen des Strahls im Speicherring zu beschreiben ist die Verwendung von optischen Funktionen, die die Strahloptik beschreiben. Um zu dieser Beschreibung zu gelangen, wird noch einmal die Grundgleichung 4.4 für ein ideales Teilchen betrachtet:

$$x''(s) - \kappa(s)\,x(s) = 0 \tag{4.14}$$

$$\text{mit} \qquad \kappa(s) = k(s) - \frac{1}{R^2(s)} \tag{4.15}$$

$k(s)$ ist wieder die Fokussierung und $R(s)$ der Krümmungsradius des Orbits. Diese Hill'sche Differentialgleichung besitzt die Lösung [Wil92]:

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon}\sqrt{\beta(s)}\,\cos[\Psi(s)+\phi] \tag{4.16}$$

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta(s)}}\Big(\,\alpha(s)\,\cos[\Psi(s)+\phi] + \sin[\Psi(s)+\phi]\,\Big) \tag{4.17}$$

$$\text{mit} \qquad \Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \tag{4.18}$$

$$\text{und} \qquad \alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}\,. \tag{4.19}$$

Dabei sind die Konstanten ε und ϕ durch die Anfangsbedingungen bestimmt. Die Phase $\Psi(s)$ und die optische Funktion $\alpha(s)$ hängen von der sogenannten Betafunktion $\beta(s)$ ab, die durch die Magnetstruktur des Beschleunigers bestimmt ist.

An Gleichung 4.16 erkennt man, daß das Teilchen eine Schwingung um den Orbit beschreibt. Diese Schwingung wird mit Betatronschwingung bezeichnet. Die Amplitude der Betatronschwingung ist ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt. Die Betafunktion und die Konstante ε definieren die Breite des Strahls:

$$\sigma(s) := \sqrt{\varepsilon\,\beta(s)}\,. \tag{4.20}$$

Die Betafunktion $\beta(s)$ ist direkt von der mit dem Ort variierenden Fokussierung durch die Magnetstruktur abhängig. Für sie gibt es im allgemeinen keine analytische Lösung, sie und die anderen optischen Funktionen werden typischerweise mit Hilfe von Computerprogrammen aus den Transformationsmatrizen ermittelt. Die Bedeutung der Konstanten ε wird im nächsten Abschnitt erläutert.

4.1.2 Phasenellipse und Emittanz

Die Gleichungen 4.16 und 4.17 beschreiben die Bewegung eines Teilchens im Phasenraum. Sie können zur Berechnung der Teilchenbahn in der x-x'-Ebene verwendet werden. Wird die Phase $\Psi(s)$ durch ineinander einsetzen der Gleichungen eliminiert, so ergibt sich nach einigen Umformungen [Wil92]:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\,\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \varepsilon\,. \tag{4.21}$$

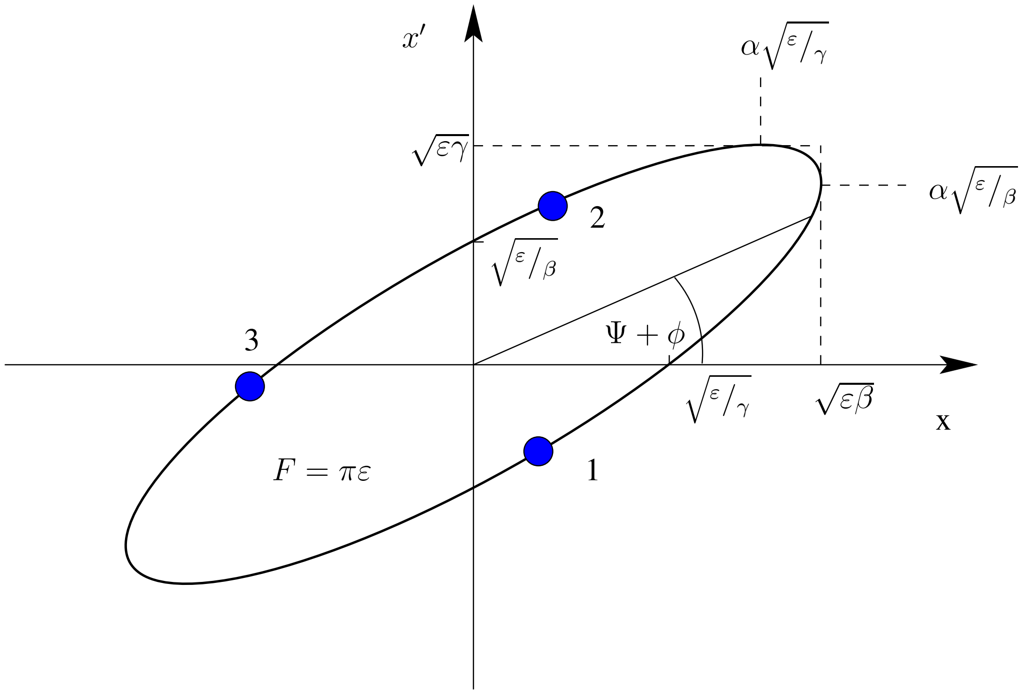


Abbildung 4.2: *Phasenellipse der Teilchenbewegung in der x-x'-Ebene.*

$\gamma(s)$ steht dabei für:

$$\gamma(s) = \frac{1+\alpha^2(s)}{\beta(s)}\,. \tag{4.22}$$

Die Beziehung 4.21 stellt die allgemeine Gleichung einer Ellipse in der x-x'-Fläche dar. Damit erhält die als Integrationskonstante ε eingeführte Emittanz eine anschauliche Bedeutung, sie entspricht bis auf den Faktor π der Fläche der Phasenellipse. Dies stimmt mit dem fundamentalen Satz von Liouville überein, der besagt, daß das Volumen eines jeden Volumenelements im Phasenraum konstant ist, wenn die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen folgen.

Abbildung 4.2 zeigt die Phasenellipse eines Teilchens an einer Position s. Ein Teilchen welches z.B. an Position 1 startet, läuft um den Speicherring und kommt mit einer anderen Phase Ψ wieder an der Position s an. Auf der Phasenellipse entspricht die Phase dann z.B. der Position 2. Nach dem nächsten Umlauf entspricht die neue Phase Position 3 und so weiter. Durch die ortsabhängige Betafunktion verändert sich auf dem Weg um den Speicherring die Form der Ellipse, ihre Fläche bleibt dabei jedoch immer konstant.

4.1.3 Der Arbeitspunkt

Es kann gezeigt werden, daß die Matrix M für die Transformation zwischen zwei Punkten eindeutig bestimmt ist, wenn die Werte für die optischen Funktionen $\beta(s)$, $\alpha(s)$ und $\gamma(s)$ an diesen Punkten s_1,s_2 des Orbits bekannt sind. Die Transformationsmatrix für die Transformation von

$s = 0$ nach s lautet [Wil92]:

$$\mathrm{M} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta_0}}(\cos\Delta\Psi + \alpha_0 \sin\Delta\Psi) & \sqrt{\beta(s)\beta_0}\sin\Delta\Psi \\ \frac{(\alpha_0-\alpha(s))\cos\Delta\Psi-(1+\alpha_0\alpha(s))\sin\Delta\Psi}{\sqrt{\beta(s)\beta_0}} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta(s)}}(\cos\psi - \alpha\sin\Delta\Psi) \end{pmatrix} . \tag{4.23}$$

Neben den optischen Funktionen muß auch der Phasenvorschub $\Delta\Psi = \Psi(s) - \Psi_0$ zwischen den beiden Punkten berücksichtigt werden. Wird eine solche Transformation über die gesamte Länge L eines Speicherrings durchgeführt

$$\vec{x}(s+L) = M \cdot \vec{x}(s) , \tag{4.24}$$

ist die Phase $\Delta\Psi$ von großer Bedeutung. Sie wird Arbeitspunkt oder auch Tune genannt. Die Definition des Tunes lautet [Wil92]:

$$Q := \frac{\Delta\Psi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{1}{2\pi}\oint \frac{ds}{\beta(s)} . \tag{4.25}$$

Anschaulich gibt der Tune die Anzahl der Betatronschwingungen an, die ein Teilchen bei einem Umlauf durchläuft. Wird das Teilchen nur an einer Position betrachtet, so kann der ganzzahlige Anteil des Tunes vernachlässigt werden, da an dieser Position nur die Phasenverschiebung, also der nicht-ganzzahlige Anteil, zu beobachten ist. Daher wird der ganzzahlige Anteil oft einfach weggelassen. Der Tune in Abbildung 4.2 beträgt Q=0.33, die Phasenverschiebung $\Delta\Psi = {}^{2\pi}/_{3}$.

Der Tune des HERA-Protonenspeicherrings betrug im Jahr 2000 [MEFI01]:

$$Q_x = 31.297 \pm 0.002 \tag{4.26}$$
$$Q_y = 32.292 \pm 0.002 . \tag{4.27}$$

4.1.4 Kopplung

Bisher konnten die horizontale und die vertikale Phasenraumebene getrennt behandelt werden. In der Realität sind die beiden Ebenen jedoch gekoppelt. Ursache für die Kopplung sind zum Beispiel die Fehlpositionierung von Magneten, Randfelder der Magnete, Elemente höherer Ordnung der Strahloptik, wie z.B. Sextupole, die zur Kompensation der Chromatizität[1] verwendet werden oder Solenoide.

Kopplung der Phasenraumebenen verursacht eine ständige Umverteilung der Teilchenamplituden zwischen den beiden Phasenraumebenen. Eine einfache Parametrisierung von Kopplung ist durch einen um $45°$ gedrehten Quadrupol möglich [RW90]. Eine Herleitung und Lösung der Bewegungsgleichung findet sich in [WR88]. Die Transformationsmatrix für einen vollen Umlauf, unter Berücksichtigung der Kopplung durch einen gedrehten Quadrupol lautet [Sei94]:

$$\mathrm{M} = \begin{pmatrix} \cos(\Delta\Psi)_x & \beta_x \sin(\Delta\Psi)_x & k_s\,\beta_x \sin(\Delta\Psi)_x & 0 \\ -\gamma_x \sin(\Delta\Psi)_x & \cos(\Delta\Psi) & k_s\,\cos(\Delta\Psi)_x & 0 \\ k_s\,\beta_y \sin(\Delta\Psi)_y & 0 & \cos(\Delta\Psi)_y & \beta_y \sin(\Delta\Psi)_y \\ k_s\,\cos(\Delta\Psi)_y & 0 & -\gamma_y \sin(\Delta\Psi)_y & \cos(\Delta\Psi) \end{pmatrix} , \tag{4.28}$$

[1]Chromatizität ξ beschreibt die Abhängigkeit der Fokussierung der Quadrupole von der Impulsabweichung. Diese führt zu einer von der Impulsabweichung der Teilchen abhängigen Verschiebung des Tunes.

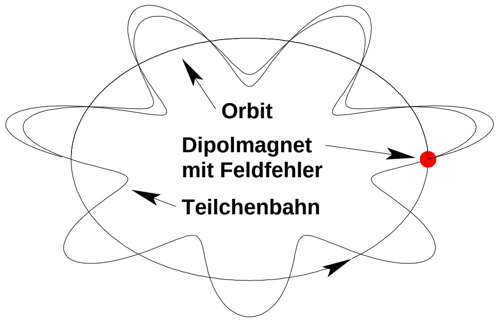


Abbildung 4.3: *Resonante Anregung der Betatronschwingung bei einem ganzahligen Tune Q=7.*

dabei wird angenommen, daß die Position des Quadrupols der Ausgangsposition der Transformation entspricht. $\beta_{x,y}$ und $\gamma_{x,y}$ stehen für die Werte der optischen Funktionen an der Ausgangsposition. Für die optische Funktionen $\alpha_{x,y}$ wurde der Wert an der Targetposition $\alpha_{x,y} = 0$ berücksichtigt. Die Phasen $\Delta\Psi_x$ und $\Delta\Psi_y$ entsprechen jeweils der Phasenverschiebung pro Umlauf durch den nicht-ganzzahligen Anteil des Arbeitspunktes Q:

$$\Delta\Psi_{x,y} = 2\pi \cdot Q_{x,y} \, . \tag{4.29}$$

Für HERA-p liegt die Kopplung κ_{cpl} nach einer Kompensation mit gedrehten Quadrupolen, die vor jedem Luminositätsbetrieb durchgeführt wird, typischerweise in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-3})$.

Die entsprechende Quadrupolstärke der Parametrisierung k_s kann mittels [RW90]:

$$k_s = \kappa_{cpl} \frac{2\pi}{\sqrt{\beta_x \beta_y}} \tag{4.30}$$

bestimmt werden.

Die Transformationsmatrix M beschreibt die Änderung der Teilchenkoordinaten (x, x', y, y') im Phasenraum, unter Berücksichtigung von Kopplung, für einen Umlauf. Für die Transformation werden neben der gemessenen Kopplung nur die optischen Funktionen am betrachteten Ort und der Arbeitspunkt benötigt.

4.1.5 Resonanzen

Bei Ringbeschleunigern wiederholt sich die Magnetstruktur nach jedem Umlauf, daher müssen die optischen Funktionen $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ nach einem Umlauf in sich selbst übergehen. Es wirken also Kräfte auf den Strahl, die sich periodisch wiederholen. Dadurch kann es zur Anregung von Strahlresonanzen kommen. Diese Resonanzen werden z.B. von Feldfehlern der Magneten getrieben. Abbildung 4.1.5 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Gezeigt ist der Orbit in einer Draufsicht. Ein reales Teilchen folgt der Teilchenbahn und oszilliert dabei um den Orbit. Das Teilchen besitzt keinen Phasenvorschub $\Delta\Psi = 0$. In einem Magneten vergrößert sich der Winkel der Bahn durch einen Feldfehler. Es ist leicht vorstellbar, daß die Amplitude der Teilchenbahn schnell anwächst, da sich die Ablenkungen durch den Feldfehler kohärent überlagern.

Die Überlagerung der Ablenkungen kann durch den Phasenvorschub $\Delta\Psi$ beeinflußt werden. So würde, in diesem Fall, ein Tune von Q=7.5 dazu führen, daß sich die Ablenkungen von jeweils zwei Umläufen kompensieren. Bei diesem Tune können dann jedoch höhere Multipolfelder Resonanzen anregen.

Die periodische Lösung der Hill'schen Differentialgleichung liefert eine periodische Betafunktion $\beta(s+L)=\beta(s)$. Für das Resonanzverhalten ist, wie zuvor erläutert, der Arbeitspunkt Q von entscheidender Bedeutung. Unter Berücksichtigung von Kopplung zwischen der horizontalen und der vertikalen Ebene durch Multipole höherer Ordnung, ergibt sich die Resonanzbedingung [Wil92]:

$$mQ_x + nQ_y = p \qquad \text{m,n,p = ganze Zahlen} \tag{4.31}$$

dabei bedeuten Q_x und Q_y die beiden Arbeitspunkte des Beschleunigers in horizontaler und in vertikaler Richtung. Die Ordnung einer Resonanz ist als Summe der Beträge der ganzen Zahlen n und m definiert:

$$\mathcal{O}_{res} = |m| + |n| \; . \tag{4.32}$$

Die Stärke der Resonanzen nimmt mit der Ordnung stark ab. Die Resonanzen sind nicht unendlich dünn, sondern sie besitzen eine Breite, die Stopp-Band-Breite genannt wird [Wie99]. Die Anregung einer Resonanz kann auf die sie treibenden Multipolfelder zurückgeführt werden, dabei sind m bzw. n die Ordnung des treibenden Multipolfeldes. Auf Grund von Fertigungstoleranzen und Randfeldern sind in einem Beschleuniger jedoch alle Multipolfelder vorhanden, daher muß der Arbeitspunkt eines Beschleunigerringes stets so gewählt werden, daß er weit genug von starken Resonanzen entfernt bleibt. Abbildung 4.4 zeigt einen Ausschnitt aus einem HERA-p-Tunediagramm, wie es sich aus Gleichung 4.31 ergibt. Es sind die Resonanzen bis zur 14. Ordnung gezeigt.

4.1.6 Dispersion

Reale Teilchen besitzen allgemein eine Impulsabweichung Δp. Nach Gleichung 4.4 wird die Teilchenbahn nur dann durch eine Impulsabweichung beeinflußt, wenn $1/R \neq 0$ ist. Dies ist nur in Dipolmagneten der Fall, daher kann in der Grundgleichung $k = 0$ gesetzt werden. Die zu lösende Differentialgleichung lautet:

$$x'' + \frac{1}{R^2}\, x = \frac{1}{R}\frac{\Delta p}{p} \, . \tag{4.33}$$

Diese Differentialgleichung kann am zweckmäßigsten für die Dispersionsbahn D mit $\Delta p/p = 1$ gelöst werden [Wil92]. Damit hat sie die Form [Wil92]:

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}\, D(s) = \frac{1}{R} \, . \tag{4.34}$$

Die Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung lautet [Wil92]:

$$D(s) \;=\; D_0 \cos\frac{s}{R} + R\, D_0' \sin\frac{s}{R} + R\,(1 - \cos\frac{s}{R}) \tag{4.35}$$

$$D'(s) \;=\; -\frac{1}{R}\, D_0 \sin\frac{s}{R} + D_0' \cos\frac{s}{R} + \sin\frac{s}{R} \, , \tag{4.36}$$

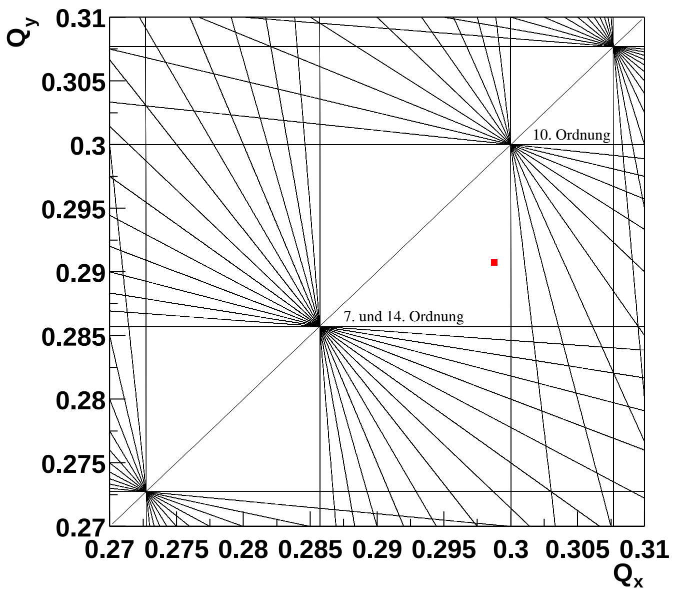


Abbildung 4.4: *Das Tunediagramm ergibt sich aus Gleichung 4.31. Der HERA-p-Tune liegt zwischen den Resonanzen 7ter und 10ter Ordnung. Resonanzlinien bis zur 14. Ordnung sind eingezeichnet. Ein typischer Arbeitspunkt des HERA-Protonenrings im Jahr 2000 ist als kleines Quadrat eingetragen.*

da diese Lösung linear mit $\Delta p/p$ ist [Wil92], kann sie als zusätzliche Bahnablage $x_D(s)$ ausgedrückt werden:

$$x_D(s) = D(s)\,\frac{\Delta p}{p}\,. \tag{4.37}$$

Die Gesamtposition $x_g(s)$ ergibt sich damit nach:

$$x_g(s) = x(s) + x_D(s)\,, \tag{4.38}$$

dabei ist $x(s)$ die Ablage, die ein Teilchen mit Sollimpuls hätte. Der Anteil $x_D(s)$ ist der durch die Impulsabweichung des Teilchens zusätzlich hervorgerufene Ablage. Das bedeutet, daß sich ein Teilchen mit einer Impulsabweichung nicht mehr auf dem Sollorbit bewegt, sondern um eine, durch seine Impulsabweichung ${}^{\Delta p}/_{p}$ bestimmte Dispersionsbahn schwingt.

Berechnungen der HERA-Strahloptik liefern für den Ort s des HERA-B-Targets die Werte [HM00]:

$$D_x = -477\ \mathrm{mm} \tag{4.39}$$
$$D_y = 0\ \mathrm{mm} \tag{4.40}$$

für die Dispersion. Die Dispersion in vertikaler Richtung ist Null, da in dieser Ebene keine Dipolmagnete installiert sind.

Da die Dispersion im Zusammenhang mit Coasting-Beam eine wichtige Rolle spielt, wurde die Dispersion am Ort des Targets auch durch zwei Messungen (23.04.1999 und 15.03.2000) bestimmt, dabei ergaben sich die Werte [HM00]:

$$D_x = (-892 \pm 28)\ \mathrm{mm} \tag{4.41}$$
$$D_y = (-228 \pm 25)\ \mathrm{mm}. \tag{4.42}$$

Der signifikante Unterschied der theoretisch und der experimentell bestimmten vertikalen Dispersion ergibt sich durch Veränderungen der Strahloptik und des Arbeitspunktes unter Luminositätsbedingungen [Spr00], die zum Beispiel durch Korrekturspulen für die Orbitkorrektur verursacht werden [Wan03]. Daher gibt es im realen Speicherring eine vertikale Dispersion. Die horizontale Dispersion stimmt an den meisten Orten entlang des Speicherrings mit den theoretisch ermittelten Werten überein. Der Unterschied am Ort des Targets konnte auf eine Fehlkalibration der zur Messung verwendeten Strahlpositionsmonitore zurückgeführt werden [Spr00]. Daher wird im Folgenden für die horizontale Dispersion der theoretisch ermittelte Wert von

$$D_x = -477\ \mathrm{mm} \tag{4.43}$$

und für die vertikale Dispersion der experimentell ermittelte Wert

$$D_y = (-228 \pm 25)\ \mathrm{mm} \tag{4.44}$$

verwendet.

Da der relativistische Betafaktor in sehr guter Näherung eins ist ($\beta \approx 1$), kann man für Gleichung 4.37 näherungsweise schreiben [Wil92]:

$$x_D(s) = D(s)\frac{\Delta p}{p} = D(s)\frac{1}{\beta^2}\frac{\Delta E}{E} \approx D(s)\frac{\Delta E}{E}\,. \tag{4.45}$$

Dieser Zusammenhang wird im folgenden oft verwendet.

4.1.7 Momentumcompaction

Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen laufen auf verschiedenen Bahnen im Speicherring um. Allgemein weichen die Längen L_G dieser Bahnen von der Länge des Sollorbits L ab. Das Verhältnis der relativen Längenabweichung $\Delta L/L$ pro relativer Impulsabweichung $\Delta p/p$ wird als Momentum-Compaction-Faktor α_p bezeichnet. Er ist als [Wil92]:

$$\alpha_p := \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} \tag{4.46}$$

definiert. Dabei ist L die Länge des Sollorbits und p der Impuls des Sollteilchens.

Bei $\alpha_p < 0$ legen Teilchen mit kleinerem Impuls eine größere Strecke zurück als das ideale Teilchen. Teilchen mit größerem Impuls eine kleinere Strecke. Mit $\alpha_p > 0$ verhält es sich genau andersherum.

Nach der Betrachtung im vorherigen Abschnitt bestimmen die Dipolmagnete die Dispersion, da sie den wesentlichen Beitrag zur Änderung der Bahnlänge liefern. Ein ideales Teilchen legt in einem Dipol die Strecke ds zurück. Mit dem Radius R des Orbits im Magneten liefert der Strahlensatz die Strecke $d\tilde{s}$ für ein Teilchen mit der Ablage x_D zum Orbit [Wil92]:

$$d\tilde{s} = \frac{R + x_D}{R} ds \,. \tag{4.47}$$

Ist die Ablage x_D durch die Impulsabweichung des Teilchens hervorgerufen, so ergibt sich die Bahnlänge mit der ortsabhängigen Dispersion $D(s)$ und dem ebenfalls ortsabhängigen Radius des Orbits $R(s)$ [Wil92]:

$$L_G = L + \Delta L = \oint \frac{R + x_D}{R} ds = \oint ds + \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \,. \tag{4.48}$$

$$\Rightarrow \qquad \Delta L = \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \tag{4.49}$$

Dieses Ergebnis zusammen mit Gleichung 4.46 liefert [Wil92]:

$$\alpha_p = \frac{1}{L} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \,. \tag{4.50}$$

Mit dieser Gleichung kann der Momentum-Compaction-Faktor des Beschleunigerringes berechnet werden. Für den HERA-Protonen-Speicherring beträgt der Momentum-Compaction-Faktor $\alpha_p = 1.3 \cdot 10^{-3}$.

Wird zusätzlich die Geschwindigkeitsabweichung Δv des Teilchens vom Sollteilchen berücksichtigt, kann die Änderung der Umlaufzeit berechnet werden. Eine Impulsabweichung $\Delta p/p$ hat die Änderung $\Delta v/v$ zur Folge:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p} \,, \tag{4.51}$$

γ ist dabei der relativistische Gammafaktor. Zusammen ergibt sich für die Änderung der Umlaufzeit:

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(\alpha_p - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta p}{p} = \eta_p \frac{\Delta p}{p} = \eta_p \frac{1}{\beta^2} \frac{\Delta E}{E} \,. \tag{4.52}$$

Der Ausdruck in der Klammer wird als Slip-Faktor η_p bezeichnet. Er beschreibt die zum Sollteilchen relative Abweichung der Umlaufzeit bei einer relativen Impulsabweichung. Der Lorentz-Faktor γ beträgt im Falle von HERA etwa 1000, daher gilt $\eta_p \approx \alpha_p = 1.3 \cdot 10^{-3}$.

Für $\alpha_p > 1/\gamma^2$ gilt, daß Teilchen mit geringer Energie als das ideale Teilchen schneller um den Speicherring laufen als Teilchen mit größerer Energie.

4.1.8 Der Strahlquerschnitt

Bisher wurde nur die Bewegung eines einzelnen Teilchens betrachtet. Die Anzahl der pro Bunch gespeicherten Teilchen liegt typischerweise bei $N = 10^{10}$ Teilchen. Die transversale Dichteverteilung der Teilchen im Strahl kann mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion beschrieben werden:

$$\rho(x,y) = \frac{N}{2\pi\sigma_x\sigma_y}\,\exp(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2})\,. \tag{4.53}$$

Nach dieser Gleichung befinden sich 95% der Teilchen im Bereich der ersten zwei Standardabweichungen σ_x und σ_y. Dieser innere Bereich des Strahls wird als Strahlkern bezeichnet. Die restlichen Teilchen befinden sich in dem so genannten Halo des Strahls mit größeren Ablagen. Die Dichteverteilung im Strahlhalo ist nicht gaußförmig. Ein scharfer Übergang zwischen Strahlkern und Strahlhalo existiert nicht.

Die Dimensionen des Strahls sind durch die an allen Punkten eines Speicherrings konstante Emittanz definiert. Die in Gleichung 4.21 angegebene Emittanz ist definiert als die Emittanz von Teilchen, die $1\ \sigma$ Abstand zum Orbit besitzen:

$$\varepsilon_{x,Strahl} = \frac{\sigma_x^2(s)}{\beta_x(s)}\,. \tag{4.54}$$

Die Standardabweichungen σ_x und σ_y werden als horizontale und vertikale Strahlbreite aufgefaßt.

4.2 Nichtlineare Effekte

4.2.1 Die Synchrotronschwingung

Bei einem Speicherring muß eine kontinuierliche Beschleunigung der Teilchen stattfinden, da diese in den Ablenkmagneten Synchrotonstrahlung emittieren. Der mittlere Energieverlust pro Umlauf W_0 berechnet sich nach:

$$W_0 = \frac{2}{3} r_p E \gamma^3 \frac{2\pi}{\rho} \tag{4.55}$$

$$= \frac{e^2}{3\varepsilon_0 (m_0 c^2)^4}\,\frac{E^4}{\rho}\,, \tag{4.56}$$

wobei $r_p = e^2/4\pi\varepsilon_0(m_p c^2) \cong 1.54 \cdot 10^{-18}$ m der klassische Protonradius, E die Energie der Teilchen, γ der relativistische Gammafaktor und ρ der Krümmungsradius der Teilchenbahn im Dipolmagneten sind.

Bei HERA beträgt die Energie der Teilchen $E = 920$ GeV, der relativistische Gammafaktor $\gamma = 980.5$ und der Krümmungsradius der Teilchenbahn $\rho = 584.2$ m. Damit beträgt der mittlere Energieverlust 9.54 eV pro Umlauf.

Die verlorene Energie wird den Teilchen durch ein Hochfrequenz-System (HF-System) wieder zugeführt. Dazu wird die Hochfrequenz in HF-Resonatoren gespeist, die Teilchen durchfliegen den Resonator und werden im HF-Feld des Resonators beschleunigt. An dem HF-Resonator liegt eine Hochspannung $U(t)$ mit der Kreisfrequenz ω_{HF} und der Spitzenspannung U_0 an:

$$U(t) = U_0 \sin(\omega_{HF} t)\,. \tag{4.57}$$

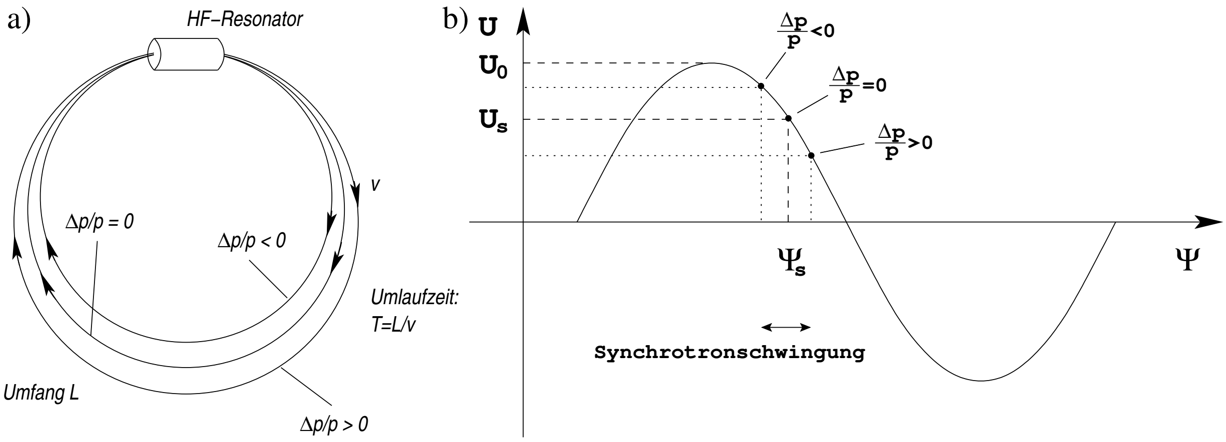


Abbildung 4.5: *Die Phasenfokussierung. a) Beschleunigerring mit dem Umfang L. Die Phase mit der die Teilchen in den HF-Resonator gelangen hängt von ihrem Impuls und der Dispersion ab. b) Auf das Teilchen mit höherer Energie wirkt ein kleineres beschleunigendes Feld als auf das Teilchen mit niedrigerer Energie.*

Diese Hochspannung erzeugt im HF-Resonator ein elektrisches Wechselfeld, in dem nur Teilchen die mit der richtigen Phase in den Resonator gelangen, beschleunigt werden.

Damit ein Teilchen mit Sollenergie ($\Delta p/p = 0$) nach einem Umlauf wieder genau mit der richtigen Phase Ψ_s in der HF-Struktur ankommt und weiterbeschleunigt wird, müssen Hochfrequenz und Umlauffrequenz ω_U ein ganzzahliges Verhältnis h besitzen:

$$h \cdot \frac{2\pi}{T} = h \cdot \omega_U = \omega_{HF} \, , \tag{4.58}$$

T ist dabei die Zeit für einen Umlauf des Sollteilchens und ω_U die Umlaufkreisfrequenz.

Abbildung 4.5 zeigt das Prinzip der Phasenfokussierung für einen Beschleuniger mit positivem Momentum-Compaction-Faktor. Ein Sollteilchen mit $\Delta p/p = 0$ passiert den HF-Resonator mit der Phase Ψ und wird entsprechend beschleunigt. Ein Teilchen mit negativer Impulsabweichung kommt, aufgrund seiner kürzeren Bahn, eher ($\Delta T/T < 0$) im Resonator an und wird entsprechend seiner Impulsabweichung stärker beschleunigt als das Sollteilchen. Ein Teilchen mit positiver Impulsabweichung kommt später ($\Delta T/T > 0$) als das Sollteilchen im Resonator an und wird weniger beschleunigt. Dies führt zu einer Oszillation der Teilchen um die Sollphase bzw. um die Sollenergie. Dieser Vorgang wird Phasenfokussierung genannt.

Für das Sollteilchen mit dem Energieverlust W_0 pro Umlauf läßt sich eine Bedingung für die Wahl der Beschleunigungsspannung und der Sollphase Ψ_s aufstellen [Wil92]:

$$eU_0 \cdot \sin(\Psi_s) = W_0 \, . \tag{4.59}$$

Der Energieverlust W_0 für Protonen ist sehr klein, daher wird die Phase $\Psi_s = n\pi$ mit n =ungerade gewählt. Die Hochfrequenz dient in diesem Fall im wesentlichen zur Phasenfokussierung und nicht zur Beschleunigung.

Die Phasenverschiebung der Teilchen zum Sollteilchen kann in Abhängigkeit der Energieabweichung $\Delta E/E$ berechnet werden [Wil92]:

$$\Delta\Psi = \omega_{HF}\Delta T = 2\pi \cdot h\frac{\Delta T}{T} = \frac{2\pi h}{\beta^2}\eta_p\frac{\Delta E}{E}\,. \tag{4.60}$$

Eine Differentiation dieser Gleichung nach der Zeit zeigt, daß die Änderung der Phase proportional zur Energieabweichung ist:

$$\Delta\dot{\Psi} \approx \frac{\Delta\Psi}{T} = \frac{2\pi h}{\beta^2 T}\eta_p\frac{\Delta E}{E}\,. \tag{4.61}$$

Für ein Sollteilchen mit Synchrotronstrahlung ergibt sich die Energiebilanz zu [Wil92]:

$$E_0 = eU_0 \cdot \sin(\Psi_s) - W_0\,. \tag{4.62}$$

Analog gilt für ein reales Teilchen mit Energieabweichung die Energiebilanz:

$$E' = eU_0 \cdot \sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - W\,. \tag{4.63}$$

Die Bewegungsgleichung für ein reales Teilchen kann aus der Differenz der beiden Energiebilanzen hergeleitet werden:

$$\Delta\dot{E} \approx \frac{\Delta E}{T} = \frac{E' - E_0}{T} = \frac{eU_0}{T}\left[\sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - \sin\Psi_s\right] - \frac{dW}{dE}\frac{\Delta E}{T}\,. \tag{4.64}$$

Wobei der Term ${}^{dW}\!/_{dE}{}^{\Delta E}\!/_{T}$ den Energiebedarf pro Umlauf in linearer Näherung beschreibt. Eine Vereinfachung der trigonometrischen Ausdrücke für kleine Amplituden, eine weitere Differentiation nach der Zeit und einsetzen von Gleichung 4.60 liefert die folgende Bewegungsgleichung:

$$\Delta\ddot{E} + 2a_s\Delta\dot{E} + \Omega_s^2\Delta E = 0\,, \tag{4.65}$$

mit

$$a_s = \frac{1}{2T}\frac{dW}{dE} \tag{4.66}$$

und der Kreisfrequenz der Synchrotronschwingung

$$\Omega_s = \omega_U\sqrt{-\eta_p\frac{eU_0 h\cos\Psi_s}{2\pi\beta^2 E}}\,. \tag{4.67}$$

Aus der sich nach:

$$Q_s = \frac{\Omega_s}{2\pi}T \tag{4.68}$$

der Synchrotrontune berechnet, der allgemein zur Beschreibung der longitudinalen Teilchenbewegung verwendet wird. Anschaulich gibt er an, wieviele Schwingungen ein Teilchen pro Umlauf durchführt. Die Synchrotronfrequenz des HERA-Protonen-Speicherrings beträgt etwa $\Omega_s \cong 40$ Hz [IL01]. Ein Teilchen braucht also $O(1000)$ Umläufe für eine volle Periode der Synchrotronschwingung.

Wie im transversalen Phasenraum kann die Lösung der Bewegungsgleichung in Matrixschreibweise angegeben werden [CT99]:

$$\begin{pmatrix} \Psi \\ \Delta E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{2\pi h\eta}{\beta^2 E}U_0\cos\Psi_s & \frac{2\pi h\eta}{\beta^2 E} \\ U_0\cos\Psi_s & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Delta E_0 \end{pmatrix}\,. \tag{4.69}$$

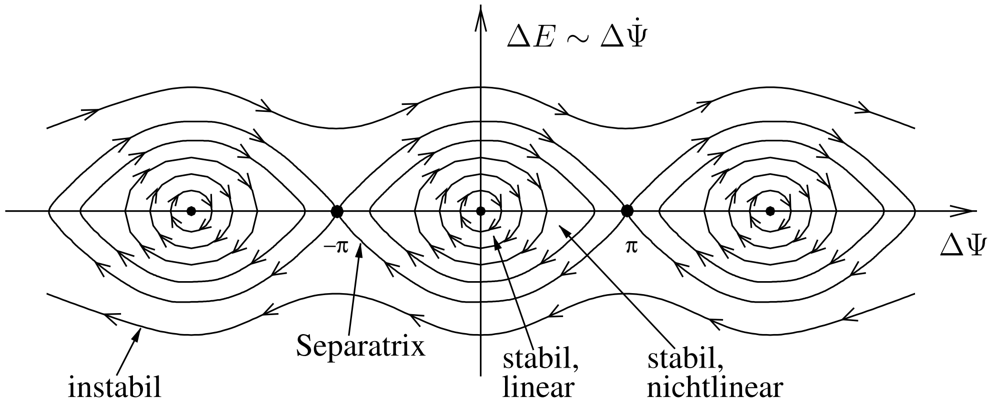


Abbildung 4.6: *Der phasenstabile Bereich. Drei der h phasenstabilen Bereiche sind dargestellt, bei den Phasenverschiebungen $-\pi$, 0 und π existieren stabile Bereiche. Teilchen, deren maximale Energieabweichung kleiner als die durch die Separatrix gegebene Grenze ist, bleiben phasenstabil und schwingen um die Sollphase. Teilchen deren maximale Energieabweichung größer ist als die Separatrix besitzen keine stabile Phase.*

4.2.2 Der phasenstabile Bereich

Bisher wurden nur kleine Amplituden betrachtet. Bei Oszillationen mit großen Phasen muß der nichtlineare Bereich berücksichtigt werden. Bei sehr großen Amplituden kann dabei sogar der stabile Bereich überschritten werden, was zum Verlust des Teilchens führt. Die Grenze zwischen stabilem und instabilem Bereich wird als Separatrix bezeichnet. Aus den Gleichungen 4.60 und 4.64 folgt unter Vernachlässigung des kleinen Dämpfungsterms $-dW/dE \cdot \Delta E/T$ die Bewegungsgleichung [Wil92]:

$$\Delta\ddot{\Psi}(t) + \chi \left[\sin(\Psi + \Delta\Psi(t)) - \sin\Psi\right] = 0 \tag{4.70}$$

$$\text{mit} \qquad \chi = -\frac{2\pi e\, U_0}{\beta^2 T^2 E}\left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2}\right), \tag{4.71}$$

die nicht analytisch gelöst werden kann. In Abbildung 4.6 sind einige Teilchenbahnen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen in der von $\Delta\Psi$ und $\Delta E \sim \Delta\dot{\Psi}$ aufgespannten Phasenraumebene dargestellt. Da die Beschleunigungsspannung periodisch ist, existieren auf dem Umfang des Beschleunigers h stabile Bereiche im Abstand 2π. In der Abbildung sind drei dieser Bereiche zu erkennen, die auch Buckets genannt werden. Die Teilchenbahnen um die Fixpunkte bei -2π, 0 und 2π sind geschlossen, wodurch stabile Bereiche gekennzeichnet sind. Die Teilchenbahnen außerhalb der Separatrix sind keine geschlossenen Kurven mehr, sie sind instabil. Die Separatrix selbst ist die größte geschlossene Kurve, ihre Schnittpunkte mit der Abzisse werden als instabile Fixpunkte bezeichnet. Außerhalb des stabilen Bereichs vergrößert bzw. verkleinert sich die Phasenabweichung stetig. Da oben die Dämpfung vernachlässigt wurde, bleiben die Bahnen im Mittel parallel zur Abzisse. Findet ein kontinuierlicher Energieverlust durch Synchrotronstrahlung statt, so wächst die absolute Differenz der Energieabweichung kontinuierlich an.

Mit der Definition der Separatrix als maximale Energieabweichung für ein mit der Sollphase umlaufendes Teilchen kann die Energieakzeptanz des Speicherrings berechnet werden [Wil92]:

$$\Delta E_{Sep} = \pm \sqrt{\frac{2\beta^2 e U_0 E}{\pi h \eta_p} \left[\cos\Psi_s + (\Psi_s - \pi/2)\sin\Psi_s\right]}\,. \tag{4.72}$$

Der einzige variable Parameter ist dabei die Spannung U_0. Die Energieakzeptanz des Speicherrings ist also proportional zur Wurzel der Beschleunigungsspannung U_0.

4.2.3 Der phasenstabile Bereich des HERA-Protonenrings

Beim HERA-Speicherring werden zwei HF-Systeme mit zwei Frequenzen zur Beschleunigung der Protonen verwendet. Die Systeme arbeiten mit 52 MHz und 208 MHz. Das 52 MHz-System arbeitet typischerweise mit einer gesamten Spannung von $\mathrm{U}_{52} = 100$ kV, das 208 MHz-System mit $U_{208} = 597$ kV [ZW00].

Ein umlaufendes Teilchen wird also von zwei HF-Systemen beschleunigt, praktisch überlagern sich die beiden Potentiale der beiden Hochfrequenzen. Abbildung 4.7 a) zeigt das Potential des beschleunigenden Feldes in Abhängigkeit von der Phase $\Delta\Psi$. Mit Protonen gefüllt wird der Bereich um $\Delta\Psi \approx 0$. Abbildung 4.7 b) zeigt die Phasenraumebene für das 208 MHz-System. Teil c) der Abbildung zeigt die Phasenraumebene bei der Überlagerung der Potentiale beider HF-Systeme. Für diesen Fall ergeben sich eine innere und eine äußere Separatrix. Es ist zu erkennen, daß das 208 MHz-System die Bunchlänge definiert.

Durch die Überlagerung des Potentials des 52 MHz-Systems vergrößert sich die Energieakzeptanz des Beschleunigers. Diese Vergrößerung beträgt etwa 10% im Vergleich zum alleinigen Betrieb des 208 MHz-Systems. Die größere Energieakzeptanz für den Bunch ist beim Vergleich der Abbildungen 4.7b) und c) gut zu erkennen. Für das Jahr 2000 gelten für den HERA-Protonen-Speicherring die in Tabelle 4.1 angegebenen Parameter.

4.2.4 Strahl-Strahl-Wechselwirkung

An den Wechselwirkungspunkten bei den Experimenten H1 und ZEUS beeinflussen sich Elektronen- und Protonenstrahl durch ihre elektromagnetischen Felder. Diese Strahl-Strahl-Wechselwirkung hat einen Einfluß auf die Strahloptik.

Abbildung 4.8 veranschaulicht die Strahl-Strahl-Wechselwirkung. Das elektromagnetische Feld des gesamten Elektronenbunches lenkt ein einzelnes Proton um den Winkel $\Delta x'$ ab. Diese Betrachtung der Strahl-Strahl-Wechselwirkung wird Stark-Schwach-Näherung genannt, da das starke Feld eines ganzen Strahls auf die Ladung eines einzelnen Teilchens wirkt [EG87].

Mit dem elektrischen Feld $\vec{E} = (E_s, E_x, E_y)$ und dem magnetischen Feld $\vec{B} = (B_s, B_x, B_y)$ des Elektronenbunches, dem Impuls p und der Geschwindigkeit $\vec{v} = (v_s, v_x, v_y)$ des Protons, kann diese Ablenkung nach:

$$\Delta x' = \frac{\Delta p_x}{p} = -e\int_{-\infty}^{+\infty}\left(E_x + \frac{v_y}{c}B_s - \frac{v_s}{c}B_y\right)\frac{1}{p}dt \tag{4.73}$$

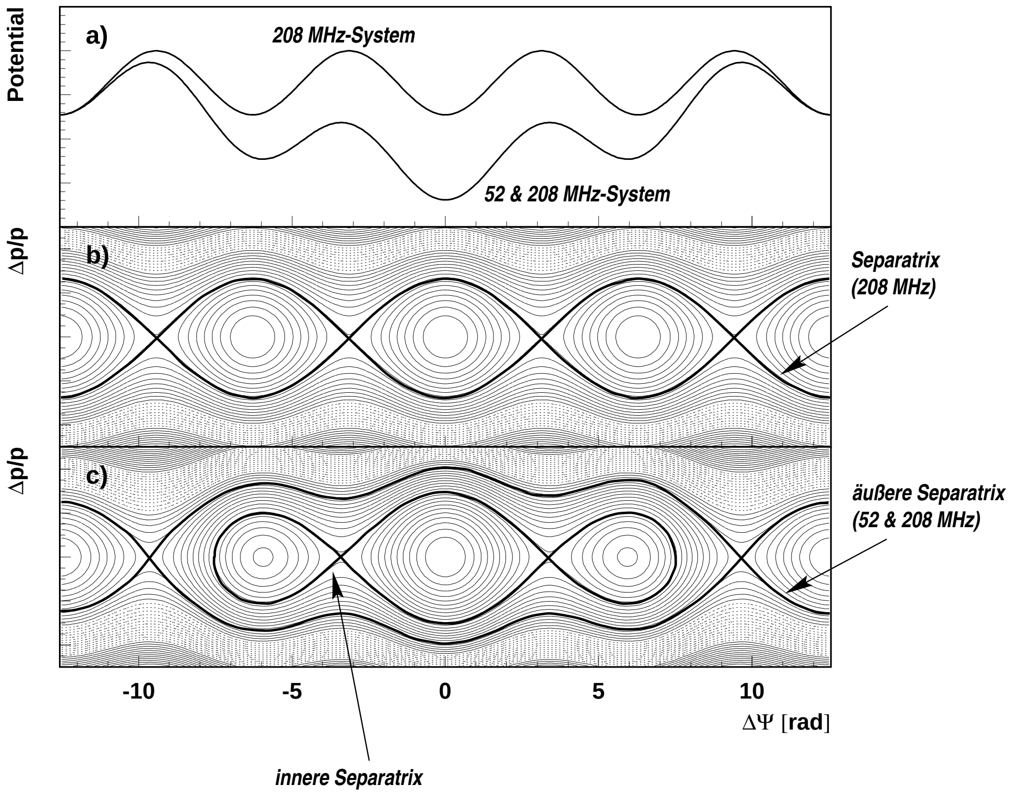


Abbildung 4.7: *a) Das Potential des* $208\ \mathrm{MHz}$*-Systems und die Überlagerung der Potentiale beider Systeme aufgetragen gegen die Phase* $\Delta\Psi$*. b) zeigt Separatrix im longitudinalen Phasenraum für das* $208\ \mathrm{MHz}$*-System. In c) ist der longitudinale Phasenraum für die Überlagerung beider Potentiale dargestellt. Durch die Überlagerung entsteht eine zweite äußere Separatrix.*

berechnet werden [MM92]. Im folgenden werden nur die Gleichungen für die x-Ebene angegeben, die Gleichungen für die y-Ebene können jeweils analog formuliert werden.

Die Felder $\vec{E}$ und $\vec{B}$ können aus dem Strahlprofil der Elektronen und der Position des Protons relativ dazu (Stoßparameter) bestimmt werden. Dazu wird ein gaußförminges Strahlprofil des Elektronenstrahls mit $\sigma_{ex} = 200\ \mu\mathrm{m}$ und $\sigma_{ey} = 54\ \mu\mathrm{m}$ angenommen. Weiterhin wird angenommen, daß die Bunche unendlich kurz sind. Die resultierende Winkeländerung eines Protons ergibt sich zu [MM92]:

$$\Delta x' = -\frac{2N_b r_p x}{\gamma} \int_0^\infty \frac{\exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_{ex}^2+q} - \frac{y^2}{2\sigma_{ey}^2+q}\right\}}{(2\sigma_{ey}^2+q)^{1/2}(2\sigma_{ex}^2+q)^{3/2}}\, dq\,. \tag{4.74}$$

r_p steht dabei für den klassischen Protonenradius $r_p = e^2/(m_p c^2)$. Das Integral kann für den Fall $\sigma_{ex} \neq \sigma_{ey}$ nicht analytisch berechnet werden. Daher wird in diesem Fall typischerweise eine Näherung der Lösung nach Basetti-Erskine verwendet [Bri89, Sei94, Her01]. Die Ladung

Energie	E	920 GeV
Anzahl Bunche		220
Anzahl gefüllter Bunche		180
Harmonische des 52 MHz-Systems	h_{52}	1100
Harmonische des 208 MHz-Systems	h_{208}	4400
nominale maximal Spannung des 52 MHz-Systems		2×140 kV
nominale maximale Spannung des 208 MHz-Systems		4×600 kV
typische Gesamtspannung des 52 MHz-Systems	U_{52}	100 kV[ZW00]
typische Gesamtspannung des 208 MHz-Systems	U_{208}	597 kV[ZW00]
Separatrix	$\left\lvert\frac{\Delta p}{p}\right\rvert_{Sep}$	$2.6 \cdot 10^{-4}$
Momentum-Compaction/Slip-Faktor	$\alpha_p \approx \eta_p$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
Synchrotronfrequenz	Ω_s	$2\pi \cdot 40$ Hz

Tabelle 4.1: *Parameter der HF-Systeme für das Jahr 2000 [IL01].*

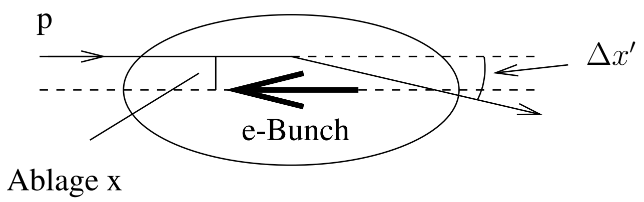


Abbildung 4.8: *Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung. Ein Proton wird durch das Feld des Elektronen-Strahls abgelenkt.*

der Teilchen in den beiden Strahlen bestimmt die Richtung der Ablenkung des Protons und damit, ob die Wechselwirkung fokussierend oder defokussierend ist. Abbildung 4.9 zeigt die Winkeländerung abhängig von der xy-Position des Protons. Für kleine Abweichungen vom Orbit $x \ll \sigma_{ex}$, $y \ll \sigma_{ey}$ ist zu erkennen, daß sich die Winkeländerung linear mit der Position ändert. Diese lineare Änderung entspricht der Fokussierung bzw. Defokussierung durch einen Quadrupol. Im Unterschied zu Quadrupol findet hier jedoch die Fokussierung bzw. Defokussierung in beiden Phasenraumebenen statt. In Analogie zum Quadrupol kann die Fokussierung für beide Ebenen getrennt bestimmt werden. In linearer Näherung wird der Tune Q durch das zusätzliche fokussierende Element um ξ_x verschoben [MM92]:

$$\xi_x = \frac{N_e r_p \beta_x}{2\pi\gamma\sigma_{ex}\left(\sigma_{ey} + \sigma_{ex}\right)} = const.. \tag{4.75}$$

Die Tuneverschiebung durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung liegt bei HERA in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-3})$ [MEFI01]. Die nichtlineare Verschiebung des Arbeitspunktes durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung kann mit Hilfe der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Simulation, in Abhängigkeit von der Teilchenamplitude, bestimmt werden und wird in Kapitel 6 näher diskutiert.

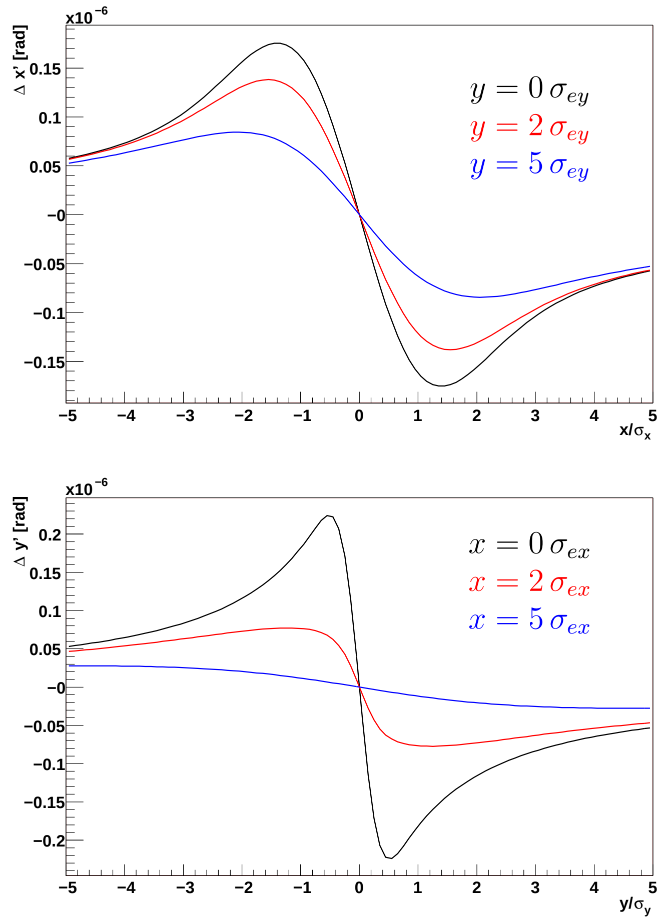


Abbildung 4.9: *Winkeländerung der Protonenbahn durch einen Elektronenstrahl* $I_e = 25\ \mathrm{mA}$ *mit den Dimensionen* $\sigma_{ex} = 200\ \mu\mathrm{m}$ *und* $\sigma_{ey} = 54\ \mu\mathrm{m}$ *aufgetragen gegen verschiedene transversale Ablagen x (oben) und y (unten) des Protons. An den Punkten maximaler Ablenkung wirkt praktisch die gesamte Ladung des Elektronenstrahls auf das Proton.*

4.2.5 Diffusion

Diffusionsprozesse im Speicherring sorgen für ein Anwachsen der Betatronamplitude. Diffusionsprozesse werden z.B. durch höhere Multipole der Magnetfelder, Rauschen von Spannungsversorgungen, Strahl-Restgas-Streuung und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung angeregt [Sei94]. Da die nichtlinearen Effekte in den äußeren Strahlbereichen stärker werden, steigt die Diffusionsgeschwindigkeit der Protonen nach außen schnell an. Die Diffusion wird mittels eines Potenzansatzes parametrisiert [E$^+$94]:

$$v_D(A) = v_D(A_0) \cdot \left(\frac{A}{A_0}\right)^{\kappa} . \tag{4.76}$$

Bei diesem Ansatz wird die Driftgeschwindigkeit $v_D(A)$ an einer beliebigen Amplitude A mit Hilfe einer, bei einer Amplitude A_0 gemessenen, Driftgeschwindigkeit $v_D(A_0)$ berechnet. Der

Exponent κ muß aus Messungen der Driftgeschwindigkeit bei verschieden Amplituden bestimmt werden, er liegt typischerweise in der Größenordnung $\mathcal{O}(10)$.

In der Simulation wird die Diffusion durch eine kontinuierliche Aufweitung der Emittanz berücksichtigt. Dazu wird die Teilchenemittanz pro Umlauf um einen gleichverteilten, zufälligen Wert zwischen 0 und $2v_D(A) \cdot T$ vergrößert. Bei der Simulation wurden eine Driftgeschwindigkeit von $0.1\sigma/s$ bei einer Amplitude von $A_0 = 8\sigma$ und ein Exponent $\kappa = 23$ angenommen. Mit diesen Parametern ergeben sich unter Luminositätsbedingungen im Bereich von 6-10 Strahlsigma realistische Driftgeschwindigkeiten [E$^+$94, Jag98].

4.3 Wechselwirkungen mit dem Target

Ziel des Targeteinsatzes ist die Erzeugung inelastischer Wechselwirkungen für das HERA-B-Experiment. Die Protonen des Strahls sollen inelastisch mit dem Targetmaterial wechselwirken. Die Dicke der Targets in Strahlrichtung liegt zwischen 0.05 und 0.5 Millimetern, also 0.02% bzw. 0.2% der inelastischen Wechselwirkungslänge für typische Targetmaterialien. Dem entsprechend durchfliegt ein Proton das Target im Mittel 500 bis 5000 Mal, bevor es zu einer inelastischen Wechselwirkung kommt. Aufgrund der vielen Durchflüge müssen bei Betrachtungen der Strahldynamik Wechselwirkungen wie die Vielfachstreuung und der Energieverlust im Target berücksichtigt werden.

4.3.1 Vielfachstreuung

Bei jedem Durchflug eines Protons durch das Target kommt es zur Vielfachstreuung. Die Vielfachstreuung hat einen mittleren Streuwinkel Θ_0 pro Durchquerung [G$^+$00]:

$$\Theta_0 = \frac{13.6\ \text{MeV}}{\beta c p}\, z \sqrt{\frac{d}{X_0}}\, \left[1 + 0.038 \ln(d/X_0)\right] \ , \tag{4.77}$$

d steht für die Dicke des durchquerten Materials in Strahlrichtung, X_0 für die Strahlungslänge und βc, p und z für die Geschwindigkeit, den Impuls und die Ladungszahl des einfallenden Teilchens. Die Streuwinkel sind in guter Näherung gaußverteilt [G$^+$00]. Die Ablenkung findet unabhängig voneinander in beiden Phasenraumebenen der transversalen Teilchenbewegung statt. Die Vielfachstreuung kann in guter Näherung als punktförmige Wechselwirkung angenommen werden [G$^+$00]. Da sich in diesem Fall nur der Winkel x' ändert, springt das Proton in der x-x'-Ebene auf eine andere Phasenraumellipse. Seine Position x ist dabei fest.

Die Emittanz eines Protons kann sich durch Vielfachstreuung im Target vergrößern oder verkleinern, es bleibt dabei aber immer in dem vom Target abgedeckten Phasenraumbereich. Abbildung 4.10 veranschaulicht diesen Zusammenhang: Die Emittanz der Protonen auf der Phasenraumellipse, die gerade das Target tangiert, kann sich durch Streuung nur vergrößern. Die Emittanz von Protonen auf größeren Ellipsen kann sich vergrößern und verkleinern, den Bereich des Targets können sie aber nicht verlassen.

Die mittlere Aufweitung für ein Proton auf der Phasenraumellipse, die gerade das Target tangiert, kann leicht berechnet werden, da der Winkel x' Null ist. Für die Emittanz nach Gleichung

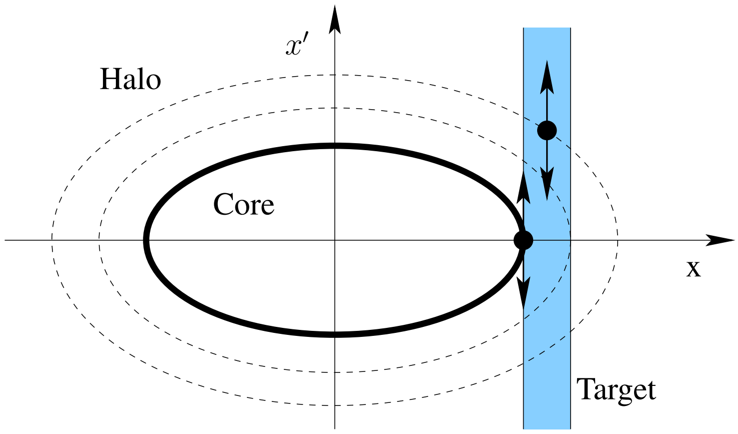


Abbildung 4.10: *Vielfachstreuung im Target. Die Emittanz der Protonen auf der Phasenraumellipse, die gerade das Target tangiert, kann sich nur vergrößern. Die Emittanz von Protonen auf größeren Ellipsen kann sich vergrößern und verkleinern.*

4.21 mit $\alpha = 0$ am Target folgt:

$$\varepsilon = \gamma\, x^2 + \beta\, \Theta_0^2 \tag{4.78}$$

$$\Delta\varepsilon = \beta\, \Theta_0^2 \tag{4.79}$$

Die Aufweitung $\Delta\varepsilon$ kann auch als Aufweitung der Strahlbreite angegeben werden:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\beta\Delta\varepsilon} = \sqrt{\beta^2\Theta_0^2} = \beta\Theta_0 \tag{4.80}$$

Die mittlere Aufweitung beim ersten Durchflug liegt zwischen 3 Prozent der Strahlbreite für Kohlenstoff und 43 Prozent der Strahlbreite für Wolframtargets. Werte der typischen Aufweitungen für verschiedene Targetmaterialien wurden schon in Tabelle 2.5 angegeben.

Aufgrund der resultierenden Vergrößerung der Emittanz geht ein Teilchen, welches einmal im Target gestreut wurde, schnell an einer Aperturgrenze verloren. Es hat sich gezeigt, daß dieser Streuprozeß die Targeteffizienz dominiert [Jag98]. Die Targeteffizienz schwererer Materialien ist immer niedriger als von leichteren Materialien, da bei im Mittel größeren Streuwinkeln mehr Protonen zu den Kollimatoren gelangen als bei kleineren mittleren Streuwinkeln.

4.3.2 Energieverlust im Target

Durch die große Anzahl der Durchflüge jedes Protons durch das Target muß auch der Energieverlust der Teilchen im Target berücksichtigt werden. Geladene Teilchen verlieren kinetische Energie beim Durchgang durch Materie durch Anregung von gebundenen Elektronen und Ionisation. Der mittlere Energieverlust pro durchquerter Länge $-dE/dx$ in Materie für ultrarelativistische Teilchen kann mit der Bethe-Bloch-Formel berechnet werden [H$^+$02]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \times \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right], \tag{4.81}$$

mit $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, N_A Avogadro-Zahl, m_e Masse des Elektrons, r_e klassischer Elektronradius, c Lichtgeschwindigkeit, z Ladung des einfallenden Teilchens, Z Ordnungszahl des Targetmaterials, A Atomgewicht des Targetmaterials, I mittlere Ionisationsenergie und $\delta/2$ die Korrektur für den Dichte-Effekt[2]. γ und β sind die üblichen relativistischen Variablen. T_{max} steht für die maximal bei einem Stoß auf ein Elektron übertragbare Energie:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \approx 450 \text{ GeV}\,, \tag{4.82}$$

wobei M für Masse des einfallenden Teilchens steht. Das Ionistationspotential kann näherungsweise nach [Gru93, Leo94]:

$$I = 16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9} \tag{4.83}$$

berechnet werden. Bei großen Energien kann der Dichte-Effekt $\delta/2$ in Gleichung 4.81 durch:

$$\delta/2 \to \ln \hbar\omega_p/I + \ln \beta\gamma - 1/2 \tag{4.84}$$

ersetzt werden [H$^+$02]. Dabei steht $\hbar\omega_p$ für die Plasmaenergie, die sich nach:

$$\hbar\omega_p = 28.816 \text{ eV}\sqrt{\rho \cdot \frac{Z}{A}}\,, \tag{4.85}$$

mit ρ in g/cm^3 ergibt [H$^+$02].

Tabelle 4.2 faßt die mittleren Energieverluste für verschiedene Targetmaterialien mit der Dicke $d = 500\ \mu\text{m}$ zusammen. Zum Vergleich wurden jeweils zusätzlich die Energieverluste minimal ionisierender Teilchen nach [H$^+$02] angegeben. Die mittleren Energieverluste pro Durchflug liegen zwischen 0.25 MeV für ein Kohlenstofftarget und 2 MeV für ein Wolframtarget.

Wichtig ist, daß der mittlere Energieverlust deutlich kleiner ist als die für im Synchrotronphasenraum stabil umlaufende Teilchen maximal erlaubte Energieabweichung von $E_{Sep} = 184$ MeV. Durch den Energieverlust im Target treten jedoch auch deutlich größere Energieverluste auf, daher wird im folgenden Abschnitt die Energieverlustverteilung eingeführt. In Kapitel 5.2 wird gezeigt, daß die Energieverlustverteilung von Bedeutung für den Targetbetrieb ist.

4.3.3 Energieverlustverteilung

Gleichung 4.81 gibt nur den mittleren Energieverlust geladener Teilchen an. Insbesondere bei dünnen Absorberschichten treten jedoch Fluktuationen um dem mittleren Energieverlust auf.

[2]Der Dichte-Effekt ist insbesondere bei großen Teilchenenergien von Bedeutung [Leo94]. Er kommt dadurch zustande, daß das elektrische Feld des Teilchens die Atome des Materials entlang seines Weges polarisiert. Durch die Polarisation werden weiter entfernte Elektronen von dem Feld des Teilchens abgeschirmt und der Energieverlust durch diese Elektronen ist kleiner als der durch nahe der Flugbahn gelegene Elektronen. Es ist anschaulich klar, daß dieser Effekt mit der Dichte des Materials zusammenhängt, da die induzierte Polarisation umso stärker wird, je dichter das Material ist. Daher wird der Effekt als Dichte-Effekt bezeichnet [Leo94].

Material	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
Z	6	13	22	26	29	74
A	12.01	26.8	47.88	55.85	63.55	183.85
$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{\mathrm{min}} \left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{g/cm^2}}\right]$	1.745	1.615	1.476	1.451	1.403	1.145
$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{\mathrm{920GeV}} \left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{g/cm^2}}\right]$	2.520	2.420	2.274	2.264	2.212	1.911
$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{\mathrm{min}} \cdot d$ [MeV]	0.198	0.218	0.335	0.571	0.629	1.104
$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{\mathrm{920GeV}} \cdot d$ [MeV]	0.285	0.327	0.516	0.891	0.991	1.844

Tabelle 4.2: *Energieverlust für Protonen in verschiedenen Materialien. $\langle\rangle_{\mathrm{920GeV}}$ Energieverlust bei Strahlenergie. Zum Vergleich wurde zusätzlich der Energieverlust $\langle\rangle_{\mathrm{min}}$ für minimal ionisierende Teilchen angegeben.*

Diese Fluktuationen kommen durch besonders große Energieüberträge auf einzelne Elektronen zustande.

Der Energieverlust einzelner Teilchen kann mit Hilfe der Landauverteilung parametrisiert werden. Der Landauformalismus macht zwei einschränkende Annahmen, die beide im Falle des Energieverlustes der Protonen im HERA-B-Target erfüllt sind [Lan44]:

1. Der typische Energieverlust E_{prob} ist im Vergleich zum maximalen Energieverlust T_{max} bei einer einzelnen Kollision gering:
$$T_{max} = 450 \text{ GeV} \gg E_{prob} \approx 1 \text{ MeV}\,. \tag{4.86}$$
2. Der typische Energieverlust sollte groß gegen die Bindungsenergie des am stärksten gebundenen Elektrons sein. Für Wolfram gilt z.B.:
$$E_{prob} \approx 1 \text{ MeV} > \mathcal{O}(10) \text{ keV}\,. \tag{4.87}$$

Die Landauverteilung für einen Energieverlust ΔE wird durch zwei Parameter beschrieben. Einen, der im wesentlichen die Breite der Verteilung bestimmt [Gru93]:

$$\xi = \frac{2\pi z^2 e^4 N_A Z \rho\, d}{m_e \beta^2 c^2 A} \tag{4.88}$$

und den wahrscheinlichsten Energieverlust E_{prob} welcher sich nach [Gru93]:

$$E_{prob} = \xi \left\{ \ln \left[\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \xi \right] - \beta^2 + 0.423 \right\} \tag{4.89}$$

berechnen läßt. Die Landaufunktion selbst läßt sich nur in ihrer Integraldarstellung analytisch angeben [Lan44, Leo94]:

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-u \ln u - \lambda u} \sin(\pi u) du\,. \tag{4.90}$$

Material	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
E_{prob} [MeV]	0.152	0.165	0.259	0.461	0.513	0.927
ξ [MeV]	0.008	0.010	0.016	0.028	0.031	0.060

Tabelle 4.3: *Parameter der Landauverteilung für verschiedene Targetmaterialien der Dicke* $500\ \mu\text{m}$.

Die Landauverteilung hängt in dieser Darstellung nur von dem Parameter λ ab, der die Abweichung ΔE vom wahrscheinlichsten Energieverlust in Einheiten der Größe ξ angibt [Gru93]:

$$\lambda = \frac{\Delta E - E_{prob}}{\xi} \tag{4.91}$$

Mit dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung kann der Energieverlust einzelner Protonen im Rahmen einer Simulation beschrieben werden. In Tabelle 4.3 sind die für verschiedene Targetmaterialien berechneten Parameter der Landauverteilung angegeben. Die Ergebnisse wurden mit der im Programmpaket root [BR97] implementierten Parametrisierung der Landauverteilung ermittelt.

4.4 Die Simulation

Um den Einfluß der beschriebenen Effekte zu studieren, wurde eine Simulation entwickelt. Das Prinzip der Simulation besteht darin, jeweils das Verhalten eines einzelnen Protons im HERA-Speicherring zu simulieren. Um die Anzahl der Parameter kleinhalten zu können, wurden nur die lineare Strahloptik und die nichtlinearen Effekte mit dem größten Einfluß auf die Wechselwirkungen im Target berücksichtigt.

Aufgrund der großen Anzahl gespeicherter Protonen kann nicht der gesamte Strahl simuliert werden, daher beschränkt sich die Simulation auf Protonen mit Betatronamplituden die genau so groß sind, daß die Protonen das Target gerade erreichen können. Für die Untersuchung des Zusammenspiels von Protonenstrahl und Target ist die Simulation dieses Teils des Strahls ausreichend, da jedes Proton, welches im Target wechselwirkt diesen Punkt erreicht haben muß.

Im folgenden wird die Anfangsverteilung der Protonen und der Ablauf der Simulation beschrieben.

4.4.1 Anfangsverteilung der Teilchen

Die Startparameter der Protonen müssen für den longitudinalen und den transversalen Phasenraum bestimmt werden. Zuerst werden die Protonen im longitudinalen Phasenraum entsprechend einer gaußförmigen Energieverteilung positioniert und die Phasen der Teilchen im longitudinalen Phasenraum gleichverteilt.

Die Generierung der longitudinalen Startparameter für ein Proton beginnt mit der Bestimmung seiner maximalen Energieabweichung. Die Energie der in HERA gespeicherten Protonen wird als gaußverteilt angenommen. Für die Breite der Verteilung wird $(\Delta E/E)_{rms} = 6 \cdot 10^{-5}$ angenommen. Die maximale Energie eines Protons wird zufällig mit Hilfe dieser Verteilung ermittelt. Dabei wird der folgende Ansatz verwendet,

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{max} = \left|\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{rms} \cdot \zeta\right| , \tag{4.92}$$

bei dem ζ eine gaußverteilte Zufallszahl mit Varianz 1 ist. Danach wird ein Phasenwinkel so gewählt, daß die Winkel entlang der Phasenraumellipse gleichverteilt sind:

$$\Psi = 2\pi \cdot \chi , \tag{4.93}$$

χ ist dabei eine gleichverteile Zufallszahl zwischen 0 und 1. Die relative Energieabweichung bei dieser Phase ergibt sich zu:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right) = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{max} \cdot \cos(\Psi) , \tag{4.94}$$

womit die Phase zur Hochfrequenz bestimmt ist [Sei94]:

$$\phi = \arccos\left(\frac{h\eta E}{2eU_{208}} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2_{max} \sin^2\Psi\right) . \tag{4.95}$$

Der nächste Schritt ist die Bestimmung der Startparameter der Teilchen im transversalen Phasenraum. Ziel dabei ist es, die Protonen unter Berücksichtigung von Kopplung und Synchrotronschwingung so im horizontalen und vertikalen Phasenraum zu verteilen, daß sie gerade die Targetkante erreichen können. Wie Abbildung 4.10 gezeigt hat, müssen die Teilchen dazu auf der Phasenraumellipse, die das Target tangiert, gleichverteilt werden. Durch Kopplung sind die Phasenraumebenen jedoch nicht unabhängig von einander, daher wird für die Verteilung der Teilchen im Phasenraum vor der eigentlichen Simulation ein in [WR88, Sei94, RW90] genau beschriebenes Verfahren zur Berechnung der im Fall mit Kopplung maximal erreichbaren Amplitude verwendet. Dabei wird die Bewegung eines Teilchens im vierdimensionalen Phasenraum folgendermaßen beschrieben [Sei94]:

$$\vec{z}(s) = \sqrt{2 * J_I}\,\{\vec{z_1}\cos(\phi_I) - \vec{z_2}\sin(\phi_I)\} + \sqrt{2 * J_{II}}\,\{\vec{z_3}\cos(\phi_{II}) - \vec{z_4}\sin(\phi_{II})\} , \tag{4.96}$$

dabei sind $J_{I,II}$ und $\phi_{I,II}$ die Amplituden und die Phasen der gekoppelten Eigenmoden. Die Vektoren $\vec{z_k} = (x_k, x'_k, y_k, y'_k)$ sind die erzeugenden Vektoren, die aus den Eigenvektoren der Transformationsmatrix $\mathbb{M}$ mit Kopplung (vgl. Abschnitt 4.1.4) bestimmt werden. Die Berechnung der erzeugenden Vektoren und der Amplituden erfolgt nach einem in [WR88, RW90] exakt angegebenen Schema, welches hier aus Platzgründen nicht wiedergegeben werden kann. Durch die zufällige und unabhängige Wahl der Phasen ϕ_I und ϕ_{II} werden die Teilchen im gekoppelten Phasenraum so verteilt, daß sie gerade das Target erreichen können.

Zusätzlich müssen noch die Synchrotronschwingung und die Dispersion berücksichtigt werden. Dies geschieht, indem vor der Berechnung der gekoppelten Eigenmoden die maximale Ablage durch Dispersion von der maximal zu erreichenden Position subtrahiert wird:

$$x_m = x_0 - \left| D_x \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{max} \right| \tag{4.97}$$

$$y_m = y_0 - \left| D_y \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{max} \right| . \tag{4.98}$$

Nach der Generierung der Teilchenpositionen unter Berücksichtigung von Kopplung wird die Positionsabweichung durch Dispersion wieder addiert um die Startpositionen zu erhalten:

$$\vec{x}_{initial} = \vec{x} + \vec{D} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p} \right) . \tag{4.99}$$

In Abbildung 4.11 ist die nach dem oben beschriebenen Verfahren generierte Verteilung der Protonen im Phasenraum dargestellt, dazu wurden jeweils 10.000 Anfangsbedingungen generiert. Als Targetposition wurde $3.7\sigma_x$ gewählt. In Teil a) der Abbildung ist die Phasenebene von $\Delta E/E$ und Ψ gezeigt. Für alle Teilchen wurde die selbe Energieabweichung gewählt. Die Farben in der Abbildung entsprechen der Teilchendichte entlang der Ellipse. Es ist zu erkennen, daß die Phasen wie gefordert entlang der Ellipse gleichverteilt sind. In Teil b) ist die gaußförmige Verteilung der Energieabweichung aufgetragen, die Breite der Verteilung entspricht der angenommen Energieverteilung. Abbildung c) zeigt den $x - x'$-Phasenraum in Einheiten der Strahlbreite σ_x bzw. der Strahldivergenz $\sigma_{x'}$. Auch hier ist die Gleichverteilung im Phasenraum zu erkennen. Abbildung d) zeigt eine Projektion des $x - x'$-Phasenraums auf die $x-$Achse. Es ist zu erkennen, daß nur Teilchen mit Amplituden kleiner oder gleich $3.7\sigma_x$ generiert werden. Für Abbildung e) wurden 100.000 Umläufe der Teilchen im Speicherring ohne Target mit Synchrotronoszillation und Dispersion berechnet, auf die genaue Vorgehensweise dabei wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Bei jedem Umlauf wurde die Position der Teilchen in der $x-x'$-Ebene eingetragen. Insbesondere in der Projektion dieser Ebene auf die x-Achse, wie sie in f) dargestellt ist, ist zu entnehmen, daß die Teilchen wie gewünscht nur an die Kante des Targets gelangen können.

4.4.2 Ablauf der Simulation

Nachdem die Anfangsbedingungen der Teilchen bestimmt wurden, beginnt die eigentliche Simulation. Der Ablauf wird anhand des in Abbildung 4.12 gezeigten Flußdiagramms erläutert.

Im ersten Schritt wird der Umlauf eines Teilchens mit Hilfe der Transformationsmatrizen 4.28 und 4.69 und der Dispersionsrelation Gleichung 4.38 simuliert. Da, wie die Lebensdauermessungen zeigen, die Strahl-Strahl-Wechselwirkung einen großen Einfluß auf die Diffusion besitzt, wird anschließend entweder die Strahl-Strahl-Wechselwirkung mit Hilfe der Basetti-Erskine-Formel, als Näherung von Gleichung 4.74, oder die nach Gleichung 4.76 parametrisierte gemessene Diffusion mit Strahl-Strahl-Wechselwirkung berücksichtigt.

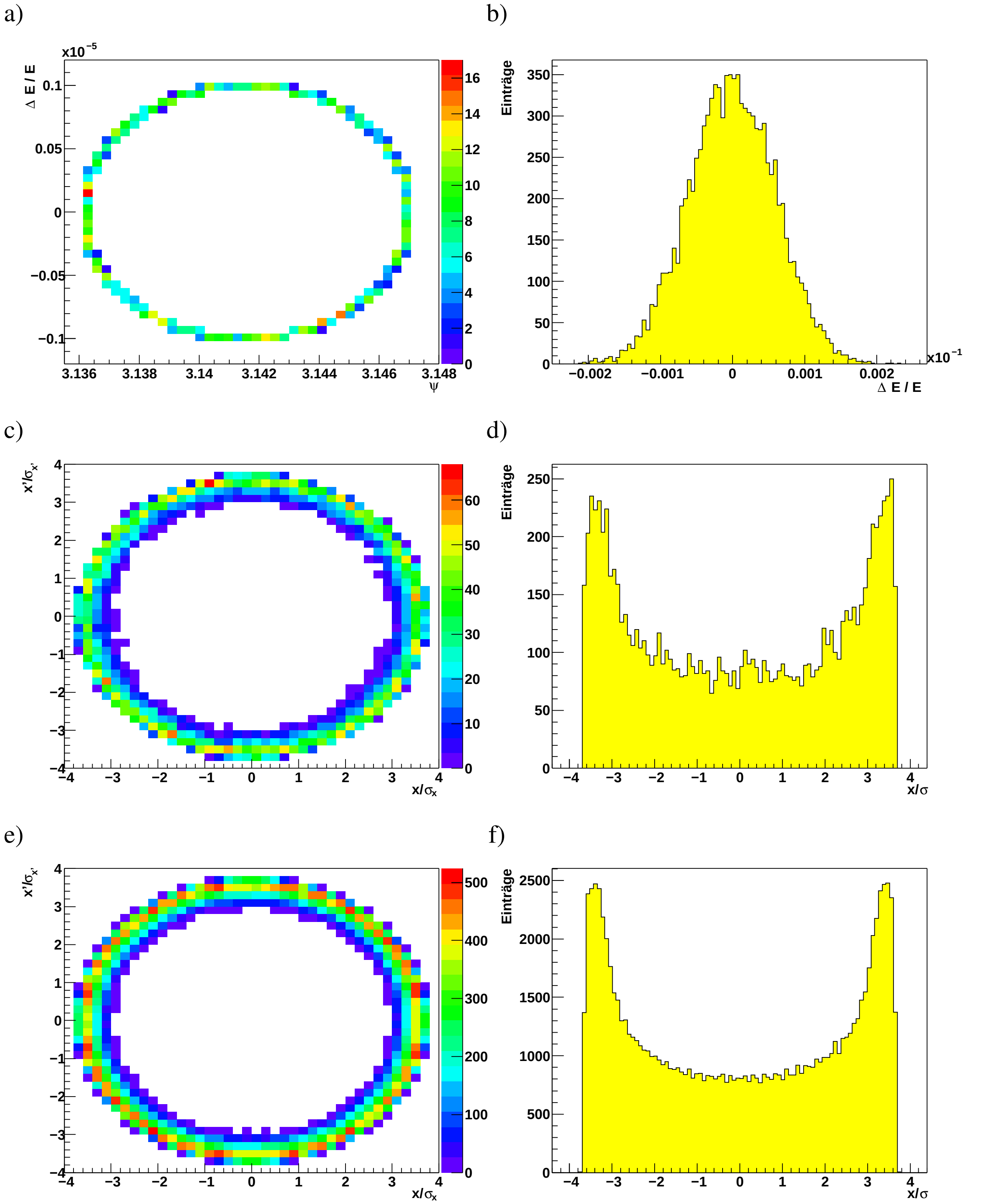


Abbildung 4.11: *Anfangsverteilung der Teilchen im Phasenraum. Erläuterungen im Text.*

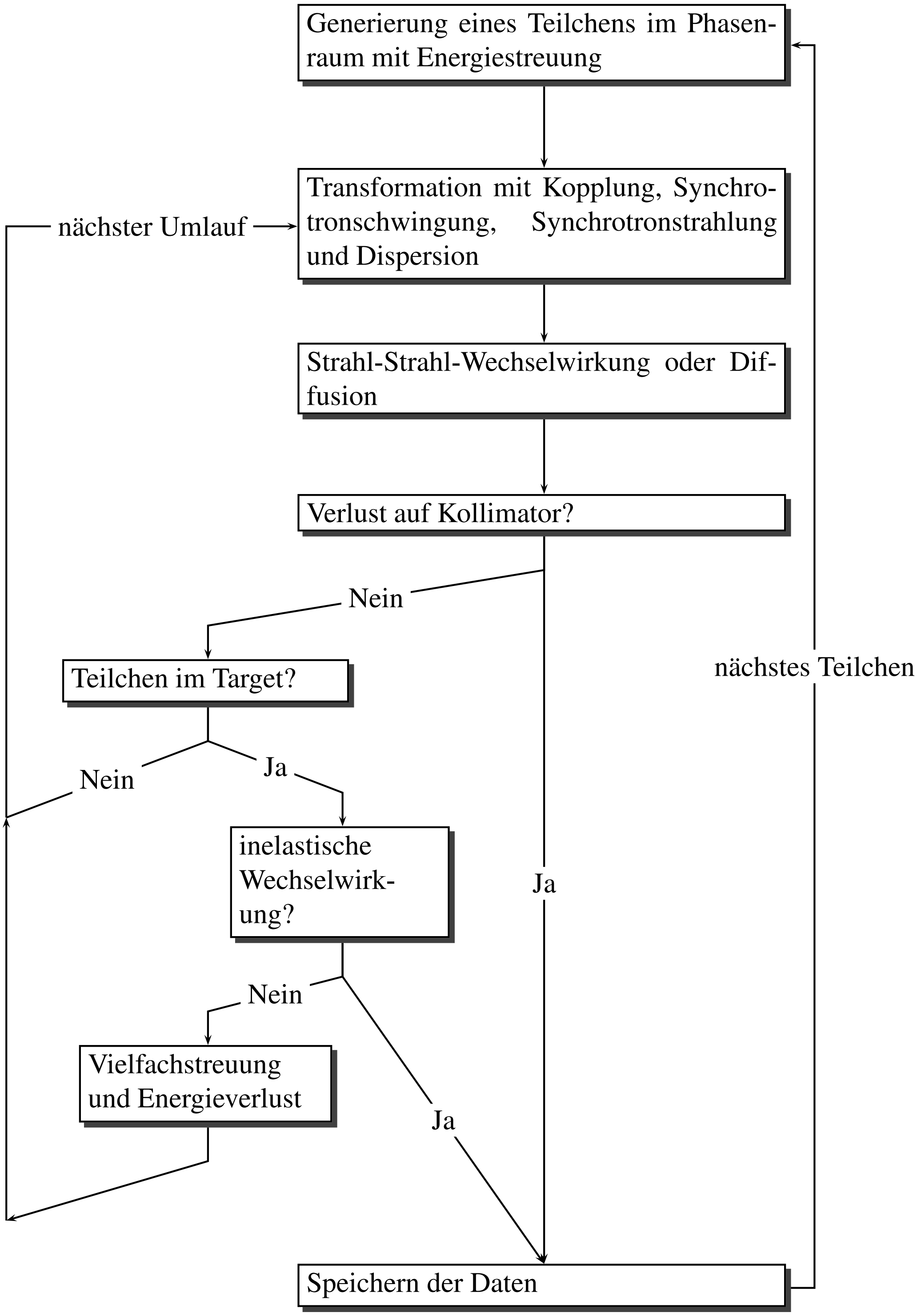


***Abbildung 4.12:** Flußdiagramm der Simulation.*

Nach jedem Umlauf im Modellspeicherring wird kontrolliert, ob das Teilchen eine Aperturgrenze erreicht hat. Dazu werden horizontal und vertikal orientierte Kollimatoren an der Targetposition angenommen. Ist die Position eines Teilchens größer als die Kollimatorposition, so gilt es als verloren, seine Parameter werden gespeichert und ein neues Teilchen wird simuliert.

Geht das Teilchen nicht in einem Kollimator verloren, so wird kontrolliert ob eine Wechselwirkung mit dem Target stattfindet. Befindet es sich nicht im Target, wird ein neuer Umlauf simuliert.

Befindet sich das Teilchen in einem Target, so wird entschieden, ob es inelastisch oder elastisch wechselwirkt. Die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Wechselwirkung ergibt sich dabei aus dem Verhältnis von Targetdicke in Strahlrichtung d und der inelastischen Wechselwirkungslänge λ_I^*:

$$\mathrm{W}_{inel} = \frac{d}{\lambda_I^*} \,. \tag{4.100}$$

Die Wechselwirkung gilt als inelastisch, wenn eine gleichverteilte Zufallszahl kleiner der Wahrscheinlichkeit W_{inel} ist. Handelt es sich um eine inelastische Wechselwirkung, so werden die Teilchenparameter gespeichert und ein neues Teilchen generiert.

Wenn ein Teilchen das Target durchquert, werden Vielfachstreuung und Energieverlust des Teilchens im Targetmaterial berücksichtigt. Der Vielfachstreuwinkel wird mit Hilfe einer gaußverteilten Zufallszahl bestimmt. Die Breite der Gaußfunktion entspricht dabei dem mittleren Streuwinkel Θ_0 nach Gleichung 4.77. Die so bestimmte Winkeländerung wird zur Divergenz x', y' des Teilchens addiert. Der Energieverlust wird durch eine Landauverteilung, wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben, berücksichtigt. Mit Hilfe der Landauverteilung wird ein Energieverlust bestimmt und von der Energie des Teilchens subtrahiert.

Anschließend wird ein neuer Umlauf simuliert. Je nach Ziel der Untersuchung können zu jedem Zeitpunkt der Simulation alle Parameter des Teilchens gespeichert werden.

4.5 Simulation der Targeteffizienz und Vergleich mit Daten

Um die Funktion der Simulation sicher zu stellen, werden hier simulierte Targeteffizienzen mit gemessenen Targeteffizienzen verglichen.

Die Targeteffizienz wurde in Abschnitt 2.6.3 eingeführt, sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen, welches im Speicherring verloren geht, im Target inelastisch wechselwirkt. Mit Hilfe der oben beschriebenen Simulation kann das Verhalten der Targeteffizienz in Abhängigkeit verschiedener Parameter des Modellspeicherrings untersucht werden. Die in der Simulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 zusammengefaßt.

Zur Bestimmung der Targeteffizienz ε_T mit der Simulation wird die Anzahl n_T der Teilchen, bei denen eine inelastische Wechselwirkung mit dem Target stattgefunden hat, und die Anzahl n_K der Teilchen, die vom Kollimator aufgefangen wurden, gezählt. Die Targeteffizienz ε_T kann dann nach:

$$\varepsilon_T = \frac{n_T}{n_T + n_K} \tag{4.101}$$

ε_x	$5.1 \cdot 10^{-9}$ mrad
ε_y	$5.1 \cdot 10^{-9}$ mrad
Tune Q_x	0.291
Tune Q_y	0.298
α_x	0
α_y	0
β_x	35.00 m
β_y	34.82 m
Kopplung κ	0.002
$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{rms}$	$6 \cdot 10^{-5}$
D_x	-0.477 m
D_y	-0.228 m
I_e	0
Targetmaterial	C

Tabelle 4.4: *Parameter der Simulation. Für die Diffusion gelten die in Abschnitt 4.2.5 angegebenen Parameter.*

berechnet werden. Der statistische Fehler der Targeteffizienz ergibt sich daraus zu:

$$\sigma_{\varepsilon_T} = \sqrt{\frac{\varepsilon_T(1-\varepsilon_T)}{n_T + n_K}}. \tag{4.102}$$

In Abbildung 4.13 ist die für ein Kohlenstofftarget simulierte Effizienz bei verschiedenen Targetpositionen aufgetragen. Die freie Apertur bei dieser Simulation betrug 7 σ. Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Effizienzen durch gerade Linien verbunden.

Bei großem Abstand zur Aperturgrenze beträgt die simulierte Targeteffizienz etwa 95 %. In einer Entfernung von etwa 1.5 σ fällt die Targeteffizienz unter 90 %. Bei noch kleineren Abständen gehen immer mehr Teilchen im Kollimator verloren und die Effizienz fällt auf Null ab.

Die ermittelten Targeteffizienzen ε_T können mit einer Messung aus [Iss01] verglichen werden. Dort wurde die Targeteffizienz nach den Gleichungen 2.12 und 2.13 für eine freie Apertur von $(7.0 \pm 0.5)\ \sigma$ bestimmt und gegen die Targetposition aufgetragen. Abbildung 4.14 zeigt die Messung mit Daten aus dem Zeitraum von Juli 1999 bis August 2000 von verschieden Targets bei unterschiedlichen Wechselwirkungsraten. Die Auflösung der Targetposition beträgt 0.25 σ.

Die gemessene Targeteffizienz mit etwa 30 % ist deutlich kleiner als die mit der Simulation bestimmte Targeteffizienz. In [Iss01] wird gezeigt, daß neben dem durch das Target verursachten Protonenverlust ein zusätzlicher, vom HERA-B-Target unabhängiger, Verlust von Protonen stattfindet, die das Target nicht erreichen können. Dieser zusätzliche Protonenverlust wurde in [Iss01] auf Werte um $R_x = 10$ MHz abgeschätzt. Die Verluste werden wahrscheinlich durch Strahl-Restgas-Streuung, inelastische Wechselwirkungen in den Wechselwirkungszonen und durch die Coasting-Beam-Drift, die in Abschnitt 5.1.5 diskutiert wird, verursacht.

Der zusätzliche Protonenverlust R_x muß bei einem Vergleich von simulierter ε und gemessener Targeteffizienz ε_{exp} berücksichtigt werden. Der gesamte Protonenverlust $R_{Verlust}$ ergibt sich

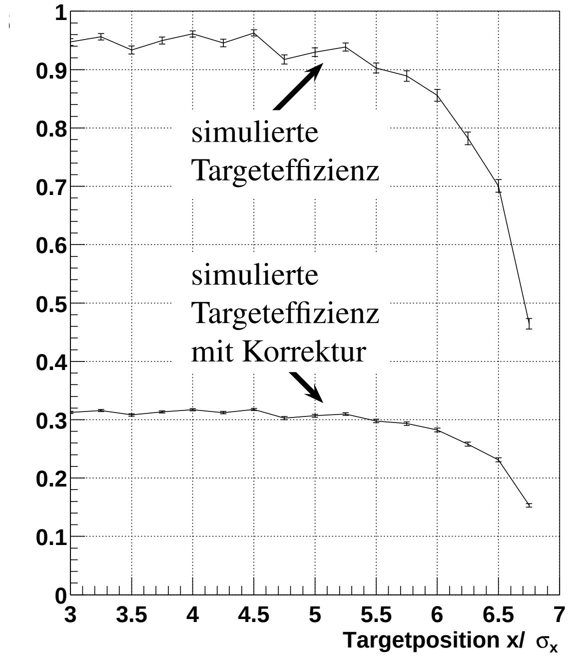


Abbildung 4.13: *Für ein Kohlenstofftarget mit verschiedenen Targetpositionen simulierte Targeteffizienz. Die freie Apertur beträgt $7\ \sigma$. Obere Kurve ohne Korrektur, unten mit Korrektur für einen zusätzlichen Protonenverlust R_x.*

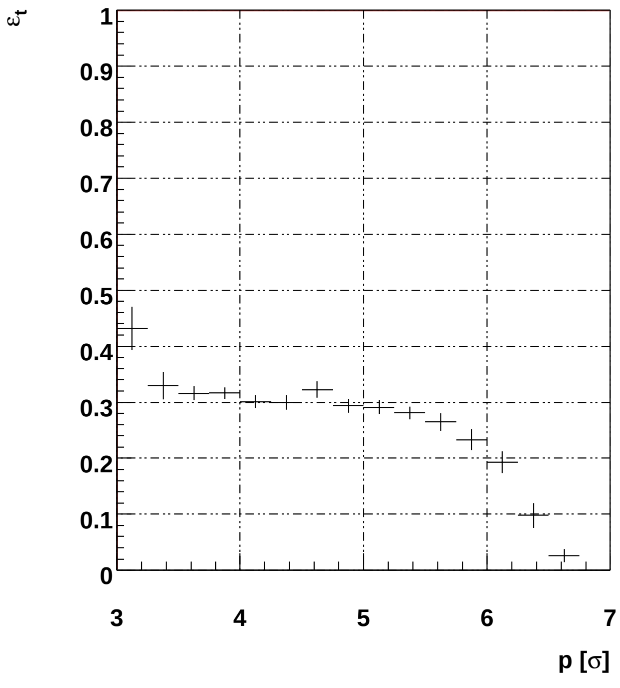


Abbildung 4.14: *Gemessene Targeteffizienz bei $7\ \sigma$ Apertur [Iss01].*

mit der vom Target erzeugten Wechselwirkungsrate R_{ia} zu:

$$R_{Verlust} = \frac{R_{ia}}{\varepsilon_T} + R_x \,. \tag{4.103}$$

Durch Einsetzten in Gleichung 2.12 ergibt sich die gemessene Targeteffizienz ε_{exp} aus der simulierten wahren Targeteffizienz ε_T nach:

$$\varepsilon_{exp} \quad = \quad \frac{R_{ia}}{\frac{1}{\varepsilon_T} \cdot R_{ia} + R_x} \,. \tag{4.104}$$

Das Einsetzen einer typischen Wechselwirkungsrate von $5\ \mathrm{MHz}$ und der simulierten Targeteffizienz von 0.95 ergibt eine meßbare Targeteffizienz von etwa 0.33. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der Messung überein und liefert eine konsistente Erklärung für die Messungen mit großem Abstand zum Kollimator.

Die simulierten Targeteffizienzen wurden nach Gleichung 4.104 um den zusätzlichen Protonenverlust korrigiert und ebenfalls in Abbildung 4.13 eingetragen. Ein Vergleich des Verhaltens von gemessener und simulierter Targeteffizienz in der Nähe der Kollimatorposition zeigt eine gute Übereinstimmung.

Der Vergleich der gemessenen und der simulierten Targeteffizienzen hat gezeigt, daß die neue Simulation die Daten gut beschreibt.

4.6 Zusammenfassung

Es wurde eine neue Ein-Teilchen-Simulation entwickelt. Dabei wurde das Prinzip der alten Simulation, nur Teilchen zu simulieren die gerade das Target erreichen können, beibehalten.

Im Vergleich zu der alten Simulation wird die Kopplung der Phasenraumebenen bei der Anfangsverteilung der Teilchen im Phasenraum berücksichtigt.

Ebenfalls neu ist die Berücksichtigung des Energieverlustes im Target, der Synchrotronstrahlung und der Beschleunigung der Teilchen im HF-System. Die Implementation dieser Effekte ermöglicht Studien des Coasting-Beam, die in Kapitel 5 durchgeführt werden.

Weiterhin wurde die nichtlineare Strahl-Strahl-Wechselwirkung berücksichtigt, die entscheidend für die Diffusion der Protonen bei Tune-Modulation ist. Daher sind mit der neuen Simulation nun auch Studien zum Beam-Tail-Shaping möglich. In Kapitel 6 wird der Effekt von Tune-Modulation auf die Diffusion der Protonen mit Hilfe der Simulation gezeigt.

Bei dem Vergleich von simulierten Targeteffizienzen mit gemessenen Targeteffizienzen konnte gezeigt werden, daß die neue Simulation die Meßdaten qualitativ gut beschreibt. Wird die in [Iss01] eingeführte zusätzliche Verlustrate berücksichtigt, stimmen die Ergebnisse auch quantitativ gut überein.

Es steht nun eine Simulation zur Verfügung, mit der das Zusammenspiel von Strahldynamik und den Wechselwirkungen im Target weiter untersucht werden kann.

Kapitel 5

Der Coasting-Beam

Der Coasting-Beam im HERA-Protonen-Speicherring wurde beim Betrieb des HERA-B-Targets erstmals beobachtet [EFI$^+$01]. Allgemein werden nichtgebündelte Teilchenstrahlen in Teilchenbeschleunigern als Coasting-Beam bezeichnet. Im Fall des HERA-Speicherrings hat sich diese Bezeichnung für einen, dem gebündelten Protonenstrahl überlagerten Gleichstrom durchgesetzt. Wie gezeigt wird, beträgt der Anteil des Coasting-Beam am gesamten gespeicherten Strom nach einer Betriebszeit von 10 Stunden etwa 1-2 Prozent.

Der Coasting-Beam hat für das HERA-B-Experiment zur Folge, daß auch zeitlich zwischen den Bunchen inelastische Wechselwirkungen der Teilchen mit den Targets erzeugt werden, die als Untergrundwechselwirkungen betrachtet werden müssen. Zusätzlich senken diese Wechselwirkungen die Effizienz des Detektors, da sie zwischen den Bunchen stattfinden und die Rekonstruktion dieser Ereignisse nicht mit allen Detektorkomponenten[1] möglich ist. Weiterhin ist der Coasting-Beam zeitweise für große Ratenfluktuationen verantwortlich, die die Detektoreffizienz ebenfalls senken [Spr00].

Für die Experimente H1 und ZEUS ist der Coasting-Beam im Protonenspeicherring nicht direkt von Bedeutung, da hier nur Wechselwirkungen auftreten, wenn Protonen mit den ebenfalls gebündelten Elektronen kollidieren. Das Hermes-Experiment ist ebenfalls nicht direkt betroffen, da es nur den Elektronenstrahl verwendet. Es hat sich allerdings gezeigt, daß der Coasting-Beam den Untergrund aller Experimente beeinflußt bzw. es eine Coasting-Beam-Untergrundkomponente gibt [Spr00].

Die Erzeugung des im HERA-Protonen-Speicherring beobachteten Coasting-Beam ist bisher nicht voll verstanden und ist Gegenstand dieser Arbeit sowie weiterer aktueller Untersuchungen. Hier werden neue Messungen gezeigt, die teilweise zu überraschenden Ergebnissen geführt haben. Weiterhin werden neue Messungen erläutert, die zeigen, daß das Verhalten der Coasting-Beam-Teilchen strahlphysikalisch verstanden ist. Desweiteren wird die Coasting-Beam-Akkumulation bei verschiedenen Beschleunigerparametern systematisch untersucht und mit einer Simulation eines möglichen Produktionsmechanismus verglichen. Neben einer Coasting-Beam-Komponente

[1] Die Spurdetektoren benötigen zur Spurrekonstruktion eine Information über den Zeitpunkt der Wechselwirkung. Bei Coasting-Beam-Wechselwirkungen ist der Zeitpunkt nicht mehr auf die Bunche beschränkt und die Spuren können nicht rekonstruiert werden. Die Konsequenzen dieser nicht gebunchten Wechselwirkungen auf die einzelnen HERA-B-Detektorkomponenten werden in [Spr00, Man99] im Detail diskutiert.

mit langer Lebensdauer, die über Stunden im Speicherring gespeichert wird, gibt es auch eine Coasting-Beam-Komponente mit kurzer Lebensdauer, die im Rahmen dieser Arbeit weiter untersucht wurde. Dabei wurde eine neue kurzlebige Coasting-Beam-Komponente mit *positiver* Energieabweichung an den inneren Targets beobachtet.

Im ersten Abschnitt werden die typischen experimentellen Beobachtungen des Coasting-Beam während des Targetbetriebs beschrieben und strahlphysikalisch interpretiert. Das vorgestellte Modell wird anschließend mit neuen Messungen überprüft. Danach wird der kurzlebige Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung diskutiert. Der nachfolgende Abschnitt zeigt, daß der zuvor erläuterte kurzlebige Coasting-Beam vom Target erzeugt wird. Im dritten Abschnitt wird das Auftreten von Coasting-Beam an den inneren Targets untersucht. Darauf folgt im vierten Abschnitt die quantitative Bestimmung der Verteilung von Coasting-Beam-Wechselwirkungen auf den einzelnen Targets beim Betrieb mehrerer Targets. Im fünften Abschnitt werden die Eigenschaften der beobachteten Coasting-Beam-Arten kurz zusammengefaßt. Im sechsten Abschnitt folgt eine Untersuchung der Akkumulationsrate des langlebigen Coasting-Beam. In Abschnitt sieben werden zwei Modelle zur Coasting-Beam-Erzeugung diskutiert. Der achte Abschnitt liefert eine Abschätzung darüber, wieviel des gespeicherten Stromes durch die Coasting-Beam-Akkumulation nicht mehr für verwertbare Wechselwirkungen zur Verfügung steht. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung.

5.1 Betrieb der äußeren Targets

5.1.1 Beobachtungen

Beim Betrieb des HERA-B-Targets findet sich das in Abschnitt 1.1 vorgestellte Protonen-Füllschema in der Wechselwirkungsrate wieder. Abbildung 5.1 zeigt drei Spektren der Wechselwirkungsrate, die beim Betrieb des Außen-1-Targets mit dem FADC-System aufgenommen wurden.

Zunächst wird nur Spektrum c) betrachtet. Ein Vergleich des Spektrums mit dem in Abbildung 1.2 eingeführten Füllschema der Protonen zeigt, daß die Wechselwirkungen den einzelnen Bunchen zugeordnet werden können. Die Bunche besitzen jedoch verschieden große Beiträge zur Gesamtwechselwirkungsrate. Dies hat zwei Ursachen: Die Strahlströme der Bunche sind unterschiedlich und die Protonen in den Bunchen sind verschieden stark angeregt. Die Anregung der Bunche hat dabei den Haupteinfluß. Die Anregung von Protonen wird, in einem anderen Zusammenhang, in Kapitel 6 behandelt.

Der Abbildung ist weiterhin zu entnehmen, daß zusätzlich zu den Wechselwirkungen der Bunche auch zwischen den Bunchen Wechselwirkungen stattfinden, die im Spektrum als kontinuierlicher Beitrag unterhalb und zwischen den Bunchen zu erkennen sind. Dieser kontinuierliche Beitrag stammt von dem Coasting-Beam im Speicherring. Daß es sich zweifelsfrei um Wechselwirkungen durch einen Gleichstrom handelt, wurde durch verschiedene Messungen bestätigt [Bak00, Spr00, EFI$^+$01].

In Abbildung 5.2 ist die Bewegung des Außen-1-Targets an den Protonenstrahl gezeigt. Von etwa 20:30h an wird das Target an den Strahl bewegt. Ab 20:40h erzeugt das Target Wechselwirkungen, fährt dabei aber relativ schnell weiter Richtung Strahlzentrum, was auf eine geringe

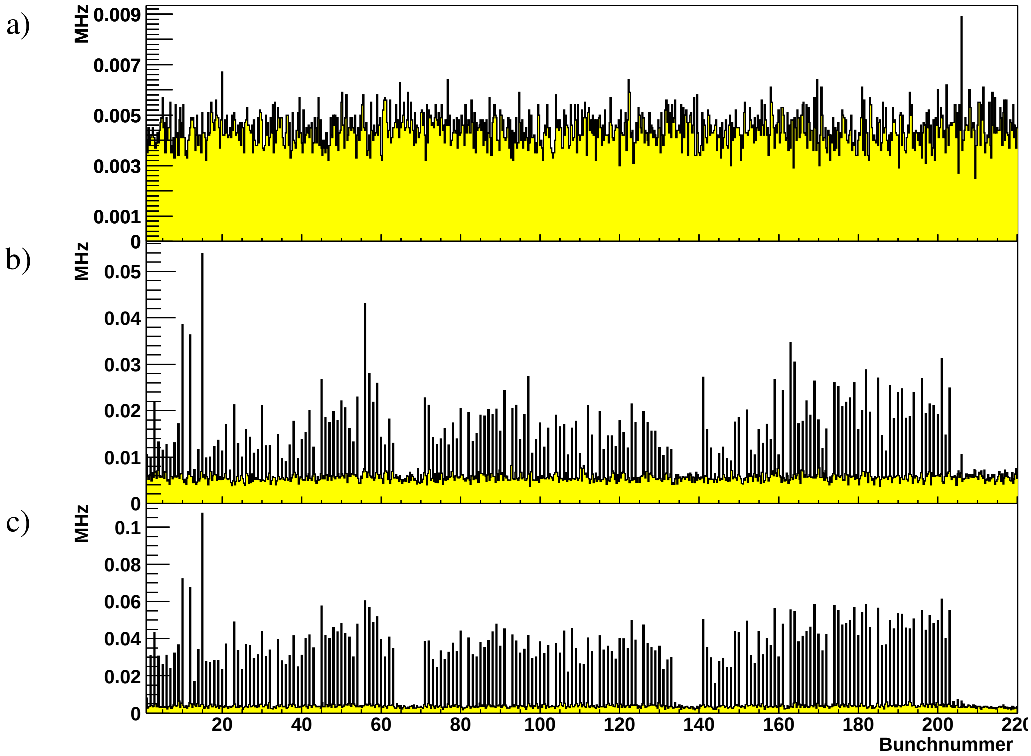


Abbildung 5.1: *Typische Bunchspektren mit Coasting-Beam vom 27.02.2000. Abbildung 5.2 zeigt die Targetpositionen zu den Zeitpunkten der Aufzeichnung der Spektren a), b) und c). Bei der Aufzeichnung des Spektrums a) befand sich das Target weit außen am Protonenstrahl. Spektrum b) zeigt den Übergangsbereich zwischen schneller und langsamer Bewegung des Targets. Spektrum c) wurde aufgezeichnet, als sich die Position des Targets kaum noch ändert. Die eingestellte Wechselwirkungsrate beträgt jeweils etwa* 5 MHz *bei den Spektren a) und b) und* 10 MHz *bei Spektrum c).*

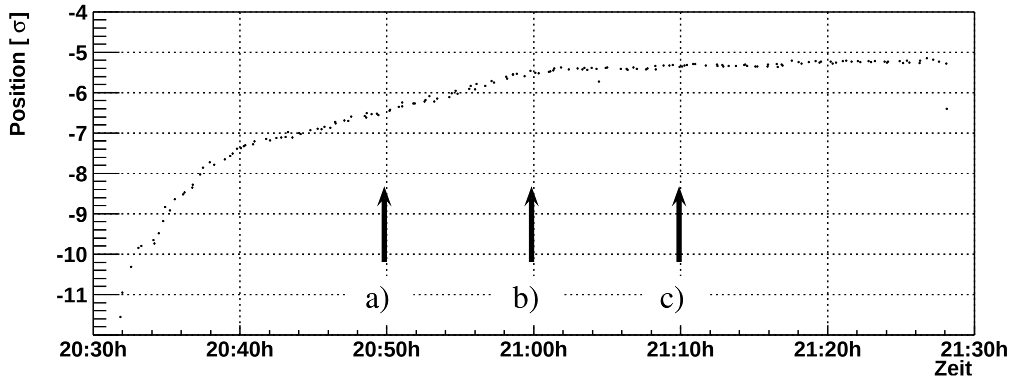


Abbildung 5.2: *Abstand des Außen-1-Targets zum Strahlzentrum aufgetragen gegen die Zeit. Gezeigt ist die Bewegung des Targets an den Protonenstrahl. Das Zentrum des Protonenstrahls befindet sich bei* $0\ \sigma$*. Die Strahlbreite beträgt* $\sigma = 420\ \mu\mathrm{m}$*. Ab 20:40h erzeugt das Target Wechselwirkungen. Die Automatik steuert die Targetposition so, daß* 5 MHz *Wechselwirkungsrate erzeugt wird. Ab 21:05h beträgt die Wechselwirkungsrate* 10 MHz*.*

Protonendichte hindeutet. Um etwa 21:00h wird die Targetgeschwindigkeit deutlich langsamer.

Die Spektren in Abbildung 5.1 wurden zu den in Abbildung 5.2 mit Pfeilen gekennzeichneten Zeitpunkten aufgenommen. Bei der Aufzeichnung des Spektrums a) befand sich das Target weit außen am Protonenstrahl, Spektrum b) zeigt den Übergangsbereich zwischen schneller und langsamer Bewegung des Targets und Spektrum c) wurde aufgezeichnet als sich die Position des Targets kaum noch ändert.

Ist das Target weit außen, wie bei der Aufzeichnung von Spektrum a), ist die Wechselwirkungsrate vollständig durch den Coasting-Beam dominiert. Bei der Aufzeichnung von Spektrum b) ist das Target dichter am Strahl und es zeigt sich ein deutlicher Anteil an gebunchten Wechselwirkungen. Bei Spektrum c) befindet sich das Target noch näher am Strahl und der Coasting-Beam-Anteil ist wiederum deutlich kleiner geworden.

Während sich das Außen-Target schnell bewegt, wird ein Teil des gespeicherten Coasting-Beam im Target zur Wechselwirkung gebracht und so aus dem Speicherring entfernt. Während dieser Zeit legt das Target etwa $0.8\ \mathrm{mm}$ zurück, was etwa zwei Strahlbreiten entspricht. Wenn das Target die Coasting-Beam-Protonen im äußeren Bereich des Strahls zur Wechselwirkung gebracht hat, gelangt es an den gebunchten Strahl mit hoher Teilchendichte. Daher wird es langsamer und der Anteil an gebunchten Wechselwirkungen steigt.

Im folgenden Abschnitt wird das Zusammenspiel von Coasting-Beam und Target weiter erläutert und interpretiert.

5.1.2 Interpretation der Beobachtungen

Die geschilderten Beobachtungen des Coasting-Beam lassen sich wie folgt strahlphysikalisch erklären:

- Der Coasting-Beam wird auch ohne Target beobachtet [ZW00]. Daß Coasting-Beam auch ohne Targetbetrieb im Speicherring zu beobachten ist zeigt, daß es einen vom Betrieb des Targets unabhängigen Mechanismus zur Produktion von Coasting-Beam geben muß.

- Die Coasting-Beam-Wechselwirkungen werden im Bunchspektrum zwischen den Bunchen beobachtet. Dies zeigt, daß die Teilchen den durch die Separatrix begrenzten stabilen Bereich im Synchrotronphasenraum überschritten haben, denn nur dann können sie zwischen die Bunche gelangen. Zum Überschreiten der Separatrix ist eine Energieabweichung der Protonen $|\Delta E/E| > |\Delta E/E|_{Sep}$ notwendig.

- Beim Verlassen des Kollimatorschattens der verschieden Targets ist unterschiedliches Verhalten der Bunchspektren zu beobachten. Bei äußeren Targets sind zuerst nur Coasting-Beam-Wechselwirkungen zu beobachten, während bei inneren Targets das Bunchspektrum sofort zu erkennen ist [EFI+01]. Für diesen Unterschied ist die Energieabweichung der Coasting-Beam-Teilchen zusammen mit der Dispersion am Ort der Targets verantwortlich. Daß die Coasting-Beam-Wechselwirkungen insbesondere am äußeren Target zu beobachten sind zeigt, daß es sich bei dem oben beschriebenen Coasting-Beam um einen Gleichstromanteil mit geringerer Energie als der Sollenergie handelt. Dies ergibt sich, da an der Targetposition die Dispersion für die horizontale und die vertikale Richtung negativ ist. Sie besitzt die folgenden Werte (vgl. Abschnitt 4.1.6):

$$D_x = -477 \text{ mm} \tag{5.1}$$

$$D_y = (-228 \pm 25) \text{ mm} \tag{5.2}$$

Die für beide Phasenraumebenen negative Dispersion hat zur Folge, daß Protonen mit einer negativen Energieabweichung $\Delta E/E < 0$ am Ort des Targets eine positive Positionsabweichung $\Delta x, \Delta y$ besitzen:

$$\Delta x = D_x \frac{\Delta E}{E}|_{CB} > 0 \; , \; \Delta y = D_y \frac{\Delta E}{E}|_{CB} > 0 \tag{5.3}$$

Die positive Ortsabweichung bedeutet, daß die Coasting-Beam-Protonen am Ort des Targets, bezogen auf den Speicherring, weiter außen bzw. weiter oben umlaufen als die gebunchten Protonen. Aufgrund dieser Ortsabweichung wechselwirken die Coasting-Beam-Protonen bevorzugt auf den äußeren und den oberen Targets. Am oberen Target ist typischerweise ein geringerer Coasting-Beam-Anteil zu beobachten als am äußeren Target [EFI$^+$01]. Dieser Unterschied kann durch die unterschiedlich große Dispersion in horizontaler und vertikaler Richtung erklärt werden.

Eine Obergrenze für die Energieabweichung gespeicherter Protonen ist durch die Impulsakzeptanz des Beschleunigers gegeben. Bei dieser Energieabweichung gehen die Protonen an einer Aperturbegrenzung des Speicherrings verloren. Bei einer Messung unter Luminositätsbedingungen wurde die Impulsakzeptanz zu $^{\Delta E}/_{E}|_{Acc} = (5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$ bestimmt[2] [Spr00]. Nach Gleichung 5.3 entspricht dies am Target in horizontaler Richtung einer Positionsabweichung von $\Delta x = (2.67 \pm 0.38)$ mm, also etwa $6\sigma_x$. Coasting-Beam-Protonen können also in dem Bereich zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz existieren:

$$\Delta E_{Sep} < \Delta E < \Delta E_{Acc} \, . \tag{5.5}$$

Im realen Betrieb hängt die Impulsakzeptanz immer von den jeweiligen Kollimatorpositionen ab, daher können die Positionsabweichungen im Bereich weniger Strahlbreiten variieren.

Anschaulich kann man sich den Coasting-Beam folgendermaßen vorstellen: Da die Coasting-Beamteilchen die Separatrix überschritten haben ($|\Delta E/E| > |\Delta E/E|_{Sep}$) ist ihre Bewegung, wie in Abschnitt 4.2.3 erläutert wurde, im longitudinalen Phasenraum nicht stabil. Transversal befinden sich die Coasting-Beam-Teilchen jedoch noch innerhalb der Apertur ($|\Delta E/E| < |\Delta E/E|_{Acc}$) und bleiben daher gespeichert.

[2]Diese Messung stimmt gut mit theoretischen Überlegungen überein [Hol03]. Nimmt man an, daß Coasting-Beam-Protonen mit einem horizontalen Kollimatoren wechselwirken (zwei kommen in Frage, Dispersion $D_{WL105} \approx 780$ mm, $D_{WL105} \approx 590$ mm, Betafunktion $\beta_{WL105} \approx 150$ m, $\beta_{WL150} \approx 40$ m), deren Position typischerweise etwa $\Delta x = 6\sigma_x$ beträgt und daß die Strahlemittanz den üblichen 20 π mm mrad entspricht, ergibt sich nach:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta x}{D_x} = \frac{6 \cdot \sqrt{\beta_x \varepsilon_x}}{D_x} \tag{5.4}$$

eine Impulsakzeptanz von $\Delta E/E|_{WL105} \approx 6.7 \cdot 10^{-3}$ bzw. $\Delta E/E|_{WL150} \approx 4.6 \cdot 10^{-3}$.

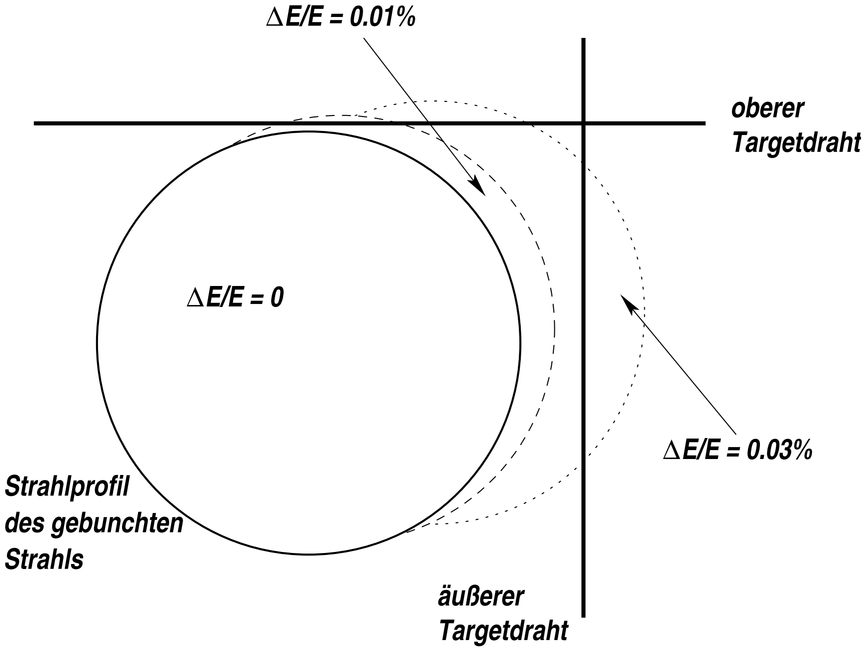


Abbildung 5.3: *Schematisch dargestellte räumliche Position des gebunchten Strahls und der Coasting-Beam-Protonen bei verschiedenen Energieabweichungen für die angegebene Dispersion [Spr00].*

	$\Delta E/E$	Δx	Δy
Strahlenergiestreuung	$6 \cdot 10^{-5}$	-0.03 mm	-0.01 mm
Separatrix	$2.6 \cdot 10^{-4}$	-0.12 mm	-0.06 mm
Impulsakzeptanz	$5.6 \cdot 10^{-3}$	-2.7 mm	-1.3 mm

Tabelle 5.1: *Positionsabweichungen aufgrund von Dispersion für verschiedene Energieabweichungen.*

Die Energieverteilung der Coasting-Beam-Teilchen bestimmt, über die Dispersion, ihre Verteilung im transversalen Phasenraum. Protonen mit großer Energieabweichung können eine große Ablage vom gebunchten Strahl besitzen. Aufgrund ihrer dispersiven Ablage am Ort des Targets wechselwirken die Coasting-Beam-Protonen bevorzugt mit den äußeren und den oberen Targets. Abbildung 5.3 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Schematisch dargestellt ist das Strahlprofil für Protonen mit Sollenergie und für Coasting-Beam-Protonen mit zwei verschiedenen Energieabweichungen. Die Mittelpunkte der Strahlprofile des Coasting-Beam wurden jeweils gemäß der Dispersion verschoben. Da horizontale und vertikale Dispersion unterschiedlich sind, wechselwirken mehr Coasting-Beam-Protonen auf dem äußeren als auf dem oberen Target. In Tabelle 5.1 sind die Ortsabweichungen für einige Energieabweichungen zusammengefaßt.

Die negative Energieabweichung der Coasting-Beam-Teilchen wächst durch Synchrotronstrahlung kontinuierlich, da den Coasting-Beam-Protonen, die den stabilen Bereich innerhalb der Separatrix verlassen haben, im Mittel keine Energie mehr zugeführt wird. Nach einiger Zeit bevölkern die Coasting-Beam-Protonen den gesamten longitudinalen Phasenraum zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz.

Nach diesen Überlegungen ist die in Abbildung 5.2 gezeigte Bewegung des Targets plausibel: In dem äußeren Bereich befinden sich relativ wenig Coasting-Beam-Protonen, die vom Target zur Wechselwirkung gebracht werden. Dabei bewegt sich das Target schnell in Richtung Strahlzentrum, um trotz niedriger Protonendichte die eingestellte Wechselwirkungsrate konstant zu halten. In diesem Fall sind nach einer Strecke von etwa 2 σ die Coasting-Beam-Protonen aus dem äußeren Strahlbereich zur Wechselwirkung gebracht worden und in den Spektren ist die Bunchstruktur zu erkennen. Unterhalb der Bunchstruktur sind jedoch weiterhin Coasting-Beam-Wechselwirkungen zu erkennen, da nicht alle Coasting-Beam-Protonen entfernt wurden und, wie nachfolgende Messungen zeigen, auch kontinuierlich weitere produziert werden.

5.1.3 Anteil des Coasting-Beam an der Wechselwirkungsrate

Quantitativ untersucht werden kann der Coasting-Beam durch die Bestimmung des Anteils von Coasting-Beam-Wechselwirkungen an der Wechselwirkungsrate. Die vom Coasting-Beam verursachte Wechselwirkungsrate wird mit Hilfe der Wechselwirkungen in den Bunchlücken berechnet. Dabei werden die mit dem FADC-System gemessenen Bunchspektren verwendet.

Das FADC-System mißt während eines Umlaufs 880 mal, also alle $24\ \mathrm{ns}$, was der vierfachen Bunchfrequenz entspricht. Es ist so eingestellt, daß die 180 Raten der etwa $2\ \mathrm{ns}$ langen Bunche jeweils in einer der $24\ \mathrm{ns}$ langen Messungen (Sample) erfaßt werden.

Um zu einer ausreichenden Statistik zu gelangen, werden die Messungen von jeweils $u = 10\,000$ Umläufen summiert. Die Samples S_i lassen sich gefüllten Bunchen oder Bunchlücken zuordnen. Aus der Summe der Samples mit Bunchbeitrag wird die Bunchrate R_{bx} bestimmt:

$$R_{bx} = \sum_{i}^{\mathrm{Bunch}} S_i \tag{5.6}$$

Die Coasting-Beam-Rate R'_{nbx} wird als Summe der Samples bei Bunchlücken berechnet:

$$R'_{nbx} = \sum_{i}^{\mathrm{nicht\ Bunch}} S_i \tag{5.7}$$

Der statistische Fehler σ_R der jeweiligen Rate R kann mit der Akzeptanz des FADC-Systems $a \approx 1\%$ berechnet werden:

$$h = a \cdot R \cdot u \cdot T \tag{5.8}$$

$$\sigma_R = \frac{h}{\sqrt{h}} \tag{5.9}$$

h entspricht der Summe der Einträge in den entsprechenden Samples und T der Zeit für einen Umlauf u. Das Produkt $u \cdot T$ entspricht der Meßzeit für ein Spektrum.

Bei der Berechnung der Coasting-Beam-Rate werden die 180 Bunchraten nicht mitsummiert. Da die Bunche nur $2\ \mathrm{ns}$ lang sind, muß die Coasting-Beam-Rate in den Bunchsamples mit Hilfe einer Korrektur berücksichtigt werden. Unter der Annahme, daß der Coasting-Beam im gesamten Bunchspektrum gleichverteilt ist, ergibt sich die Korrektur zu:

$$R_{nbx} = \left(\frac{(N-n)w + n(w-l)}{(N-n)w} \right) \cdot R'_{nbx} = k \cdot R'_{nbx} \tag{5.10}$$

Dabei steht R_{nbx} für die wahre Coasting-Beam-Rate, l =2 ns für die Bunchlänge, $N = 880$ für die Anzahl der Samples, $n = 180$ für die Anzahl der Bunche und w =24 ns für die Meßzeit. Der Korrekturfaktor k ergibt sich daraus zu: $k \approx 1.24$.

Der relative Anteil der Coasting-Beam-Wechselwirkungen an der Gesamtwechselwirkungsrate wird mit:

$$A = \frac{k \cdot R'_{nbx}}{R'_{nbx} + R_{bx}} = \frac{k \cdot R'_{nbx}}{R_G} \tag{5.11}$$

bestimmt. Für den Fehler des Anteils folgt:

$$\sigma_A = \frac{k \cdot R'_{nbx}}{R_G} \sqrt{\left(\frac{\sigma^2_{R_G}}{R^2_G} + \frac{\sigma^2_{R'_{nbx}}}{R'^2_{nbx}} \right)}. \tag{5.12}$$

Diese Bestimmung der Coasting-Beam-Rate bzw. ihres Anteils an der Wechselwirkungsrate kann auch für Systeme mit anderer zeitlicher Auflösung verwendet werden. Der Anteil der Coasting-Beam-Wechselwirkungen wird im folgenden immer mit dieser Korrektur berechnet.

Anhand einiger Spektren wurde in Abschnitt 5.1.1 gezeigt, daß der Coasting-Beam-Anteil verschiedene Werte annimmt, wenn ein äußeres Target an den Strahl bewegt wird. Abbildung 5.4 zeigt den kontinuierlich bestimmten Coasting-Beam-Anteil A während der in Abbildung 5.2 gezeigten Bewegung an den Strahl. Der Coasting-Beam-Anteil nach der oben beschriebenen Definition beträgt am Anfang der Messung etwa 100 Prozent. Nach der Übergangsphase von der schnellen Bewegung des Targets zur langsamen Bewegung, beträgt der Anteil nur noch etwa 30 Prozent. Dieses Beispiel zeigt, daß ein äußeres Target das an den Strahl bewegt wird zwei Bereiche durchfährt, in denen unterschiedliche Coasting-Beam-Anteile auftreten. Zwischen diesen Bereichen existiert ein Übergangsbereich.

Allgemein beträgt der Coasting-Beam-Anteil nach der Übergangsphase 20 bis 40 Prozent für das äußere und 10 bis 25 Prozent für das obere Target [EFI$^+$01].

5.1.4 Longitudinale Drift

Einem Teilchen, das den stabilen Bereich verlassen hat, wird vom Hochfrequenz-System (HF-System) im Mittel keine Energie mehr zugeführt. Durch die negative Energieabweichung der Coasting-Beam-Teilchen findet eine Drift im Synchrotronphasenraum statt. Die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ eines Coasting-Beam-Teilchens zur Phase des Sollteilchens wächst mit der Zeit. Nach Gleichung 4.60 hat die Energieabweichung $\Delta E/E$ eine Änderung der Phase $\Delta\Psi$ pro Umlauf zur Folge:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi h}{\beta^2} \eta_p \frac{\Delta E}{E} \tag{5.13}$$

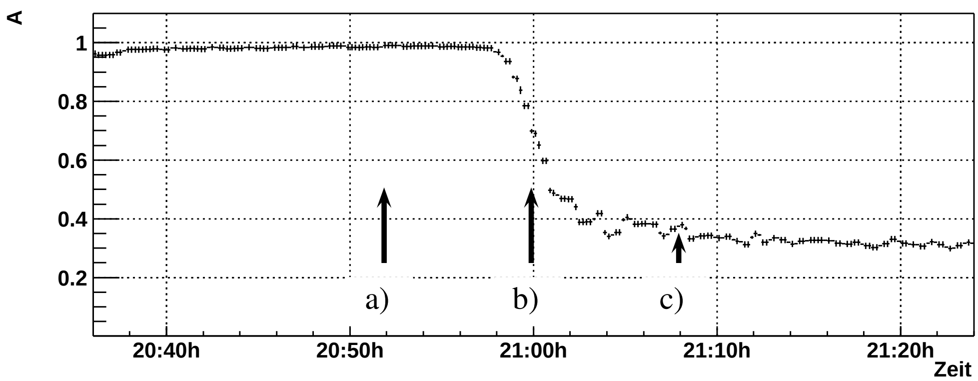


Abbildung 5.4: *Relativer Beitrag A des Coasting-Beam zur Gesamtrate. Die Anteile sind jeweils über 6 Messungen in 2 Minuten gemittelt. Gezeigt sind die Coasting-Beam-Anteile während der Bewegung des Außen-1-Targets an den Strahl, die in Abbildung 5.2 gezeigt ist.*

Dabei ist h=4400 die Harmonische des 208 MHz-HF-Systems, $\beta = v/c$ und $\eta_p = 1.3 \cdot 10^{-3}$ der Slip-Faktor.

Durch die Änderung der Phase pro Umlauf entfernt sich das Coasting-Beam-Teilchen kontinuierlich vom Sollteilchen bzw. Bunch. Unter Vernachlässigung der weiterhin abgestrahlten Synchrotronstrahlung kann mit der Kreisfrequenz $\omega_{HF} = 2\pi \cdot f_{HF}$ des HF-Systems, die in den Bunchspektren zu beobachtende zeitliche Abweichung ΔT nach n Umläufen des Protons berechnet werden:

$$\Delta T = n \cdot \frac{\Delta\Psi}{\omega_{HF}} \tag{5.14}$$

Die zeitliche Abweichung der Coasting-Beam-Teilchen ist die Ursache dafür, daß in den Bunchspektren Wechselwirkungen zeitlich zwischen den Bunchen zu beobachten sind.

Relativistische Protonen mit $\Delta E/E < 0$ laufen, wie in Abschnitt 4.2.1 erklärt, schneller um den Speicherring als Teilchen mit Sollenergie. Für einen zusätzlichen Umlauf relativ zu den gebunchten Protonen benötigen Coasting-Beam-Protonen mit $\Delta E/E < 0$ an der Separatrix bei einer Energieabweichung von $\Delta E/E = 2.6 \cdot 10^{-4}$, etwa 3 Millionen Umläufe. Mit der Umlaufzeit von 21.12 µs ergibt sich, daß die Coasting-Beam-Protonen weniger als 60 Sekunden für einen zusätzlichen Umlauf benötigen.

Die longitudinale Drift der Coasting-Beam-Protonen durch ihre Energieabweichung konnte sehr gut bei einer Messung am 13.07.1998 beobachtet werden [EFI$^+$01]. Zu dem Zeitpunkt der Messung betrug die Energie der Protonen 820 GeV. Für die Messung wurden zehn Bunche in den Speicherring gefüllt und ein äußeres Target betrieben. Abbildung 5.5 zeigt ein Bunchspektrum der Messung. Es wurden die Bunche 15 bis 25 gefüllt. Rechts und links von den Bunchen ist zu erkennen, daß ein Coasting-Beam-Strom im Speicherring vorhanden ist. Der Coasting-Beam-Strom wird bei Bunch 115 regelmäßig mit einem schnellen Kickersystem angeregt [MKDR02, MK00]. Durch die Anregung wird die Betatronamplitude der Coasting-Beam-Protonen aufgeweitet und sie wechselwirken im Target. In dem Bereich bei den Bunchnummern

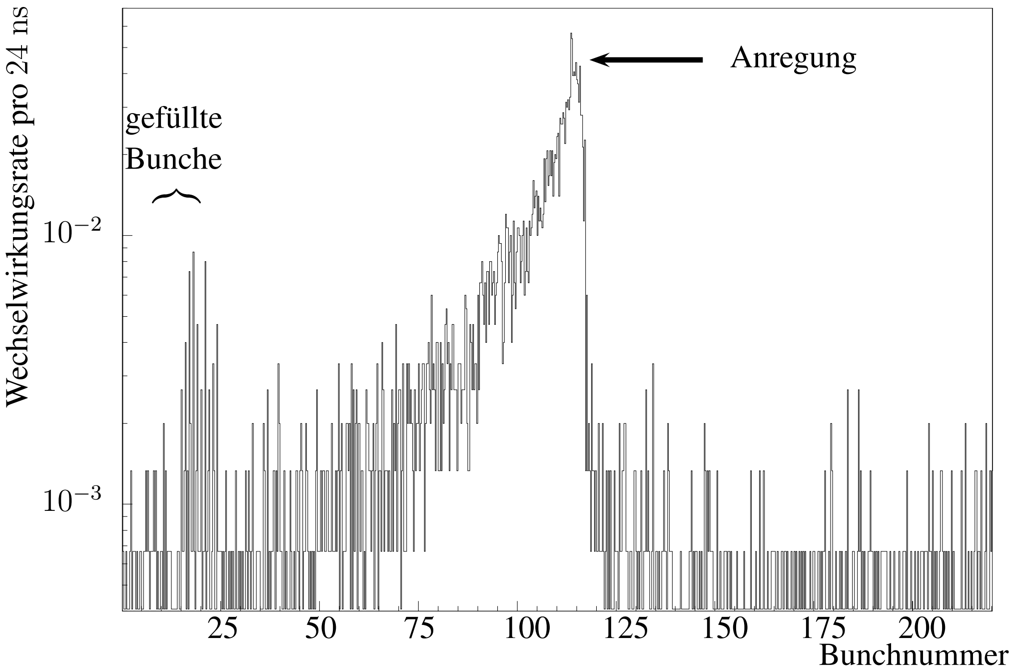


Abbildung 5.5: *Anregung des Coasting-Beam durch ein Kickersystem. Gezeigt ist die Anzahl der Wechselwirkungen im Target in einem Bunchspektrum. Die Bunche 15 bis 25 sind mit Protonen gefüllt. Bei Bunch 115 findet eine Anregung statt. Ab dem Zeitpunkt der Anregung nimmt die Coasting-Beam-Rate im Spektrum stark ab. Die Abnahme entspricht in dieser Darstellung einer Lebensdauer von* $0.5 - 3$ µs.

115 bis etwa 50 ist eine exponentielle Abnahme der Wechselwirkungen mit dem Target zu erkennen. Dabei sinkt die Anzahl der Wechselwirkungen durch die Coasting-Beam-Protonen zu kleineren Bunchnummern hin ab.

Da es sich bei den Coasting-Beam-Protonen um Teilchen mit negativer Energieabweichung handelt, kann die exponentielle Abnahme der Wechselwirkungen zu kleinen Bunchnummern hin erklärt werden: Wie erläutert wurde, laufen die relativistischen Coasting-Beam-Protonen mit negativer Energieabweichung schneller im Speicherring um als das Sollteilchen. Daher wechselwirken die Coasting-Beam-Protonen relativ zum Zeitpunkt der Anregung früher mit dem Targetdraht. Der exponentielle Abfall entspricht einer charakteristischen “Lebensdauer” der angeregten Coasting-Beam-Protonen. Die aus dem gezeigten Spektrum ermittelte Lebensdauer dieser Coasting-Beam-Protonen liegt zwischen 0.5 µs und 3 µs [Spr00].

Bei der Messung ist neben dem Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung und dem gebunchten Strahl kein signifikanter Coasting-Beam-Anteil mit positiver Energieabweichung zu beobachten. Wäre dies der Fall, würde man auch eine Erhöhung der Anzahl der Wechselwirkungen zu größeren Bunchnummern hin beobachten.

Schon aufgrund der Tatsache, daß die gespeicherten Coasting-Beam-Protonen bevorzugt auf den äußeren und den oberen Targets wechselwirken, konnte geschlossen werden, daß es sich bei diesen Coasting-Beam-Protonen um Protonen mit negativer Energie handelt. Die hier gezeigte unabhängige Messung bestätigt diesen Schluß zweifelsfrei.

5.1.5 Synchrotronstrahlung und transversale Drift

Bei der Bewegung der gespeicherten Protonen in die äußeren Strahlbereiche müssen zwei unterschiedliche Prozesse betrachtet werden: Die Diffusion und die Coasting-Beam-Drift. Durch Diffusion wird die Emittanz einzelner Teilchen durch stochastische Prozesse aufgeweitet, dadurch bewegen sich die Protonen in die äußeren Strahlbereiche. Die größere Emittanz sorgt dafür, daß die Teilchen auf beiden Seiten des Strahls zu beobachten sind. Die Drift des Coasting-Beam ist dagegen ein kontinuierlicher Prozeß, der dadurch zustande kommt, daß den Protonen, die die Separatrix überschritten haben, im Mittel keine Energie mehr zugeführt wird. Daher muß ab diesem Zeitpunkt die ansonsten für Protonenspeicherringe zu vernachlässigende Synchrotronstrahlung berücksichtigt werden. Der Synchrotronstrahlungsverlust der mit einer Energie von $920\ \mathrm{GeV}$ umlaufenden Protonen beträgt, nach Gleichung 4.56, etwa $W_0 = 9,5\ \mathrm{eV}$ pro Umlauf.

Die Zeit t_{akk}, während der die Coasting-Beam-Protonen akkumuliert bleiben, ergibt sich aus dem erlaubten Energiebereich zwischen Separatrix und Impulsakzeptanz. Zusammen mit der Umlaufzeit $T = 21.12\ \mu\mathrm{s}$ und dem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung pro Umlauf, ergibt sich die Akkumulationszeit t_{akk} zu etwa 2.8 Stunden:

$$t_{akk} = \frac{\Delta E_{Acc} - \Delta E_{Sep}}{W_0} \cdot T \approx 2.8\ \mathrm{h} \tag{5.15}$$

Coasting-Beam-Teilchen können also über mehrere Stunden im Speicherring gespeichert bleiben.

Aus dem Synchrotronstrahlungsverlust pro Umlauf und der Dispersion D am Ort des Targets, ergeben sich die Driftgeschwindigkeiten $\mathrm{v_{Drift\,x,y}}$ des Coasting-Beam für horizontale und vertikale Richtung:

$$\mathrm{v_{Drift\,x,y}} = D_{x,y} \left(\frac{W_0}{E}\right) \frac{1}{T} \tag{5.16}$$

Mit der in Abschnitt 4.1.6 angegebenen Dispersion ergeben sich für die beiden Richtungen die folgenden Driftgeschwindigkeiten:

$$\mathrm{v_{Drift\,x}} = -0.84\ \mathrm{mm/h} \tag{5.17}$$

$$\mathrm{v_{Drift\,y}} = -(0.40 \pm 0.04)\ \mathrm{mm/h} \tag{5.18}$$

Während der in Abschnitt 2.7.2 beschriebenen Messung vom 30.03.2000 konnte die durch Synchrotronstrahlung hervorgerufene Drift des Coasting-Beam beobachtet werden. Während der Meßphase betrug die Energie der Protonen $920\ \mathrm{GeV}$. Bei der Messung wurden die vier Titantargets der ersten Station verwendet. Die Wechselwirkungsrate wurde in mehreren Schritten von $5\ \mathrm{MHz}$ auf $40\ \mathrm{MHz}$ erhöht und anschließend wieder abgesenkt.

In Abbildung 5.6 ist nur der Teil der Messung gezeigt, bei dem die Wechselwirkungsrate abgesenkt wurde. Bei einer Wechselwirkungsrate von $40\ \mathrm{MHz}$ beträgt der Anteil der Coasting-Beam-Wechselwirkungen etwa 20%, beim Absenken der Wechselwirkungsrate steigt der Coasting-Beam-Anteil auf mehr als 50%.

Der starke Anstieg der relativen Coasting-Beam-Rate ab etwa 1:00h geht mit einer Veränderung der Targetpositionen einher. Abbildung 5.6 c) zeigt, daß gleichzeitig mit dem Anstieg

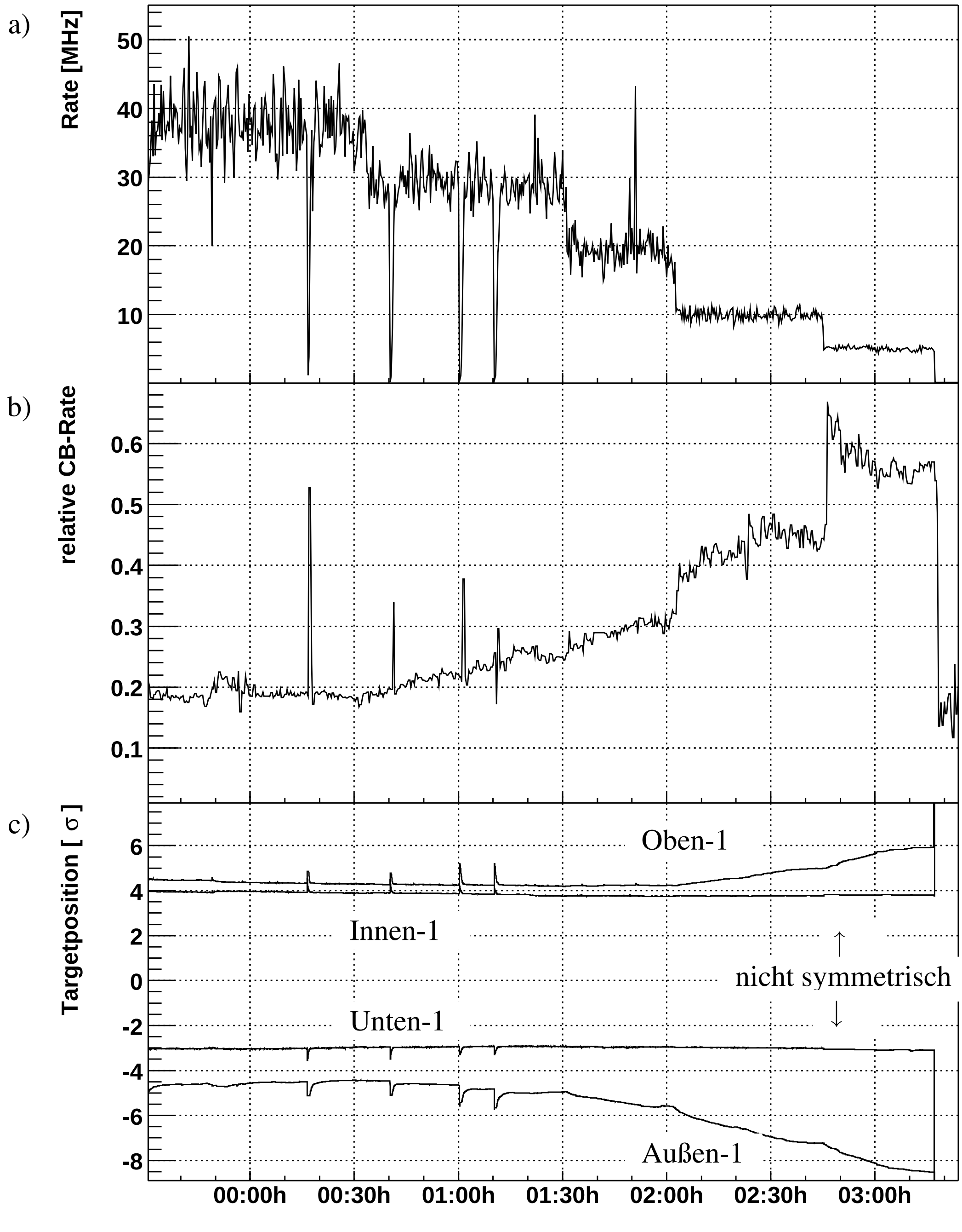


Abbildung 5.6: *Teil a) der Abbildung zeigt die Wechselwirkungsrate aufgetragen gegen die Zeit. Die Rate wurde in mehreren Stufen von* $40\ \mathrm{MHz}$ *auf* $5\ \mathrm{MHz}$ *gesenkt. Teil b) zeigt den relativen Coasting-Beam-Anteil in der Wechselwirkungsrate. Der Anteil steigt beim Senken der Wechselwirkungsrate an. In Teil c) ist die, um die Strahlposition korrigierte, Targetposition in Einheiten der Strahlbreite angegeben. Der Strahlzentrum befindet sich in dieser Darstellung bei etwa* $0\ \sigma$. *Beim Absenken der Wechselwirkungsrate werden das äußere und das obere Target durch die Drift des Coasting-Beam nach außen "gedrückt".*

Automatikrate MHz	Oben-1 mm/h	Unten-1 mm/h	Innen-1 mm/h	Außen-1 mm/h	stat. Fehler mm/h
40	0.05	0.16	0.04	0.28	± 0.03
30	0.11	0.17	0.05	0.21	± 0.03
20	-0.05	0.08	-0.02	-0.47	± 0.03
10	-0.45	-0.03	-0.01	-0.78	± 0.01
5	-0.86	-0.09	-0.03	-0.97	± 0.01

Tabelle 5.2: *Geschwindigkeiten der Targets für konstante Automatikraten. Eine negative Geschwindigkeit bedeutet, daß sich das Target vom Strahl entfernt. Bei* $10\ \mathrm{MHz}$ *entspricht die Wechselwirkungsrate am Innen-1- und Unten-1-Target etwa der Diffusionsrate; sie bleiben fast stehen. Die Geschwindigkeiten des äußeren und des oberen Targets sind durch die Coasting-Beam-Drift dominiert, beide Targets bewegen sich nach außen.*

der relativen Coasting-Beam-Rate das Außen- und das Oben-Target von der Targetsteuerung zurückgezogen werden. Die Steuerung hält damit, wie in Abschnitt 2.4 erklärt, die Beiträge der einzelnen Targets zur Gesamtrate konstant.

Bei der Bewegung der beiden Targets handelt es nicht um eine Reaktion der Steuerung auf eine Strahlpositionsänderung. Dies zeigt die Bewegung der anderen Targets, die sich wie zuvor verhalten. Im Falle einer Strahlbewegung würden alle Targets ihre Position deutlich verändern.

Die Geschwindigkeiten des oberen und des äußeren Target können mit den berechneten Driftgeschwindigkeiten des Coasting-Beam verglichen werden. Dabei wird angenommen, daß der Coasting-Beam dem oberen und dem äußeren Target entgegen driftet und sie so nach außen "drückt": Die Momentangeschwindigkeit v der Targets wird aus den gemessenen Positionen p für Zeitintervalle $\Delta t = 1$ s über:

$$\mathrm{v(t)} = \frac{p(t + \Delta t) - p(t)}{\Delta t} \tag{5.19}$$

bestimmt. In Tabelle 5.2 sind die als Mittelwert der Momentangeschwindigkeit bestimmten Geschwindigkeiten der einzelnen Targets angegeben.

Bei $40\ \mathrm{MHz}$ und bei $30\ \mathrm{MHz}$ bewegen sich alle Targets in Richtung Strahlzentrum. Die Targets kratzen am Strahl um die notwendige Wechselwirkungsrate zu erzeugen. Bei $20\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate kratzen nur noch das untere und das innere Target am Strahl. Die beiden vom Coasting-Beam betroffenen Targets, Oben-1 und Außen-1 bewegen sich langsam nach außen. Dabei steigt der relative Coasting-Beam-Anteil an. Bei $10\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate beträgt der Coasting-Beam-Anteil etwa 50%. Das obere und das äußere Target bewegen sich jetzt schneller nach außen. Das untere und das innere Target sind fast zum Stillstand gekommen (vgl. Tabelle 5.2), was zeigt, daß die Diffusionsrate etwa der halben Wechselwirkungsrate entspricht. Bei $5\ \mathrm{MHz}$ dominiert die Diffusion, alle Targets fahren nach außen.

Bei einer Automatikrate von $10\ \mathrm{MHz}$ sind die absoluten Positionsänderungen des inneren und des unteren Targets am kleinsten, dies zeigt, daß die natürliche Diffusionsrate etwa dem Ratenanteil dieser Targets entspricht. Zusätzlich zeigt der relative Coasting-Beam-Anteil von etwa

Target	Driftgeschwindigkeit der Coasting-Beam-Protonen [mm/h]	
	berechnet	gemessen
Oben-1	$-(0.40 \pm 0.04)$	$-(0.45 \pm 0.01)$
Außen-1	-0.84	$-(0.78 \pm 0.01)$

Tabelle 5.3: *Gegenüberstellung von berechneter und gemessener Geschwindigkeit der Coasting-Beam-Drift.*

50%, daß auf dem oberen und dem äußeren Target überwiegend Coasting-Beam-Protonen zur Wechselwirkung kommen. Daher bietet sich ein Vergleich der Coasting-Beam-Driftgeschwindigkeit mit der gemessenen Targetgeschwindigkeit bei dieser Wechselwirkungsrate an.

In Tabelle 5.3 sind die berechnete Driftgeschwindigkeit des Coasting-Beam durch Synchrotronstrahlung und die mit der Targetposition gemessene Driftgeschwindigkeit gegenübergestellt. Beide Werte stimmen gut überein.

Diese Übereinstimmung zeigt, daß die Targets wirklich durch die Coasting-Beam-Drift nach außen bewegt werden, da den Coasting-Beam-Protonen, wie erwartet, im Mittel keine Energie mehr zugeführt wird und sie durch den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung nach außen driften.

5.1.6 Kurzlebiger Coasting-Beam

Nach den bisher präsentierten Überlegungen werden die Coasting-Beam-Protonen akkumuliert, bis sie durch Synchrotronstrahlung genug Energie verloren haben, um eine Aperturgrenze wie das Target oder die Kollimatoren erreichen zu können, wo sie dann inelastisch wechselwirken. Die Berechnung der Akkumulationszeit t_{akk} hat gezeigt, daß die Lebensdauer der Coasting-Beam-Protonen im Bereich mehrerer Stunden liegt.

Zusätzlich zu dieser langlebigen Coasting-Beam-Komponente wird jedoch auch eine kurzlebige Coasting-Beam-Komponente beobachtet. Besonders gut zu erkennen ist die kurzlebige Komponente in einer Messung vom 23.10.1997, die bei einer Energie von $820\ \mathrm{GeV}$ durchgeführt wurde. Bei der Messung mit dem Außen-1-Target befanden sich nur 120 Bunche im Speicherring und die Wechselwirkungsrate wurde in mehreren Schritten von $4\ \mathrm{MHz}$ auf $30\ \mathrm{MHz}$ erhöht.

Abbildung 5.7 zeigt ein Bunchspektrum dieser Messung, das bei $30\ \mathrm{MHz}$ Wechselwirkungsrate aufgezeichnet wurde. Im linken Bereich befinden sich die 120 gefüllten Bunche. In der Darstellung unterhalb und zwischen den Bunchen sind die Coasting-Beam-Wechselwirkungen zu erkennen. Es fällt auf, daß in dem mit Protonen gefüllten Bereich der Coasting-Beam-Anteil größer ist, als in dem Bereich des Spektrums in dem keine gebunchten Protonen vorhanden sind. Zwischen beiden Bereichen gibt es einen Übergangsbereich in dem der Anteil an nicht gebunchten Wechselwirkungen, wie bei der in Abbildung 5.5 gezeigten Anregung des Coasting-Beam, zu kleinen Bunchnummern hin abnimmt. Somit handelt es sich wieder um Coasting-Beam-Protonen mit negativer Energieabweichung.

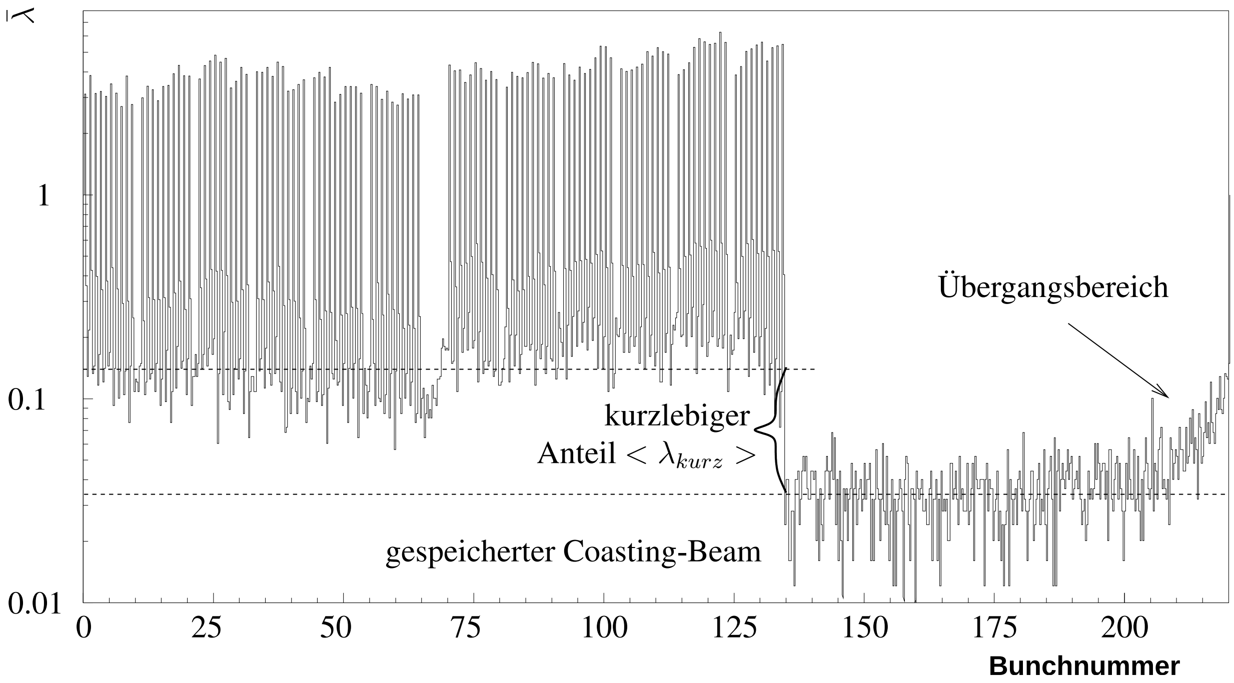


Abbildung 5.7: *Beobachtung des kurzlebigen Coasting-Beam [Spr00]. Bei der Messung waren nur 120 Bunche gefüllt. Der Coasting-Beam-Anteil bei den gefüllten Bunchen ist größer als der bei den nicht gefüllten Bunchen. Im Übergangsbereich zerfällt der kurzlebige Anteil.*

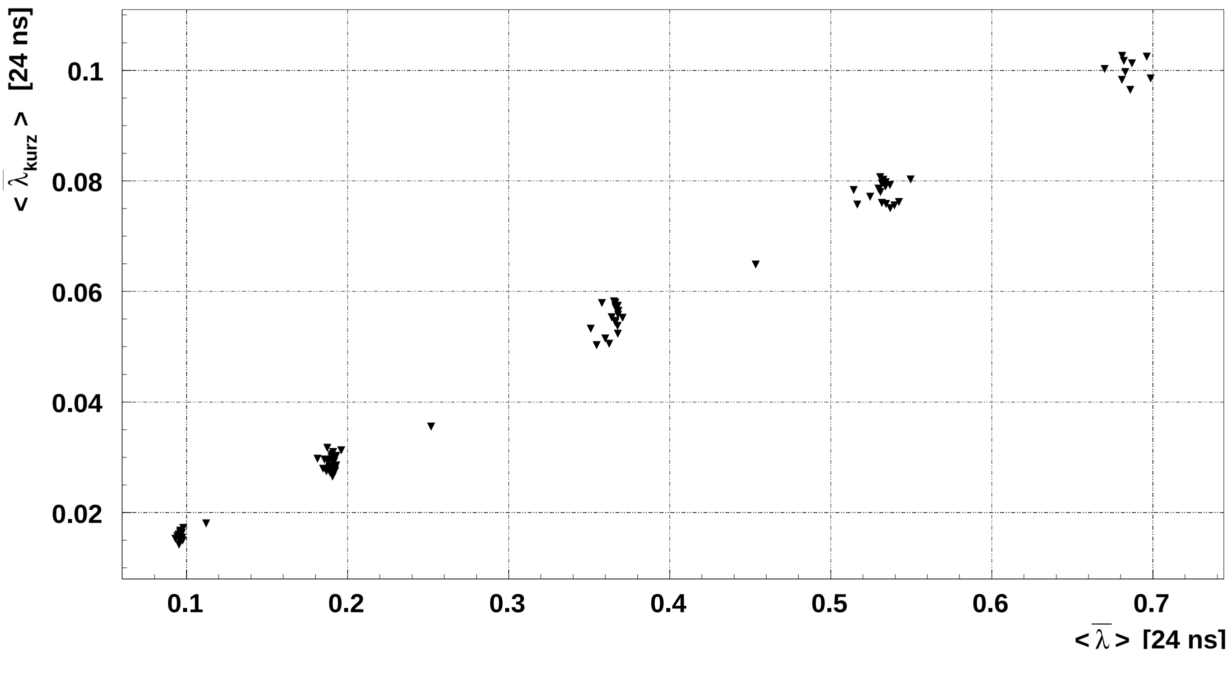


Abbildung 5.8: *Kurzlebiger Coasting-Beam-Anteil als Funktion der Wechselwirkungsrate [Spr00]. Die lineare Abhängigkeit des kurzlebigen Coasting-Beam von der Wechselwirkungsrate legt nahe, daß der kurzlebige Coasting-Beam mit dem Targetbetrieb zusammenhängt.*

Die schnelle Abnahme des Coasting-Beam-Anteils im Übergangsbereich zeigt, daß ein Teil des Coasting-Beam bei den gefüllten Bunchen kurzlebig ist. Sein mittlerer Anteil an der Wechselwirkungsrate pro Bin wird mit $< \lambda_{kurz} >$ bezeichnet. Der im Bereich der nichtgefüllten Bunche (Bunchnummer 135 bis 220) zu erkennende Coasting-Beam-Anteil kann als langlebig betrachtet werden, da sein Betrag zur Rate im gesamten Bereich des Bunchspektrums konstant bleibt.

Eine Abschätzung der Lebensdauer des kurzlebigen Coasting-Beam wurde durch die Anpassung einer Exponentialfunktion an den Übergangsbereich bestimmt. Sie beträgt [Spr00]:

$$\tau_{kurzlebigerCB} = (-1.03 \pm 0.11)\ \mu\mathrm{s} \tag{5.20}$$

Aus der Abbildung wurde in [Spr00] das Verhältnis von kurzlebigem zum gesamten Coasting-Beam abgeschätzt: Der Mittlere Coasting-Beam-Anteil im Bereich der Bunche beträgt $< \lambda_{CB} >= 0.138$ in beliebigen Einheiten. Der langlebige Coasting-Beam-Anteil beträgt $< \lambda_{lang} >= 0.035$, ebenfalls in beliebigen Einheiten. Für den kurzlebigen Anteil ergibt sich:

$$< \lambda_{kurz} >=< \lambda_{CB} > - < \lambda_{lang} >= 0.103\,. \tag{5.21}$$

Der relative Anteil des kurzlebigen Coasting-Beam am gesamten zu beobachtenden Coasting-Beam beträgt beim Betrieb eines äußeren Targets also:

$$A_{kurzl.CB} = \frac{\lambda_{kurz}}{\lambda_{CB}} \approx 75\%\,. \tag{5.22}$$

In Abbildung 5.8 ist der durch den mittleren kurzlebigen Coasting-Beam hervorgerufene Ratenanteil $< \bar{\lambda}_{kurz} >$ gegen die mittlere Wechselwirkungsrate pro 24 ns-Bin $< \bar{\lambda} >$, bei verschiedenen gesamt Wechselwirkungsraten (4 MHz, 8 MHz, 15 MHz, 20 MHz, 30 MHz) aufgetragen. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, aus dem durch eine lineare Ausgleichsrechnung ein konstanter relativer Beitrag der kurzlebigen Coasting-Beam-Wechselwirkungen zur gesamten, vom Target erzeugen Wechselwirkungsrate, von

$$\kappa_{CB} = (15.2 \pm 0.8)\% \tag{5.23}$$

ermittelt wurde [Spr00].

Daß der der Beitrag des kurzlebigen Coasting-Beam zur Wechselwirkungsrate proportional mit der Wechselwirkungsrate ansteigt legt nahe, daß der kurzlebige Coasting-Beam mit dem Targetbetrieb zusammenhängt. Prinzipiell gibt es zwei Modelle mit denen ein solches Verhalten plausibel gemacht werden kann:

- Parallel zum gebunchten Strahl existiert eine gespeicherte Coasting-Beam-Komponente. Dadurch kann eine Ratenerhöhung und die damit verbundene Bewegung des Targets in Richtung des Strahlzentrums auch eine Erhöhung der Coasting-Beam-Rate zur Folge haben.

- Der kurzlebige Coasting-Beam wird durch Energieverluste der Protonen im Target erzeugt.

Eine mögliche Erzeugung des kurzlebigen Coasting-Beam im Target wird daher im folgenden weiter untersucht.

5.2 Erzeugung von Coasting-Beam im Target

Der letzte Abschnitt hat gezeigt, daß die Wechselwirkungsrate des kurzlebigen Coasting-Beam proportional zur Wechselwirkungsrate ist. Die Proportionalität zeigt, daß ein direkter Zusammenhang mit dem Targetbetrieb besteht. Eventuell ist sogar der Energieverlust im Target für die Produktion von kurzlebigem Coasting-Beam verantwortlich. Daher wird in diesem Abschnitt untersucht, ob der Energieverlust der Protonen durch Ionisation und Anregung im Targetmaterial für den kurzlebigen Coasting-Beam verantwortlich sein kann.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton beim Durchflug des Targets genug Energie verliert, um den stabilen Bereich des Bunches zu verlassen, kann mit der in Abschnitt 4.3.3 eingeführten Energieverlustverteilung berechnet werden.

Ein Teilchen wird zum Coasting-Beam-Teilchen, wenn es durch einen ausreichend großen Energieverlust den stabilen Bereich innerhalb der Separatrix verlässt. Bei der folgenden Berechnung wird ein Teilchen als Coasting-Beam-Teilchen aufgefaßt, wenn der Energieverlust im Target ΔE die Separatrix für ein mit der Sollphase umlaufendes Teilchen nach Gleichung 4.72 überschreitet:

$$\Delta E > \Delta E_{Sep} \,. \tag{5.24}$$

Im ersten Schritt der Überlegungen wird von einem Sollteilchen mit der Sollenergie E ausgegangen. Die Energie- und Phasenverteilung der Teilchen vor dem Energieverlust wird zunächst vernachlässigt.

Die Wahrscheinlichkeit P_{x1} für einen Energieverlust größer E_{Sep} bei einem Durchflug durch das Target wird mit [Lan44]:

$$P_{x1} = \int\limits_{\Delta E_{Sep}}^{T_{max}} \varphi(\xi, \lambda)\, d(\Delta E) \tag{5.25}$$

bestimmt, wobei $\varphi(\xi, \lambda)$ die Landau-Funktion ist. Die obere Grenze entspricht dem maximal möglichen Energieübertrag T_{max} nach Gleichung 4.82. Die Werte der bei der Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.2 angegebenen.

Tabelle 5.4 faßt die nach Gleichung 5.25 berechneten Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Targetmaterialien zusammen. Die Wahrscheinlichkeit P_{x1} für einen genügend großen Energieverlust bei einem Durchflug durch das Target liegt je nach Targetmaterial zwischen $4 \cdot 10^{-5}$ und etwa $30 \cdot 10^{-5}$.

Die systematischen Fehler der Berechnung können durch eine Variation der Eingangsparameter ΔE_{Sep}, E_{prob} und ξ abgeschätzt werden (vgl. Abschnitt 4.3.3). Die Parameter wurden jeweils um $\pm 10\%$ variiert. Dabei zeigt sich, daß sich das Ergebnis der Berechnung im Falle der Variation von ΔE_{Sep} um etwa 10% ändert. Im Falle der Variation von E_{prob} und ξ ändert sich das Ergebnis um weniger als 1%.

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Coasting-Beam bei nur einem Durchflug ist sehr gering. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß bis zu 1000 Durchflüge durch ein Target notwendig sind um, eine inelastische Wechselwirkung zu erzeugen.

Als einfachste Näherung kann angenommen werden, daß solange sich die Teilchen im stabilen Bereich innerhalb der Separatrix befinden, sich die Energieverluste mehrerer Durchque-

Material	C	Al	Ti	Fe	Cu	W
P_{x1} $/10^{-5}$	4.6	5.3	8.4	15	17	32
N	762 ± 76	788 ± 79	550 ± 55	335 ± 34	301 ± 30	192 ± 19
P_{CB} %	3.5 ± 0.4	4.1 ± 0.4	4.6 ± 0.5	5.0 ± 0.5	5.0 ± 0.5	6.1 ± 0.6

Tabelle 5.4: *Berechnete Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Coasting-Beam in Targets aus verschiedenen Materialien mit einer Dicke $d = 500$ μm in Stahlrichtung. Angegeben sind: Die Wahrscheinlichkeit P_{x1} für einen Energieverlust $\Delta E > E_{Sep}$ bei einem Durchflug, die im Mittel notwendige Anzahl N von Durchflügen bis zur inelastischen Wechselwirkung im Target und die Wahrscheinlichkeit P_{CB} für einen Energieverlust $\Delta E > E_{Sep}$ vor einer inelastischen Wechselwirkung mit dem Target.*

rungen nicht summieren, da dem Teilchen die verlorene Energie vom HF-System immer wieder zugeführt wird. Daß sich die Amplitude der Synchrotronschwingung vergrößert, wird dabei vernachlässigt. Da sich in dieser Näherung die Energieverluste der einzelnen Umläufe

$$N = \frac{\lambda_I^*}{d} \cdot P_{x1} \,, \tag{5.26}$$

mit λ_I^* der Wechselwirkungslänge und d der Targetdicke in Protonrichtung, nicht summieren, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit P_{CB}, daß ein Teilchen vor einer inelastischen Wechselwirkung den stabilen Bereich verlässt, aus der Multiplikation der im Mittel notwendigen Anzahl von Durchflügen N mit der Wahrscheinlichkeit P_{x1} für einen ausreichend großen Energieverlust bei einem Durchflug:

$$P_{CB} = N \cdot P_{x1} = \frac{\lambda_I^*}{d} \cdot P_{x1} \,. \tag{5.27}$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Coasting-Beam-Protons P_{CB} liegt für die verschiedenen Targetmaterialien im Bereich zwischen 3 und etwa 6 Prozent, in Tabelle 5.4 sind die genauen Werte angegeben.

Bei der großen Anzahl von Teilchen, die durch das Target fliegen bedeutet dieses Ergebnis, daß kontinuierlich ein signifikanter Anteil von Coasting-Beam erzeugt wird. Da die Anzahl der durch das Target fliegenden Teilchen proportional mit der Wechselwirkungsrate steigt, ist auch die Coasting-Beam-Produktion proportional zur Wechselwirkungsrate R_G:

$$R_{cb,kurz} \sim R_G \tag{5.28}$$

Dieses Ergebnis stimmt mit der Beobachtung des mit der Wechselwirkungsrate ansteigenden kurzlebigen Coasting-Beam-Anteils im vorherigen Abschnitt überein.

Der berechnete, zur Wechselwirkungsrate relative Anteil der Coasting-Beam-Wechselwirkungen von etwa 5% ist jedoch deutlich kleiner als der bei der Messung ermittelte Anteil von etwa 15%.

δ	$2\frac{\Delta E}{E}$	$1\frac{\Delta E}{E}$	$0\frac{\Delta E}{E}$	$-1\frac{\Delta E}{E}$	$-1.5\frac{\Delta E}{E}$	$-2\frac{\Delta E}{E}$	$-2.5\frac{\Delta E}{E}$	$-3\frac{\Delta E}{E}$
P_{CB} %	2.3	2.8	4.6	6.9	8.8	12.1	14.6	50.0

Tabelle 5.5: *Berechnete Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Coasting-Beam im äußeren Target für Teilchen mit verschiedenen Ausgangsenergien.*

Bisher wurde davon ausgegangen, daß die Teilchen, die im Target wechselwirken, Sollenergie besitzen, es ist jedoch anschaulich klar, daß die Teilchen, die das äußere Target durchfliegen aufgrund von Dispersion bevorzugt eine negative Energieabweichung und die Protonen, die das innere Target durchfliegen eine positive Energieabweichung besitzen.

Im folgenden wird untersucht, wie die Wahrscheinlichkeit Coasting-Beam mit dem Target zu erzeugen von der Energie der Teilchen abhängt. Für Teilchen die mit einer negativen Energieabweichung durch das Target fliegen, ist der notwendige Energieverlust um ein Coasting-Beam-Teilchen zu erzeugen kleiner als bei einem Teilchen mit Sollenergie.

Um den Einfluß der Energieabweichung zu untersuchen, wurde die untere Grenze des Integrals in Gleichung 5.25 um die Energie δ variiert:

$$P_{x1} = \int\limits_{\Delta E_{Sep}+\delta}^{T_{max}} f(\xi, \lambda)\, d(\Delta E) \tag{5.29}$$

Die Variation der Teilchenenergie fand um einige Einheiten der typischen Strahlenergiestreuung $\Delta E/E = 6 \cdot 10^{-5}$ statt. Als Targetmaterial wurde Kohlenstoff gewählt. In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Sie zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Coasting-Beam im Target mit der negativen Energieablage der Teilchen zunimmt. Bei dem oben berechneten Anteil von im Target erzeugten kurzlebigem Coasting-Beam handelt es sich also um eine untere Abschätzung. Für innere Targets ist der berechnete Anteil eine obere Grenze.

Das Auftreten von targetinduziertem kurzlebigem Coasting-Beam wirft einige weitere Fragen auf, die für den Targetbetrieb bei HERA-B von Bedeutung sein können:

- Interessant ist, ob die im Target produzierten Coasting-Beam-Teilchen auch in den jeweiligen Targets zur Wechselwirkung kommen. Eine Antwort auf diese Frage ist von Bedeutung, da die Protonen, wenn sie schnell im Kollimator verloren gehen, keinen Einfluß auf den Targetbetrieb haben. Wenn sie jedoch im Target wechselwirken, wie die Messung des kurzlebigen Coasting-Beam es nahe legt, müssen sie bei den weiteren Überlegungen berücksichtigt werden. Die Frage kann mit der Targeteffizienz für den vom Target induzierten Coasting-Beam beantwortet werden.

- Weiterhin interessant ist die Lebensdauer der vom Target erzeugten Coasting-Beam-Teilchen. Sie bestimmt, ob die Teilchen in den Bunchspektren mit $24\ \mathrm{ns}$ sichtbar sind, und ob sie für den HERA-B-Detektor ein Problem darstellen. Außerdem kann sie mit der gemessenen Lebensdauer des kurzlebigen Coasting-Beam verglichen werden.

- Es kann untersucht werden, in welchem Maße targetinduzierte Coasting-Beam-Protonen auch auf inneren Targets wechselwirken. Dies ist von Interesse, da insbesondere diese Targets beim HERA-B-Meßbetrieb verwendet werden.

- In Bezug auf den Mehrtargetbetrieb ist wichtig, wie sich die Coasting-Beam-Wechselwirkungen über die einzelnen Targets verteilen. Mit Hilfe dieser Information kann z.B. entschieden werden, ob der Betrieb eines äußeren Targets zusammen mit einem inneren Target sinnvoll ist.

Im folgenden werden mit Hilfe der Simulation zunächst die Fragen nach der Targeteffizienz und nach der Lebensdauer beantwortet. Anschließend wird das Auftreten von Coasting-Beam an den inneren Targets und ihre Verteilung im Mehrtargetbetrieb mit Hilfe von Messungen untersucht.

5.2.1 Simulation von targetinduziertem Coasting-Beam

Um mit der Ein-Teilchen-Simulation durch Ionisation und Anregung im Targetmaterial, entstandene Coasting-Beam-Teilchen zu simulieren, werden die Anfangsparameter der Teilchen wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben generiert. Anschließend wird die Teilchenenergie um einen nach der Landauverteilung 4.90 zufällig bestimmten Energieverlust im Target mit $\Delta E > E_{Sep}$ verringert. Dabei wird vor dem Energieverlust eine gaußförmige Energieverteilung der Protonen beim Durchflug durch das Target angenommen. Der Betrag des Energieverlustes ΔE wird mit den in Tabelle 4.2 angegebenen Parametern im Intervall zwischen Separatrix und der fünffachen Impulsakzeptanz [E_{Sep},$5 \cdot E_{Acc}$] bestimmt (vgl. Abschnitt 5.1.2). Dadurch verlässt das Teilchen den stabilen Bereich der Separatrix. Die nach diesem Schema erzeugte Energieverteilung zu Beginn der Simulation ist Abbildung 5.9 gezeigt. Die untere Grenze ist durch die Separatrix gegeben, nach oben wurde die Verteilung bei der fünffachen Impulsakzepanz abgeschnitten, da solch große Energieverluste äußerst selten auftreten.

Als Targetmaterial für die Simulation wurde Kohlenstoff gewählt und die Targetposition entspricht $3.7\ \sigma$. Die Orientierung des Targets (Innen oder Außen) und die Kollimatorposition wird jeweils angegeben. Alle weiteren Parameter der Simulation entsprechen denen in Abschnitt 4.5. Alle Abbildungen in diesem Abschnitt wurden mit Daten des äußeren Targets für eine Kollimatorposition von $6\ \sigma$ erstellt.

5.2.2 Targeteffizienz für targetinduzierten Coasting-Beam

In Tabelle 5.6 sind die simulierten Targeteffizienzen für Coasting-Beam-Teilchen bei Kollimatorpositionen von 6 und $20\ \sigma$ gegenübergestellt. Zusätzlich sind die Werte für eine gaußförmige Energieverteilung bei einer Kollimatorposition von $6\ \sigma$ angegeben.

Die Targeteffizienz für im Target erzeugte Coasting-Beam-Teilchen ε_{cb} liegt im Falle des äußeren Targets, bei einer realistischen Kollimatorposition, für alle simulierten Fälle über 70%. Das bedeutet, daß die in äußeren Targets erzeugten Coasting-Beam-Teilchen im wesentlichen auch inelastisch mit dem Target wechselwirken. Die simulierte wahre Effizienz (vgl. Abschnitt 4.5) von nicht Coasting-Beam-Protonen beträgt mehr als 90 Prozent. Daher muß bei den in Abschnitt 5.1.6 bestimmten Anteil von etwa 15% Anteil von kurzlebigen Coasting-Beam-Wechselwirkungen an der Wechselwirkungsrate berücksichtigt werden, daß nur etwa 75% der vom äußeren

Target Kollimator $[\sigma]$	Außen 6	Innen 6	Außen 20	Innen 20
mittlere Lebensdauer [s] Targeteffizienz $\varepsilon_{cb}\,\%$	0.75 ± 0.01 73.7 ± 0.2	0.72 ± 0.01 57.5 ± 0.4	1.14 ± 0.02 98.0 ± 0.1	1.35 ± 0.03 94.7 ± 0.3
Energieverteilung	gaußförmig	gaußförmig		
mittlere Lebensdauer [s] Targeteffizienz $\varepsilon\,\%$	2.62 ± 0.03 96.1 ± 0.4	2.32 ± 0.02 96.9 ± 0.3		

Tabelle 5.6: *Lebensdauern, Targeteffizienzen und Akkumulation der simulierten Coasting-Beam-Teilchen bei zwei verschiedenen Kollimatorpositionen. Zum Vergleich sind ebenfalls die Lebensdauer und die Targeteffizienz für Teilchen mit einer gaußförmigen Energieverteilung angegeben.*

Target erzeugten auch im Target zur Wechselwirkung kommen, die Produktionsrate beträgt also etwa 20 Prozent.

Weiterhin zeigt die Effizienz des inneren Targets für targetinduzierte Coasting-Beam-Protonen von etwa 50%, daß auch diese mit dem Target wechselwirken. Die an inneren Targets erwartete Rate von targetinduzierten Coasting-Beam-Wechselwirkungen ist jedoch deutlich kleiner als die des äußeren Targets, da die Wahrscheinlichkeit für die Produktion solcher Protonen zum einen durch die Energieverteilung der Protonen beim Durchflug durch das Target kleiner wird (vgl. Tabelle 5.5) und zum anderen die Targeteffizienz für diese Protonen nur etwa 50% beträgt. Die obere Grenze der beim Betrieb dieses Targets zu beobachtenden Coasting-Beam-Rate durch targetinduzierte kann also nach:

$$A_{targetinduzierterCB,innen} < \varepsilon \cdot P_{CB} \tag{5.30}$$

abgeschätzt werden. Für ein inneres Titantarget ergibt sich, daß der Anteil kleiner als 2.3% ist.

Für innere und für äußere Targets ist bei einer Kollimatorposition von 6 σ die Targeteffizienz für Coasting-Beam-Teilchen kleiner als die Effizienz für Teilchen mit einer gaußförmigen Energieverteilung. Diese Beobachtung läßt sich mit der Ablage der Teilchen mit Energieabweichung erklären: Die Coasting-Beam-Teilchen kommen aufgrund der Ablage durch Dispersion dem äußeren und dem oberen Kollimator näher als Teilchen mit einer gaußförmigen Energieverteilung. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung in einem Kollimator. Ein Vergleich mit den Targeteffizienzen bei einer Kollimatorposition von 20 σ zeigt, daß wenn die Kollimatoren weiter geöffnet werden, die Effizienzen für kurzlebige Coasting-Beam-Teilchen etwa genau so groß sind wie die Effizienzen für Teilchen mit einer gaußförmigen Energieverteilung.

Die Targeteffizienz für targetinduzierten Coasting-Beam des äußeren Targets ist größer als die des inneren Targets. Auch dieses Ergebnis kann leicht plausibel gemacht werden: Coasting-Beam-Teilchen besitzen eine negative Energieabweichung, durch die Dispersion am Ort des Targets befinden sie sich bevorzugt weiter außen als Teilchen mit Sollenergie. Die Wahrscheinlichkeit das innere Target zu treffen sinkt daher, während die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit einen Kollimator, im Vergleich zum äußeren Target, gleich bleibt.

Damit ist die erste Frage aus Abschnitt 5.2 beantwortet: Die bestimmten Effizienzen zeigen,

Target-position	Kollimator-position	mittlere Phasendifferenz $\Delta T \sim \Delta\Psi$ $\tau_{targetinduzierterCB}$
Außen	6	(-0.84 ± 0.01) µs
Innen	6	(-0.99 ± 0.02) µs
Außen	20	(-2.42 ± 0.05) µs
Innen	20	(-2.69 ± 0.08) µs

Tabelle 5.7: *Simulierte mittlere Phasendifferenz der im Target wechselwirkenden targetinduzierten Coasting-Beam-Teilchen für zwei Kollimatorpositionen.*

daß der größte Teil des im Target erzeugten Coasting-Beam inelastisch mit dem Target wechselwirkt. Dies gilt für äußere und innere Targets.

5.2.3 Targetinduzierter Coasting-Beam im Synchrotronphasenraum

Die oben durchgeführte Simulation liefert auch Informationen darüber, wie groß die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ der vom Target induzierten Coasting-Beam-Teilchen gegenüber dem Sollteilchen wird, bis sie im Target wechselwirken. Desweiteren liefert sie Energiespektren der Teilchen, die im Target oder im Kollimator verloren gehen. Mit Hilfe dieser Informationen kann die Frage, ob die targetinduzierten Coasting-Beam-Teilchen den Bunch verlassen und als Coasting-Beam beobachtet werden können, beantwortet werden. Es kann untersucht werden, ob der kurzlebige Coasting-Beam durch den targetinduzierten Coasting-Beam erklärt werden kann.

Abbildung 5.9 zeigt die histogrammierte Energieabweichung $\Delta E/E$ der Teilchen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Target bzw. den Kollimatoren. Teilchen mit großer Energieabweichung wechselwirken bevorzugt in den Kollimatoren, Teilchen mit geringerer Energieabweichung im Target.

Abbildung 5.10 zeigt ein Histogramm der nach Gleichung 4.60 als Zeitdifferenz ΔT ausgedrückten Phasendifferenz $\Delta\Psi$. Diese Einheit für die Phaseverschiebung wird aus zwei Gründen verwendet: Sie ist wesentlich anschaulicher als eine große Phasenverschiebung und die Zeitdifferenz kann direkt mit der Messung der Lebensdauer des kurzlebigen Coasting-Beam mit Hilfe der Bunchspektren verglichen werden. Die mittlere Phasendifferenz oder Lebensdauer des für das äußere Target simulierten targetinduzierten Coasting-Beam beträgt:

$$\tau_{targetinduzierter_{CB}} = (-0.84 \pm 0.01)\ \mu\mathrm{s}\,. \tag{5.31}$$

In Tabelle 5.7 sind die mittleren Phasendifferenzen für die verschiedenen Targets und Kollimatorpositionen angegeben. Der statistische Fehler folgt dabei aus der Streuung um den Mittelwert. Die ermittelten Phasendifferenzen liegen im Bereich einer Mikrosekunde. Bei weit geöffneten Kollimatoren steigt die mittlere Phasendifferenz deutlich an. Die im Target produzierten Coasting-Beam-Protonen wechselwirken, bei realistischen Kollimatorpositionen, mit einem Abstand von etwa einer Mikrosekunde zum Sollteilchen. Die Simulation zeigt, daß sich die targetinduzierten Coasting-Beam-Teilchen am äußeren und inneren Target qualitativ gleich verhalten. Dieses Ergebnis wird im Folgenden noch weiter untersucht.

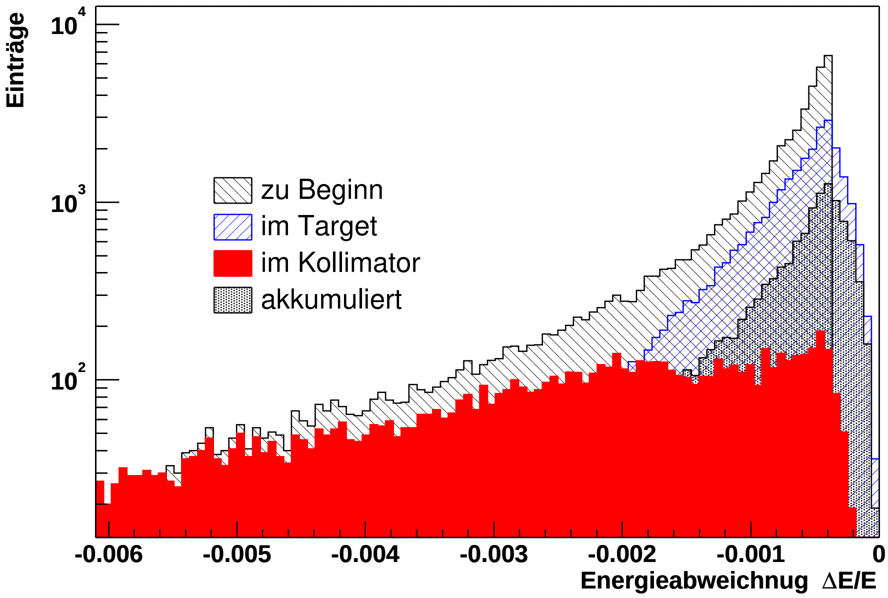


Abbildung 5.9: *Histogrammierte relative Energieabweichung: Zu Beginn der Simulation, für Teilchen die im Kollimator oder im Target wechselwirken und für akkumulierte Teilchen am Ende der Simulation.*

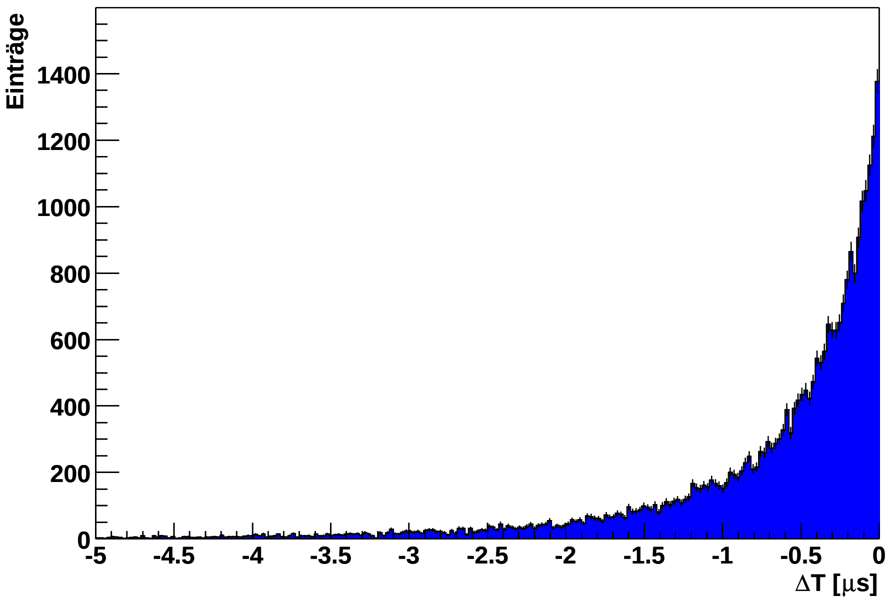


Abbildung 5.10: *Phasenverschiebung ΔT für Teilchen, die im Target wechselwirken. Die mittlere Phasenverschiebung beträgt* (-0.84 ± 0.01) μs. *Die Binbreite entspricht der vierfachen Bunchlänge bzw. der Auflösung des FADC-Systems.*

Um den Einfluß der Energieverteilung der Teilchen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung zu untersuchen, wurde für ein Außen-Target auch eine Simulation mit Coasting-Beam-Teilchen mit einer Energieabweichung größer $3 \cdot \Delta E/E|_{RMS}$ durchgeführt. Dabei ergab sich eine mittlere Phasenverschiebung von (-0.83 ± 0.01) µs, die innerhalb des Fehlers mit der oben bestimmten Phasenverschiebung übereinstimmt. Dies zeigt, daß die mittlere Phasendifferenz bei der inelastischen Wechselwirkung nicht von der Energieabweichung zum Zeitpunkt des Energieverlustes $\Delta E > E_{Sep}$ abhängt. Dies ist von Bedeutung, da wie gezeigt wurde die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von Coasting-Beam von dieser Energieabweichung abhängt.

Die Phasenverschiebung der targetinduzierten Coasting-Beam-Teilchen entspricht der Phasenverschiebung der kurzlebigen Coasting-Beam-Teilchen gegen den Bunch bzw. das Sollteilchen. Daher kann die mit der Simulation bestimmte Phasendifferenz (-0.83 ± 0.01) µs mit der Lebensdauer des kurzlebigen Coasting-Beam von (-1.03 ± 0.11) µs verglichen werden. Beide Werte liegen bei einer Mikrosekunde und sind etwa gleich:

$$\tau_{kurzlebigerCB} \approx \tau_{targetinduzierterCB}. \tag{5.32}$$

Zusätzlich liegt die simulierte Phasendifferenz in dem bei der Anregung des Coasting-Beam mit einem Kicker in Abschnitt 5.1.4 ermittelten Lebensdauer im Bereich von $0.5 - 3$ µs. Die Übereinstimmungen der Simulation mit den Messungen zeigt, daß das Modell des Energieverlustes im Target nicht nur den Anteil des kurzlebigen Coasting-Beam am äußeren Target beschreiben kann, sondern auch die Lebensdauer der kurzlebigen Coasting-Beam-Protonen.

Da die ermittelte mittlere Phasendifferenz viel größer als die zeitliche Auflösung des FADC-Systems von 24 ns ist, können die Teilchen als Coasting-Beam in den Bunchspektren der Wechselwirkungsrate beobachtet werden. Die in Abbildung 5.11 gezeigte Simulation veranschaulicht den Effekt. Wie bei der in Abbildung 5.7 gezeigten Messung sind nur 120 Bunche gefüllt. Von jedem Bunch werden relativ zur Wechselwirkungsrate 5% Coasting-Beam-Teilchen erzeugt, die dann mit der bestimmten Lebensdauer wechselwirken. Durch die große mittlere Phasenverschiebung überlappen die in den Bunchen erzeugten Coasting-Beam-Anteile im Bereich der Bunche und ein kontinuierlicher kurzlebiger Coasting-Beam-Anteil, der im Übergangsbereich zerfällt, ist zu beobachten. Eine langlebige Coasting-Beam-Komponente, wie bei der Messung ist in dieser Abbildung selbstverständlich nicht vorhanden.

5.3 Betrieb der inneren oder unteren Targets

Das Verhalten der inneren und unteren Targets bei der Bewegung an den Protonenstrahl weicht gänzlich von dem Verhalten der äußeren Targets ab. Wenn die inneren oder unteren Targets den Protonenstrahl erreichen, ist der zu beobachtete Anteil von Coasting-Beam-Wechselwirkungen wesentlich kleiner als bei dem äußeren Target, er beträgt etwa 5 Prozent der Wechselwirkungsrate. Nach der Diskussion des Anteils an targetinduzierten für innere Targets in Abschnitt 5.2.2 erscheint dieser Wert jedoch als zu groß.

Abbildung 5.12 zeigt die am Innen-2-Target zu beobachtende Bunchstruktur. Um trotz der kleinen Akzeptanz des Szintillationszählersystems ausreichend Einträge in den Coasting-Beam-Bins zu haben, wurde das Bunchspektrum am 17.06.2000, als mittleres Spektrum aus Einzel-

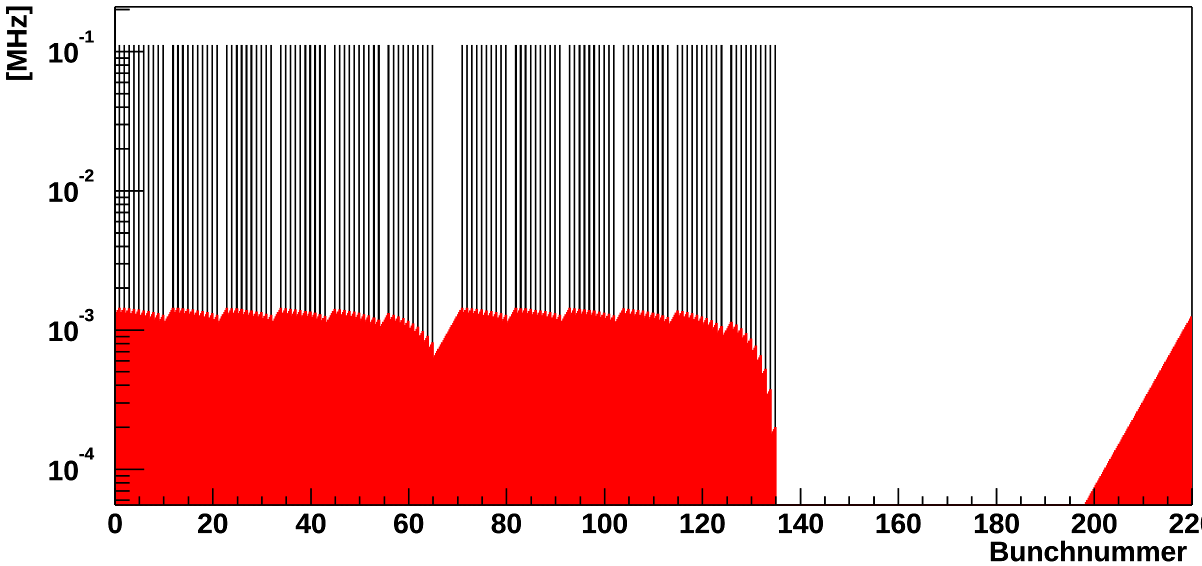


Abbildung 5.11: *Bunchspektrum mit simulierter Phasenverschiebung. Von jedem Bunch werden gebunchte Wechselwirkungen erzeugt. Zusätzlich wird in dem simulierten äußeren Titantarget Coasting-Beam produziert, der dann mit der typischen Lebensdauer* $\tau = 1$ µs *bzw. Phasenverschiebung abnimmt. Durch die große mittlere Phasenverschiebung summieren sich die Coasting-Beam-Beiträge im Bereich der Bunche zu einem kontinuierlichen kurzlebigen Coasting-Beam-Anteil, der im Bereich ohne gefüllte Bunche mit der Lebensdauer abnimmt.*

spektren über mehrere Stunden berechnet. Die Bunchstruktur ist in dem Spektrum deutlich zu erkennen. Unterhalb der Bunche ist der Coasting-Beam-Anteil zu beobachten. Es fällt auf, daß der Anteil in den Bunchlücken zu großen Bunchnummern hin abnimmt. Diese Abnahme findet in die entgegengesetzte Richtung statt, wie bei dem Betrieb des äußern Targets und zeigt, daß hier Coasting-Beam-Teilchen mit *positiver* Energieabweichung zur Wechselwirkung kommen. Dieses Verhalten ist durchweg in den Spektren der Jahre 2000 bis 2003 zu beobachten. Die positive Energieabweichung bedeutet, daß der hier zu beobachtende kurzlebige Coasting-Beam nicht durch einen Energieverlust erzeugt worden sein kann. Daher darf die im letzten Abschnitt bestimmte obere Grenze nicht zum Vergleich der Anteile herangezogen werden. Zusätzlich kann nicht ausgeschlossen werden, daß auch ein kleinerer Anteil von langlebigen Coasting-Beam-Protonen am inneren Target wechselwirkt.

Die Spektren mit Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung unterscheiden sich von den im Jahr 1997 beobachteten Spektren. Abbildung 5.13 zeigt ein auf die gleiche Weise aufgezeichnetes Bunchspektrum aus dem Jahr 1997. In diesem Bunchspektrum findet die Abnahme des Coasting-Beam-Anteils, wie bei dem äußeren Target zu kleinen Bunchnummern hin ab, in diesem Fall handelt sich also um Protonen mit *negativer* Energieabweichung.

Während die Messung aus dem Jahr 1997 mit dem Modell des Energieverlusts im Target zu erklären ist, kann der Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung nicht mit diesem Modell

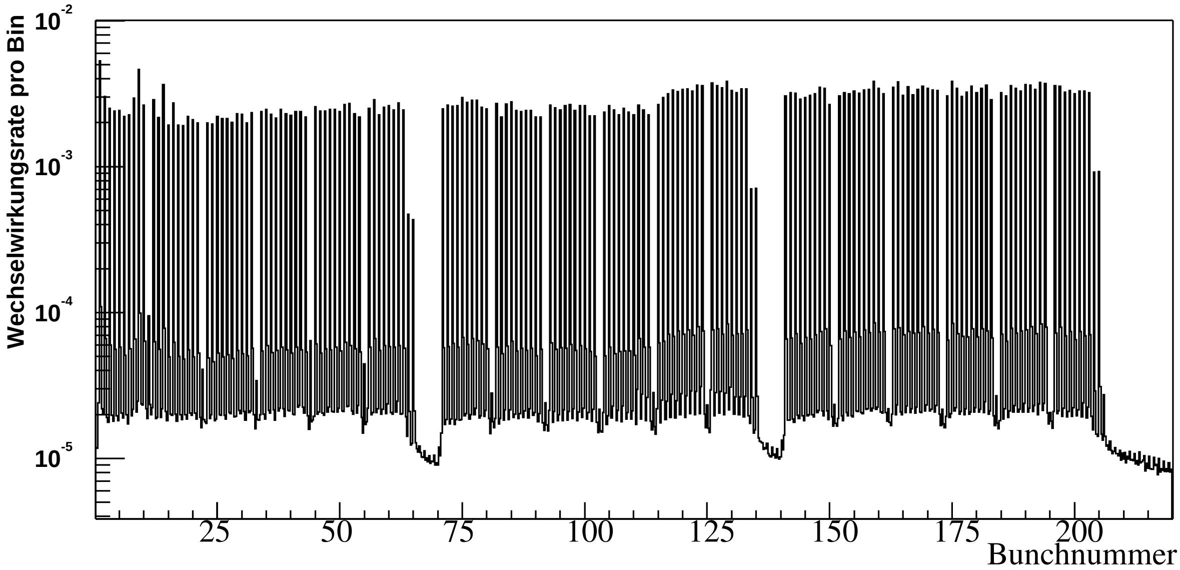


Abbildung 5.12: *Mit dem inneren Kohlenstofftarget der Station 2 gemessenes Bunchspektrum mit positiver Phasenverschiebung vom 17.06.2000.*

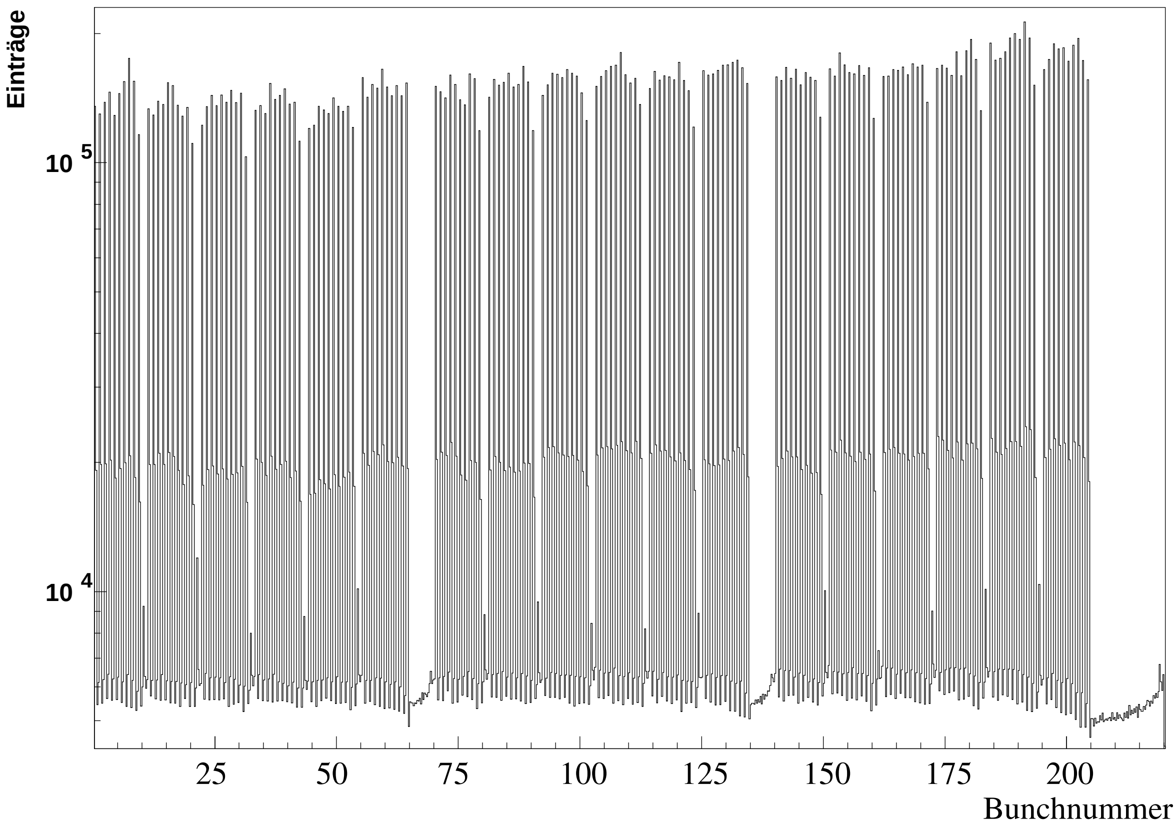


Abbildung 5.13: *Am 29.10.1997 aufgezeichnetes Bunchspektrum mit negativer Phasenverschiebung eines inneren Aluminiumtargets der Station 1 [Spr00]*

Strom-bereich	Coasting-Beam-Anteil %
105-95	4.59 ± 0.03
95-92	5.46 ± 0.04
92-88	4.75 ± 0.04
88-81	4.76 ± 0.03

Tabelle 5.8: *Coasting-Beam-Anteile des Innen-2 Kohlenstofftargets bei verschieden Protonenströmen. Die bestimmten Anteile lassen keinen systematischen Trend erkennen.*

erklärt werden. Daher sind die Unterschiede der Betriebsphasen 1997 und 2000 interessant. Die Hauptunterschiede sind:

- Die Energie der Protonen wurde von 820 GeV auf 920 GeV erhöht.
- Im Jahr 2001 wurde im Frequenzspektrum eines der 52 MHz-HF-Systems eine Linie beobachtet, die es in früheren Jahren nicht gab [Wan03].
- Im Mittel wurden wesentlich größere Protonenströme gespeichert.

Die Erhöhung der Energie sollte keinen Einfluß darauf besitzen, ob positiver oder negativer Coasting-Beam produziert wird. Durch zusätzliche Linien oder zusätzliches Rauschen in den HF-Systemen des Speicherrings kann, wie in Abschnitt 5.7.3 diskutiert wird, langlebiger Coasting-Beam mit $\Delta E/E < 0$ produziert werden. Ob dieser Effekt auch für positiven kurzlebigen Coasting-Beam verantwortlich sein kann wurde noch nicht studiert [IL01, IL03]. Der Unterschied der in den Jahren 1997 und 2000 gespeicherten Ströme könnte zusammen mit der in Abschnitt 5.7.2 beschriebenen Intrabeam-Streuung einer der Gründe für die unterschiedlichen Beobachtungen sein, daher wird im folgenden der Anteil von positivem Coasting-Beam bei verschiedenen Strömen im Jahr 2000 untersucht.

Abbildung 5.14 zeigt vier Spektren aus dem Jahr 2000, die bei Strömen im Bereich von 105 bis 81 mA aufgezeichnet wurden. Um diesen Strombereich analysieren zu können, wurden Daten aus einem Zeitraum von zwei Wochen verwendet. Die Spektren zeigen alle das gleiche Verhalten in den Bunchlücken, die Anzahl der Coasting-Beam-Wechselwirkungen nimmt zu großen Werten hin ab. In Tabelle 5.8 sind die aus den Spektren bestimmten Anteile der Coasting-Beam-Wechselwirkungen angegeben. Sie zeigen keine systematische Abhängigkeit vom Protonenstrom. Die Variation der Anteile ist jedoch größer als die mit Hilfe der Streuung der Coasting-Beam-Anteile in den Einzelspektren[3] bestimmten Fehler. Die Ursache für die große Variation der Anteile liegt wahrscheinlich in unterschiedlichen Betriebsparametern des Speicherrings, die in den unterschiedlichen Betriebsphasen durchaus verschieden sein können.

Weiterhin kann untersucht werden, ob der Coasting-Beam-Anteil von der Wechselwirkungsrate abhängt. In Tabelle 5.9 sind die Coasting-Beam-Anteile für die Raten 5,10 und 15 MHz angegeben. Die einzelnen Messungen haben einen Abstand von mehreren Wochen. Bei dieser Untersuchung zeigt sich, daß der relative Anteil nicht von der Wechselwirkungsrate abhängt.

[3]Die Einzelspektren wurden im zwei Minutenabstand aufgezeichnet.

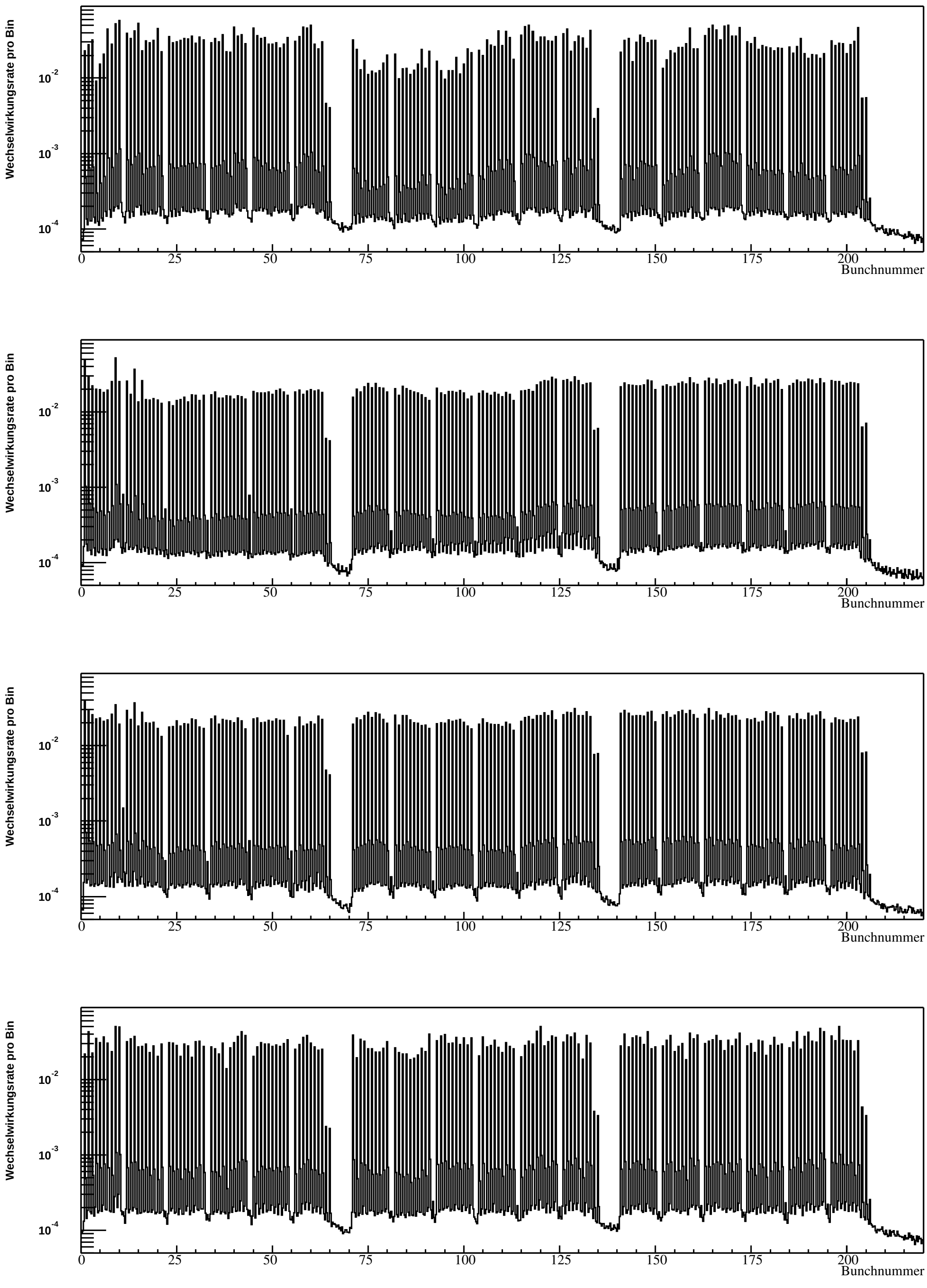


Abbildung 5.14: *Bunchspektren bei verschiedenen Bunchströmen. Von oben nach unten:* $(105-95)$ mA, $(95-92)$ mA, $(92-88)$ mA, $(88-81)$ mA. *Die Coasting-Beam-Anteile sind in Tabelle 5.8 angegeben.*

Wechselwirkungs-rate	Coasting-Beam-Anteil %
5 MHz	4.75 ± 0.04
10 MHz	4.49 ± 0.03
15 MHz	4.30 ± 0.02

Tabelle 5.9: *Coasting-Beam-Anteile des Innen-2 Kohlenstofftargets bei verschieden Wechselwirkungsraten. Die relativen Anteile zeigen keine systematische Abhängigkeit.*

Dieser Zusammenhang ist besonders bemerkenswert: Daß der relative Coasting-Beam-Anteil nicht von der Targetrate abhängt zeigt, daß die Coasting-Beam-Wechselwirkungen mit der Targetrate ansteigen. Die Spektren zeigen, daß es sich bei den Protonen um Teilchen mit einer positiven Energieabweichung handelt. Also müssen die Protonen, die im Target wechselwirken vorher beschleunigt worden sein. Die Beschleunigung ist dabei so groß, daß die Protonen den stabilen Bereich der Separatrix verlassen ($\Delta E > E_{Sep}$). Im Target selbst können die Teilchen nur Energie verlieren, daher muß, auch wenn die Rate des positiven kurzlebigen Coasting-Beam mit der Targetrate ansteigt ein anderer Prozeß als der Energieverlust im Target für die Produktion dieses Anteils verantwortlich sein. Die Proportionalität zu den Wechselwirkungen im Target kann nur eine Ursache haben: Bei den Protonen mit einer positiven Energieabweichung handelt es sich um gespeicherte Protonen die zwischen Impulsakzeptanz und Separatrix existieren. Das Target bringt die gespeicherten Coasting-Beam-Protonen mit positiver Energieabweichung, proportional zur gesamten Wechselwirkungsrate zur Wechselwirkung. Eine langlebige positive Coasting-Beam-Komponente kann jedoch nicht existieren, da die positiven Coasting-Beam-Protonen durch Synchrotronstrahlung kontinuierlich Energie verlieren und nach einer von ihrer Energieabweichung abhängigen Zeit in einem stabilen Bereich im longitudinalen Phasenraum eingefangen werden oder als negativer Coasting-Beam verloren gehen. Mögliche vom Target unabhängige Prozesse zur Erzeugung von Coasting-Beam werden in Abschnitt 5.7 diskutiert.

Abbildung 5.15 zeigt Histogramme der relativen Coasting-Beam-Anteile der Targets Unten-1, Innen-1, Unten-2 und Innen-2 im gesamten Jahr 2000. Dazu wurden alle vorliegenden FADC-Spektren des Jahres 2000 ausgewertet, bei denen die Targets jeweils bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz betrieben wurden. Die FADC-Spektren wurden über das gesamte Jahr im Abstand von 2 Minuten gespeichert.

Die stark unterschiedliche Statistik für die einzelnen Targets resultiert aus den jeweiligen Betriebsdauern der Targets: Die inneren Targets wurden am häufigsten bei der Datennahme verwendet, da bei ihrem Betrieb typischerweise der geringste Coasting-Beam-Anteil beobachtet wird. Von den beiden inneren Targets wurde meist das mit Kohlenstoff bestückte Innen-2-Target eingesetzt, da beim Betrieb dieses Targets weniger Fluktuationen der Wechselwirkungsrate auftreten, als bei dem Betrieb des mit einem Titandraht bestückten Innen-1-Targets. Die mit den unteren Targets produzierte Wechselwirkungsrate fluktuiert grundsätzlich mehr als die von den inneren Targets erzeugte Wechechselwirkungsrate, daher wurden sie noch seltener eingesetzt. Insbesondere das mit Wolfram bestückte Unten-2-Target wurde aus diesem Grund kaum betrieben.

In Tabelle 5.10 sind die Mittelwerte mit ihrer Streuung und die wahrscheinlichsten Werte

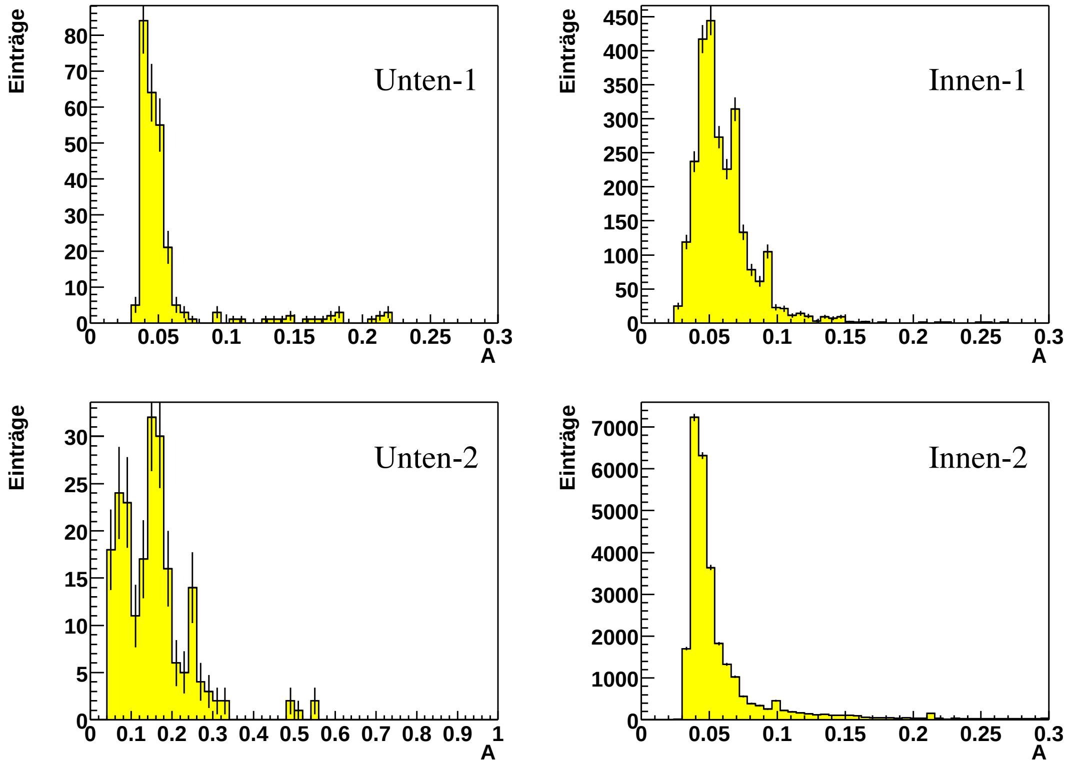


Abbildung 5.15: *Histogrammierte, im Jahr 2000 im Abstand von 2 Minuten bestimmte relative Coasting-Beam-Anteile einzelner Targets bei einer Wechselwirkungsrate von* $5\ \mathrm{MHz}$*. Es wurde keine weitere Selektion der Daten vorgenommen.*

mit der vollen Breite beim halben Maximum (FWHM) der Verteilungen der relativen Coasting-Beam-Anteile zusammengefaßt. Für das Unten-2-Target wurde kein wahrscheinlichster Wert angegeben, da hier zwei Maxima existieren.

Die Verteilungen sind asymmetrisch mit einem Schwanz zu großen Werten. Bei einer genauen Betrachtung der verwendeten Meßreihen wurde festgestellt, daß die Schwänze jeweils bei Betriebsphasen entstehen, in denen der Coasting-Beam-Kicker betrieben wurde. Ziel des Coasting-Beam-Kicker Einsatzes war es, die Coasting-Beam-Protonen in der Kickerlücke anzuregen und so dafür zu sorgen, daß sie an einer Aperturgrenze wechselwirken [MK00]. Leider gibt es keine kontinuierlichen und vollständigen Aufzeichnungen über die Zeitpunkte an denen das System in Betrieb war. Wie die Messungen zeigen, hat der Kicker zu zusätzlichen Coasting-Beam-Wechselwirkungen an den inneren Targets geführt und wurde daher ab einem bestimmten Zeitpunkt nicht mehr betrieben. Mit dem zeitweisen Betrieb des Coasting-Beam-Kickers kann auch erklärt werden, daß die jeweiligen wahrscheinlichsten Coasting-Beam-Anteile größer sind, als die in den Tabellen 5.8 und 5.9 angegebenen Anteile bei deren Bestimmung absolut sichergestellt wurde, daß der Kicker nicht in Betrieb war.

Die ermittelten Coasting-Beam-Anteile zeigen, daß beim Betrieb der inneren und unteren Targets immer ein Coasting-Beam-Anteil vorhanden ist. Der zu beobachtende relative Anteil der

Target	Material	Messungen	Coasting-Beam-Anteil % Mittelwert	Coasting-Beam-Anteil % wahrscheinlichster Wert
Unten-1	Ti	262	6.9 ± 4.2	5.1 ± 1.8
Innen-1	Ti	2550	7.3 ± 2.6	5.7 ± 3.0
Unten-2	W	195	18.2 ± 9.6	-
Innen-2	C	27168	7.0 ± 3.9	5.1 ± 1.8

Tabelle 5.10: *Relative Coasting-Beam-Anteile der einzelnen Targets bei* $5\ \mathrm{MHz}$ *Wechselwirkungsrate.*

Coasting-Beam-Wechselwirkungen beträgt etwa 5 Prozent, hängt nicht vom Protonenstrom ab und ist unabhängig von der Targetrate. Der beobachtete Anteil liegt signifikant über dem für innere Targets mit dem Energieverlust im Target erklärbaren Anteil. Es hat sich gezeigt, daß sich der an den inneren Targets auftretende Coasting-Beam aus Protonen mit positiver Energieverteilung zusammensetzt. Das Auftreten von Coasting-Beam mit einer positiven Energieabweichung ist dabei völlig unerwartet, da er bei vorherigen Messungen nicht beobachtet wurde.

5.4 Mehrtargetbetrieb

Eine Analyse der Coasting-Beam-Wechselwirkungen beim Mehrtargetbetrieb kann Aufschluß darüber geben, wie sich die Coasting-Beam-Wechselwirkungen auf den Targets verteilen. Interessant dabei ist z.B., ob die im äußeren Target gestreuten Coasting-Beam-Teilchen verstärkt in inneren Targets zur Wechselwirkung kommen können. Da es mit dem Targetsystem nicht möglich ist, die Beiträge einzelner Targets an der Coasting-Beam-Rate zu bestimmen, werden zu diesem Zweck Daten des HERA-B-Vertexdetektors eingesetzt. Mit dem Vertexdetektor ist es möglich, Primärwechselwirkungen zu rekonstruieren und diese anschließend bestimmten Targets zuzuordnen. Da gleichzeitig eine Information darüber vorhanden ist, von welchen Protonenbunchen die rekonstruierten Wechselwirkungen erzeugt wurden, können Bunchspektren erstellt werden.

Bei der Analyse wurde der HERA-B Datensatz 14981 vom 28.04.2000 verwendet, der über einen Zeitraum von $30\ \mathrm{Minuten}$ erfaßt wurde. Zum Zeitpunkt der Datennahme wurden alle vier Targets der ersten Station bei einer gesamten Wechselwirkungsrate von $10\ \mathrm{MHz}$ betrieben. Die Targets waren alle mit Titandrähten gleicher Geometrie bestückt, daher sollten bei der Bestimmung der Coasting-Beam-Anteile der einzelnen Targets keine Material- oder Geometrieabhängigkeiten auftreten.

Die mit dem Vertexdetektor rekonstruierten Spuren des Datensatzes wurden mit der HERA-B-Software ARTE [Alb95] zu etwa $10\,000$ Primärvertizes kombiniert. Bei der Analyse werden nur Primärvertizes mit mindestens 3 Spuren verwendet.

Abbildung 5.16 zeigt die aus den Daten rekonstruierten Primärvertizes aufgetragen in der xy-Ebene des HERA-B-Koordinatensystems. Die vier Targets sind deutlich zu erkennen. Die gekreuzten Linien stellen die Schnitte dar, nach denen die Vertizes den einzelnen Targets zuge-

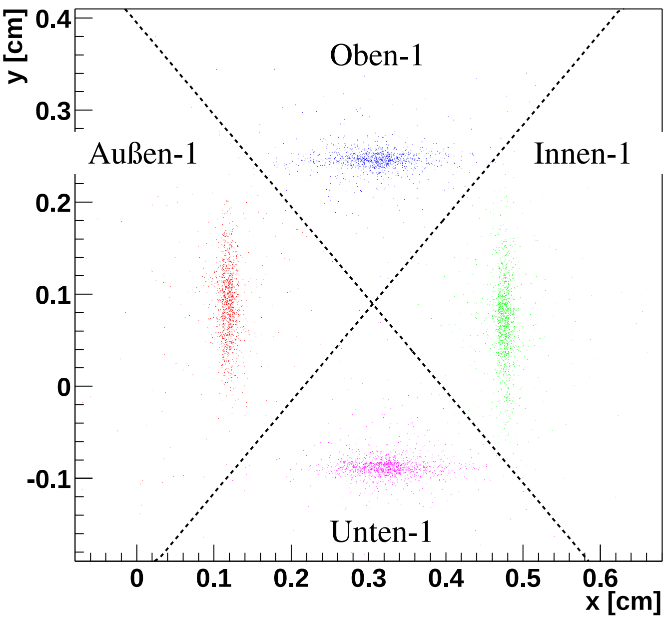


Abbildung 5.16: *Mit dem HERA-B-Vertexdetektor rekonstruierte Primärvertizes aufgetragen in der xy-Ebene des HERA-B-Koordinatensystems. Die eingezeichneten Linien zeigen die Schnitte, mit denen die Vertizes den einzelnen Targets zugeordnet wurden.*

ordnet werden.

Die größte Effizienz für die Rekonstruktion einzelner Treffer in den Siliziumstreifenzählern erreicht der Vertexdetektor im Bereich von ± 15 ns um die nominalen Bunchpositionen [Sch03]. Der Vertexdetektor besitzt also eine andere Effizienz für Coasting-Beam-Wechselwirkungen als für gebunchte Wechselwirkungen. Da hier jedoch nicht einzelne Treffer sondern Vertizes[4] verwendet werden um die Spektren zu bestimmen, muß die Qualität der mit dem Vertexdetektor rekonstruierten Spektren untersucht werden.

In Abbildung 5.17 ist die Anzahl der für alle Targets rekonstruierten Vertizes pro Bunch gegen die zugehörigen Bunche aufgetragen. Zum Vergleich wurde das im gleichen Zeitraum für alle Targets mit dem FADC-System aufgenommene Bunchspektrum überlagert. Die beiden

[4]Es muß zwischen drei vom Zeitpunkt des Teilchendurchgangs abhängigen Effizienzen unterschieden werden: Der Effizienz einen Treffer in einer Siliziumlage rekonstruieren zu können, der Effizienz aus mehreren Treffern eine Spur rekonstruieren zu können und der Effizienz mit den Spuren einen Primärvertex zu finden. Genaue Untersuchungen der Zeitabhängigkeit der beiden zuletzt genannten Effizienzen gibt es nicht [Sch03]. Eine im Rahmen dieser Untersuchung durchgeführte Analyse hat jedoch gezeigt, daß die Effizienz, einen Coasting-Beam-Vertex mit mehr als drei Spuren zu finden, nicht wesentlich unter der Effizienz für Vertizes aus gebunchten Wechselwirkungen liegt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß die mittlere Anzahl an Spuren, die z.B. für Kohlenstoff bei 8 liegt, für Coasting-Beam-Vertizes reduziert wird, der Vertex jedoch trotzdem rekonstruiert werden kann, da dafür nur 3 Spuren gefordert werden.

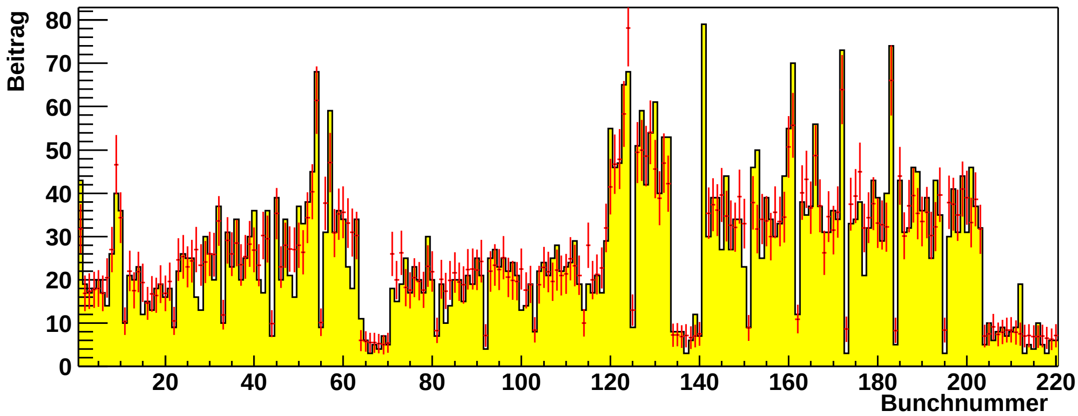


Abbildung 5.17: *Bunchspektrum mit Primärvertizes und FADC-System. Als Histogramm dargestellt ist die Anzahl der mit dem Vertexdetektor rekonstruierten Primärvertizes aufgetragen gegen die zugehörige Bunchnummer. Zum Vergleich ist das mit dem FADC-System aufgenommene Bunchspektrum überlagert. Beide Spektren stimmen gut überein.*

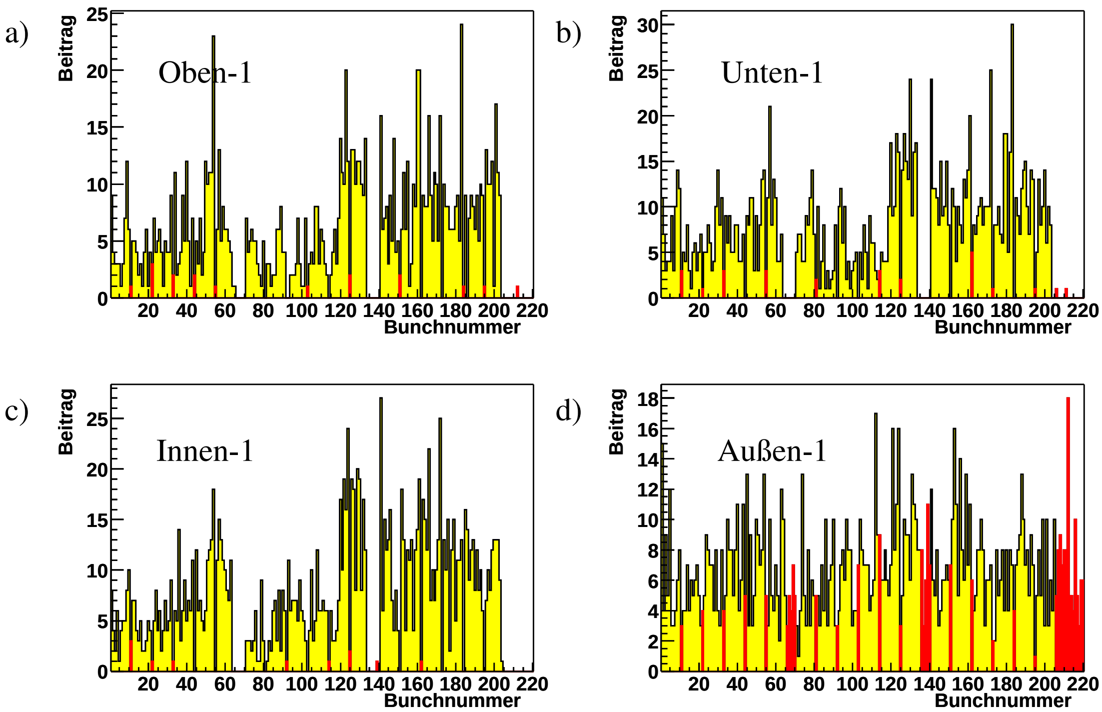


Abbildung 5.18: *Nach der im Text beschriebenen Methode ermittelte Wechselwirkungsspektren der einzelnen Targets im Mehrtargetbetrieb. Die rot hervorgehobenen Wechselwirkungen in den Bunchlücken zeigen, daß Coasting-Beam-Protonen insbesondere mit dem äußeren Target wechselwirken.*

Target	Wechselwirkungs-ratenanteil an der Gesamtrate	Coasting-Beam-Anteil relativ zum gesamten Coasting-Beam	Coasting-Beam-Anteil relativ zur Rate auf diesem Target
Oben-1	$(20.8 \pm 0.6\ )\%$	$(5.9 \pm 1.5\ )\%$	$(1.6 \pm 0.4\ )\%$
Unten-1	$(26.9 \pm 0.8\ )\%$	$(9.1 \pm 1.8\ )\%$	$(2.5 \pm 0.5\ )\%$
Innen-1	$(26.4 \pm 0.7\ )\%$	$(3.8 \pm 1.2\ )\%$	$(1.0 \pm 0.3\ )\%$
Außen-1	$(25.9 \pm 0.7\ )\%$	$(81.1 \pm 5.8\ )\%$	$(22.1 \pm 1.5\ )\%$

Tabelle 5.11: *Mit Hilfe der in den Abbildungen 5.17 und 5.18 gezeigten Bunchspektren bestimmte Ratenanteile und relative Coasting-Beam-Anteile einzelner Targets im Mehrtargetbetrieb.*

Spektren stimmen gut überein. Eine Analyse des Vertex-Bunchspektrums ergibt einen Coasting-Beam-Anteil von (27.2 ± 1.7) %, wobei der mit Gleichung 5.11 und der zeitlichen Auflösung von 96 ns des Vertexdetektors berechnete Korrekturfaktor $k \approx 5.4$ berücksichtigt wurde. Das FADC-Spektrum liefert im gleichen Zeitraum einen Anteil von (26.5 ± 0.6) %. Beide Anteile stimmen gut überein. Die Übereinstimmung zeigt, daß die Effizienz des Vertexsystems für Vertizes größer ist, als für einzelne Treffer und daß das System daher zur Rekonstruktion von Coasting-Beam-Wechselwirkungen verwendet werden kann.

Zur Ermittlung der Bunchspektren einzelner Targets im Mehrtargetbetrieb werden die Primärvertizes mit Hilfe der in Abbildung 5.16 gezeigten Schnitte den einzelnen Targets zugeordnet.

An dieser Stelle kann kurz der Beitrag einzelner Targets zur gesamten Wechselwirkungsrate diskutiert werden. In Tabelle 5.11 ist der relative Wechselwirkungsratenanteil der einzelnen Targets zur Gesamtwechselwirkungsrate angegeben. Der Beitrag der Targets ist, wie gewünscht, etwa gleich. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen die Beiträge der Vertizes von drei der Targets überein. Nur der Beitrag des Oben-1 Targets ist etwas kleiner. Hier wurde bei der Messung eine nicht optimale Kalibrationskonstante für den Ladungsintegrator verwendet. Eine Betrachtung der mit dem Ladungsintegrator gemessenen Raten hat gezeigt, daß die Steuerung die einzelnen Beiträge der Targets wie gefordert gleich gehalten hat und daß der kleinere Beitrag durch die nicht optimale Kalibrationskonstante zustande kommt.

In Abbildung 5.18 sind die rekonstruierten Wechselwirkungen als Bunchspektrum für die einzelnen Targets gezeigt, die Nichtbunchbeiträge sind rot hervorgehoben. In den Spektren a), b) und c) der Abbildung 5.18 ist das Bunchspektrum gut zu erkennen. Das Spektrum d) des äußeren Targets zeigt fast keine Struktur. Dieses Target liefert einen deutlich größeren Anteil an Coasting-Beam-Wechselwirkungen als die anderen.

In Tabelle 5.11 sind die, mit Hilfe der in den Abbildungen 5.17 und 5.18 gezeigten Spektren für die einzelnen Targets und der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Methode, bestimmten Coasting-Beam-Anteile relativ zum gesamten Coasting-Beam und zur Wechselwirkungsrate auf den einzelnen Targets angegeben. Die Anteile zeigen, daß der größte Teil aller Coasting-Beam-Wechselwirkungen mit dem äußeren Target stattfindet.

Mit der zeitlichen Auflösung des Vertexsystems und der vorhandenen Statistik ist es nicht möglich an Hand der Spektren zu unterscheiden, ob es sich bei den Coasting-Beam-Wechselwirkungen um Wechselwirkungen von Teilchen mit positiver oder negativer Energieabweichung handelt. Der sehr große Anteil von Coasting-Beam-Wechselwirkungen auf dem äußeren Target legt jedoch nahe, daß es sich dabei im wesentlichen um Wechselwirkungen von Coasting-Beam-Protonen mit negativer Energieabweichung handelt. Die relativ kleinen Anteile auf den anderen Targets entsprechen zusammen etwa dem typischen beobachten Anteil von positivem Coasting-Beam.

Diese Messung liefert eine Antwort auf die Frage, wo die langlebigen Coasting-Beam-Protonen im Mehrtargetbetrieb bevorzugt wechselwirken. Auch wenn die Betatronamplitude der langlebigen Coasting-Beam-Protonen beim Durchflug durch ein äußeres Target durch Vielfachstreuung aufgeweitet wird, ist diese Aufweitung nicht groß genug, daß die Protonen die anderen Targets erreichen können und dort zur Wechselwirkung kommen. Dieses Ergebnis paßt gut mit der in Abschnitt 5.1.5 gezeigten Messung zusammen, bei der durch die Coasting-Beam-Drift nur das innere und äußere Target nach außen gedrückt wurden.

5.5 Beobachtete Coasting-Beam-Komponenten - eine Zusammenfassung

In den letzten Abschnitten wurde gezeigt, daß mehrere Coasting-Beam-Arten auftreten:

- Es gibt einen langlebigen Coasting-Beam, der am äußeren Target zu beobachten ist und unabhängig vom Targetbetrieb auftritt. Werden äußere Targets betrieben, dominiert der langlebige Coasting-Beam die Wechselwirkungsrate, solange sich das äußere Target weit außen am Strahl befindet. Hat das äußere Target nach einer Übergangsphase den Strahlkern erreicht, beträgt der gesamte Anteil der Coasting-Beam-Wechselwirkungen an der Wechselwirkungsrate typischerweise nur noch etwa 20 bis 40 Prozent, von denen z.B. bei $30\ \mathrm{MHz}$ nur 25 Prozent von langlebigem Coasting-Beam stammen.

- Die weiteren am äußeren Target zu beobachtenden Coasting-Beam-Wechselwirkungen stammen von einer kurzlebigen Coasting-Beam-Komponente. Ihr Anteil am gesamten am äußeren Target zu beobachtenden Coasting-Beam beträgt etwa 75% bei $30\ \mathrm{MHz}$. Der absolute Anteil dieser Komponente ist proportional zur Targetrate. Dies legt die Vermutung nahe, daß die negative Energieabweichung der Teilchen durch den Energieverlust im Target zustande kommt. Eine Berechnung hat gezeigt, daß es möglich ist, den am äußeren Target beobachteten Anteil an kurzlebigen Coasting-Beam-Wechselwirkungen von etwa 15 Prozent der Wechselwirkungsrate durch den Energieverlust im Target zu erklären. Zusätzlich stimmt die simulierte Lebensdauer des vom äußeren Target induzierten Coasting-Beam gut mit der beobachteten Lebensdauer überein.

- Die Untersuchung, ob auch auf den inneren Targets ein vom Target induzierter Coasting-Beam-Anteil zu beobachten ist hat zu dem überraschenden Ergebnis geführt, daß zwar auch auf dem inneren Target Coasting-Beam-Wechselwirkungen auftreten, die Coasting-

Beam-Teilchen jedoch überwiegend[5] eine *positive* Energieabweichung besitzen. Überraschend ist weiterhin, daß dieses Ergebnis nicht mit Messungen aus dem Jahr 1997 übereinstimmt, bei denen auch die an den inneren Targets beobachtete Energieabweichung *negativ* war [Spr00]. Systematische Analysen haben gezeigt, daß der absolute Anteil der kurzlebigen positiven Coasting-Beam-Wechselwirkungen ebenfalls proportional zur Targetrate ist und nicht vom Protonenstrom abhängt. Der beobachtete Anteil beträgt etwa 5 Prozent. Daß keine langlebige positive Coasting-Beam-Komponente beobachtet wird, wurde auf die kontinuierlichen Energieverluste durch Synchrotronstrahlung zurückgeführt.

5.6 Coasting-Beam Akkumulation

Von der Beschleunigergruppe wurde ein System zur Messung des akkumulierten ungebunchten Stromes I_{dc} aufgebaut. Dieses System kann zur langfristigen Beobachtung der Entwicklung des gespeicherten langlebigen Coasting-Beam verwendet werden.

Der gesamte Protonenstrom I_p wird mittels eines Stromwandlers[6] bestimmt [Ber88, Uns81]. Der Strom in den einzelnen Bunchen ergibt sich aus der Integration eines Pick-Up-Signals in einem Intervall von ± 15 ns um die nominale Bunchposition [Mon00]. Als Summe über alle Bunchströme in den Intervallen ergibt sich der gebunchte Strom I_{bunch}. Der ungebunchte Coasting-Beam-Strom I_{dc} folgt aus der Differenz des Gesamtstromes I_p und des Bunchstromes I_{bunch}:

$$I_{dc} = I_p - I_{bunch}\,. \tag{5.33}$$

Abbildung 5.19 zeigt exemplarisch die Entwicklung der Gleichstromkomponente I_{dc} während einer Betriebsphase am 27.03.2000. Bis zu der mit A gekennzeichneten Zeit wurde das Innen-2-Target bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz betrieben. Bis etwa 21:00h ist ein linearer Anstieg des Gleichstromes zu beobachten. Der mittlere Anstieg des Strahlstromes in diesem Zeitraum beträgt (143 ± 1) µA/h. Ab Punkt A wird das Außen-1-Target bei verschiedenen Raten betrieben, dadurch wird ein Teil des Coasting-Beam aus dem Speicherring entfernt und der gemessene Strom I_{dc} sinkt. Ab der mit B bezeichneten Zeit ist kein Target mehr am Strahl und der Gleichstromanteil steigt wieder an. Es ist zu erkennen, daß der Strom in diesem Fall schneller ansteigt als vorher, dieses Verhalten wird regelmäßig nach längeren Betriebsphasen des äußeren Targets beobachtet. Die Beobachtung kann wie folgt erklärt werden: Durch den Betrieb des äußeren Targets am Strahl werden Coasting-Beam-Protonen aus dem Strahl entfernt, die die Impulsakzeptanz noch nicht überschritten haben $\Delta E < \Delta E_{Acc}$. Der Phasenraum zwischen

[5] Ein kleiner Beitrag langlebiger Coasting-Beam-Protonen mit negativer Energieabweichung kann nicht ausgeschlossenwerden.

[6] Der Stromwandler besteht im wesentlichen aus einem den Strahl umgebenden Eisenkern, auf den eine Erregerspule gewickelt ist. Diese wird von einem Strom $I(t) = I_0 \sin(\omega t)$ durchflossen, dadurch durchläuft das magnetische Feld eine Hysteresekurve. Das Prinzip des Stromwandlers basiert darauf, daß die Hysterese durch den Strahlstrom verschoben wird. Diese Verschiebung wird durch einen externen meßbaren Strom kompensiert, der dadurch dem Strahlstrom entspricht. Die Verschiebung der Hysterese wird mit Hilfe einer zweiten Spule, die den Eisenkern umgibt und der durch die Hysterese verursachten Phasenverschiebung von Erregerstrom und induziertem Strom gemessen.

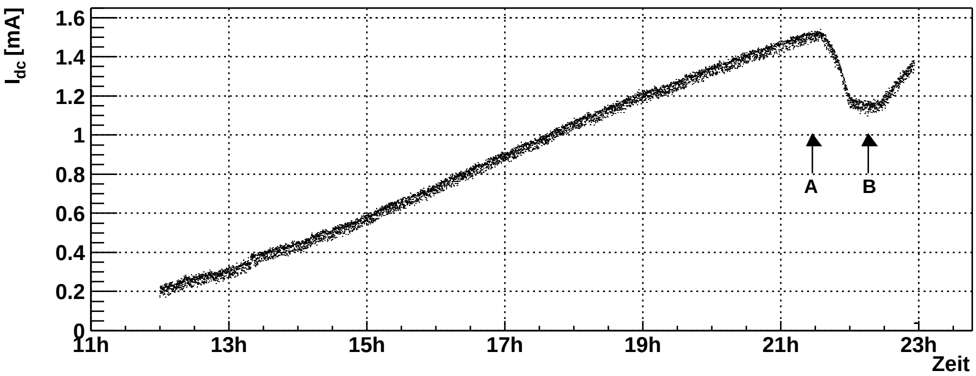


Abbildung 5.19: *Exemplarische Entwicklung des ungebunchten Stromes I_{dc}. Bei Punkt A wurde vom Innen-2-Target zum Außen-1-Target gewechselt. Ab Punkt B war kein Target mehr am Strahl.*

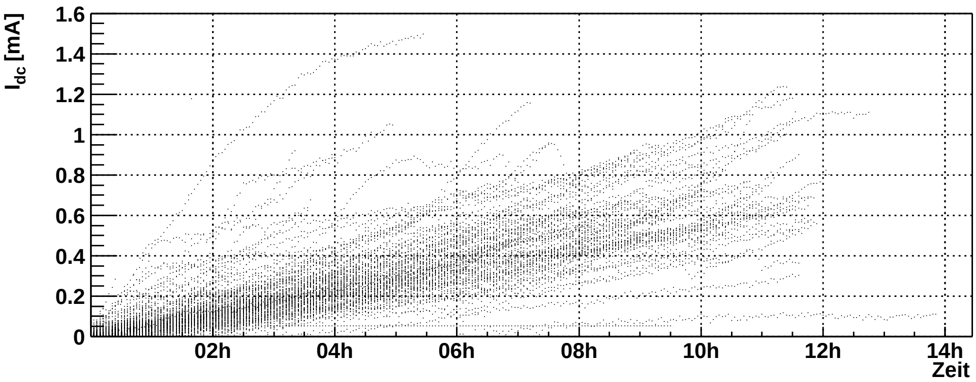


Abbildung 5.20: *Gleichstrommessungen I_{dc} im Jahr 2000 aufgetragen gegen die Betriebszeit. Die Daten wurden in mehr als 993 Betriebsstunden der inneren Targets aufgezeichnet. Zum Beginn der Messung wurde der Strom auf Null normiert. Der Stromanstieg erfolgt im wesentlichen linear.*

der Impulsakzeptanz und der durch die Targetposition gegebenen Energie $E_{Target} = \Delta x / D_x$ ist nach dem Betrieb des äußeren Targets nicht mehr bevölkert, daher findet eine Zeitlang kein Verlust von Coasting-Beam-Protonen durch die Impulsakzeptanz mehr statt. Daher ist die Coasting-Beam-Akkumulation solange größer, bis der Verlustmechanismus durch das Überschreiten der Impulsakzeptanz wieder einsetzt.

Mit Hilfe der Gleichstrommessungen kann die mittlere Akkumulationsrate des Coasting-Beam beim Betrieb innerer Targets bestimmt werden. Zur Bestimmung der mittleren Akkumulationsrate im Jahr 2000 wurden Daten von mehr als 993 Betriebsstunden verwendet, in denen ausschließlich innere Targets betrieben wurden.

Abbildung 5.20 zeigt die Entwicklung des Gleichstromes I_{dc} in 173 Meßreihen aufgetragen gegen die Betriebszeit. Als Startpunkt der Meßreihen wurde jeweils der erste Betrieb eines inneren Targets gewählt. Da die Analyse die Zunahme des Gleichstromes I_{dc} im Speicherring liefern

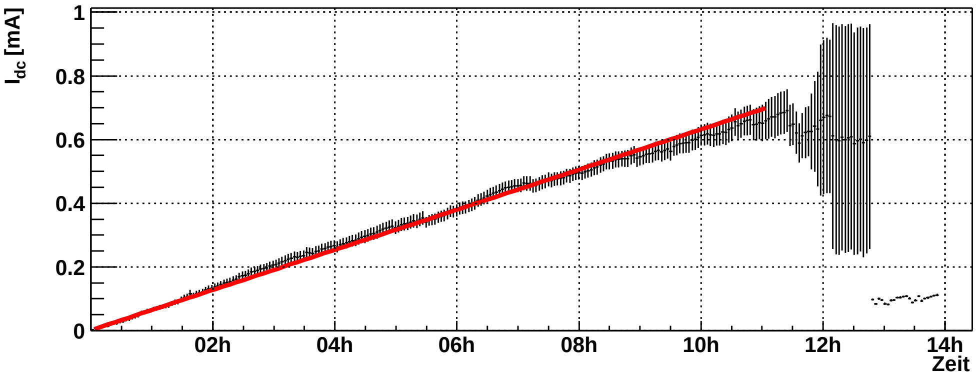


Abbildung 5.21: *Über alle Gleichstrommessungen aus Abbildung 5.20 für jeweils drei Minuten gemittelte Gleichstrommessung, aufgetragen gegen die Betriebszeit. Ein im Mittel linearer Anstieg ist zu erkennen. Der Gleichstrom steigt mit* $\Delta I/\Delta t = (63.1 \pm 0.3)\ \mu\mathrm{A/h}$.

soll, konnte der Strom zum Beginn jeder Meßreihe auf Null normiert werden. Es ist zu erkennen, daß der Stromanstieg im wesentlichen linear erfolgt und nur in engen Grenzen variiert. Bei wenigen Meßreihen steigt der Gleichstrom deutlich schneller oder langsamer als der Trend. Schnitte auf die eingestellte Targetrate haben gezeigt, daß die Wechselwirkungsrate der inneren Targets keinen Einfluß auf die Coasting-Beam-Akkumulation hat. Die Änderungen der Steigungen im Laufe einer Messung sind auf Kollimatorbewegungen zurückzuführen. Durch die Kollimatorbewegungen wird, wie oben für das Target beschrieben die Impulsakzepanz verändert und je nach Richtung der Kollimatorbewegung wird eine Zeitlang mehr Coasting-Beam akkumuliert oder es wird durch den Kollimator ein Teil des Coasting-Beam aus dem Speicherring entfernt.

In Abbildung 5.21 wurden für alle Meßreihen Mittelwerte über jeweils 3 Minuten gebildet. Die Abbildung zeigt die Mittelwerte mit statistischem Fehler aufgetragen gegen die Betriebszeit. Es zeigt sich ein linearer Anstieg des gespeicherten Coasting-Beam-Stromes über mehr als 11 Betriebsstunden. Eine lineare Ausgleichsrechnung liefert eine Akkumulation des Stromes von $\Delta I/\Delta t = (63.1 \pm 0.3)\ \mu\mathrm{A/h}$.

In [Spr00] wurden zwei Messungen mit den äußeren Targets durchgeführt, die mit den hier gewonnenen Ergebnissen der inneren Targets verglichen werden können:

- Da die direkte Messung des Coasting-Beam-Stromes noch nicht zur Verfügung stand, wurden die Coasting-Beam-Wechselwirkungen aus den Bunchspektren bestimmt und unter Berücksichtigung der Targeteffizienz integriert. Für die Coasting-Beam-Produktion wurde in dieser einen Meßreihe ein Wert von $\Delta I/\Delta t = (58 \pm 8)\ \mu\mathrm{A/h}$ ermittelt, was gut mit der hier ermittelten mittleren Akkumulationsrate übereinstimmt.

- Weiterhin wurde dort die Anzahl der akkumulierten Coasting-Beam-Protonen in Abhängigkeit der Betriebszeit bestimmt. Die Methode, die dabei zum Einsatz kam, war, daß das äußere Target jeweils solange betrieben wurde, bis der Anteil von Coasting-Beam-Wechselwirkungen mit dem Target 50% betrug. Eine Integration der bis zu diesem Punkt erzeugten Coasting-Beam-Wechselwirkungen lieferte dann den Strom des aus dem Spei-

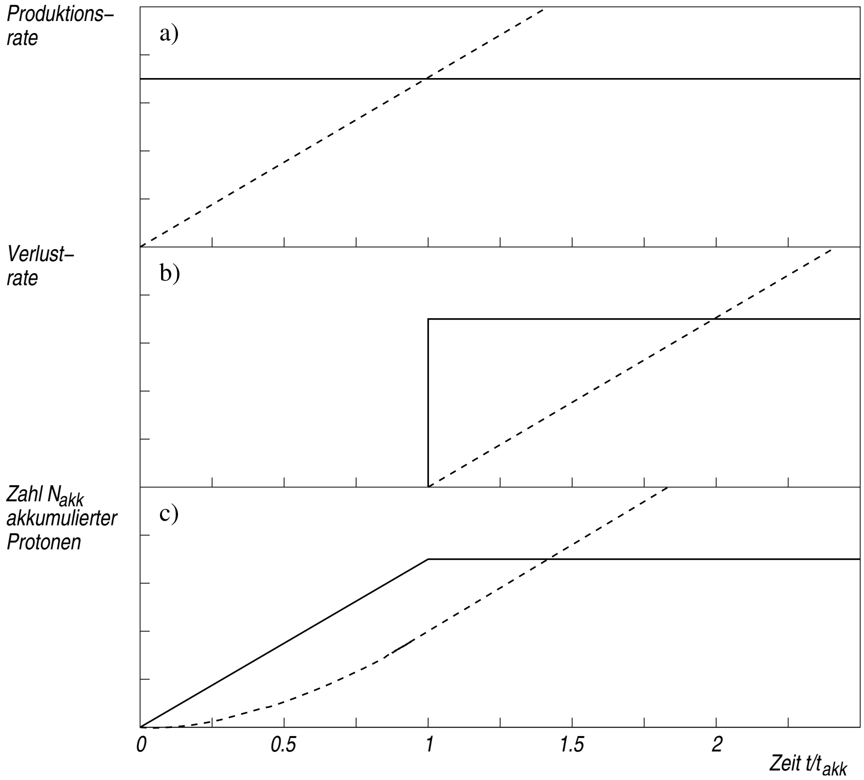


Abbildung 5.22: *a) Konstante (—) und ansteigende (- - -) Produktionsrate. b) Die resultierenden Verlustraten entsprechen im einfachsten Modell den Produktionsraten bei $t - t_{akk}$. c) Anzahl der akkumulierten Protonen für beide Fälle.*

cherring entfernten Coasting-Beam. In dieser Analyse zeigte sich, daß die Anzahl der gespeicherten Coasting-Beam-Protonen linear mit der Zeit ansteigt.

Die dort analysierten Daten waren mit einer Sättigung der der Akkumulation nach 7 Betriebsstunden verträglich. Die hier gezeigten Daten schließen jedoch eine Sättigung bis 11 Stunden aus.

Die Rate der Coasting-Beam-Akkumulation und eine eventuelle Sättigung ist von Bedeutung für die Suche nach dem Entstehungsmechanismus des Coasting-Beam. Der nächste Abschnitt erläutert diesen Zusammenhang.

5.6.1 Die ansteigende Produktionsrate

Die über Stunden konstante Akkumulationsrate der Coasting-Beam-Protonen, zusammen mit der Impulsakzeptanz und dem kontinuierlichen Energieverlust legt eine ansteigende Produktionsrate nahe. Abbildung 5.22 veranschaulicht diese Überlegung. In Teil a) sind eine konstante und eine ansteigende Produktionsrate dargestellt. Teil b) der Abbildung zeigt die daraus folgenden Verlustraten: Der Verlust setzt jeweils ein, wenn die Teilchen durch den Synchrotronstrahlungsverlust die Impulsakzeptanz des Speicherrings verlassen. In beiden Fällen wird davon ausgegangen, daß die Verlustrate $R_{Verlust}(t)$ der Produktionsrate $R_{Prod}(t - t_{akk})$ entspricht. Diese Annahme setzt voraus, daß nachdem die Separatrix überschritten wurde ein konstanter Energieverlust durch Synchrotronstrahlung stattfindet. Teil c) der Abbildung zeigt die Zahl N_{akk} der akkumulierten Protonen, die sich nach:

$$N_{akk}(t) = \int_0^t \{R_{Prod}(t') - R_{Verlust}(t')\}\, dt' \qquad (5.34)$$

$$= \int_0^t \{R_{Prod}(t') - R_{Prod}(t' - t_{akk})\}\, dt' \qquad (5.35)$$

ergibt. Für den Fall der konstanten Produktionsrate ergibt sich für $t > t_{akk}$ eine konstante Zahl gespeicherter Coasting-Beam-Protonen. Bei der ansteigenden Produktionsrate hingegen ergibt sich eine ansteigende Zahl von gespeicherten Coasting-Beam-Protonen.

Der in Abbildung 5.21 gezeigten ansteigenden Akkumulationsrate von Coasting-Beam-Protonen muß also eine ebenfalls ansteigende Produktionsrate zugrunde liegen. Diese kann durch die bei HERA zu beobachtende Bunchverlängerung plausibel gemacht werden, die in Abschnitt 5.7 noch weiter erläutert wird: Die Protonenbunche verlängern sich mit der Zeit. Dadurch gelangen immer mehr Protonen in die Nähe der Separatrix, womit die Wahrscheinlichkeit steigt, daß diese überschritten wird. Dies führt dann zu einer Erhöhung der Produktionsrate.

5.6.2 Variation der Beschleunigungsspannung

Die Abhängigkeit der Coasting-Beam-Akkumulation von der Größe des stabilen Bereiches innerhalb der Separatrix kann durch Variation der Beschleunigungsspannung untersucht werden. Dazu wurde das $52\ \mathrm{MHz}$-System im Jahr 2000 zeitweise mit verschiedenen Spannungen betrieben. Da das System nicht vollständig abgeschaltet werden kann, wurde die Spannung soweit wie möglich gesenkt und erhöht. Das $52\ \mathrm{MHz}$-System wurde mit Spannungen zwischen $2 \times 20\ \mathrm{kV}$ und $2 \times 110\ \mathrm{kV}$ betrieben. Der relative Einfluß des Systems auf die Separatrix kann z.B. bei der Phase $\psi_s = 0$ mit Hilfe von Gleichung 4.72 abgeschätzt werden, da:

$$\frac{\Delta E}{E}|_{Sep} \sim \sqrt{U_{208} + U_{52}}\,. \qquad (5.36)$$

Wird die Spannung des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems U_{52} von $2 \times 20\ \mathrm{kV}$ auf $2 \times 110\ \mathrm{kV}$ beim Betrieb des $208\ \mathrm{MHz}$-Systems mit $U_{208} = 580\ \mathrm{kV}$ erhöht, vergrößert sich die Separatrix um weniger als $10\ \%$. Spielt kein zusätzlicher Effekt eine dominierende Rolle, ist keine große Veränderung der Coasting-Beam-Akkumulation durch die Veränderung der Separatrix zu erwarten.

Aus den Daten wurde die Akkumulationsrate dI_{dc}/dt bei verschiedenen Spannungen des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems bestimmt. Wie bei der Analyse der mittleren Akkumulationsrate wurden nur Meßreihen verwendet, bei denen innere Targets betrieben wurden. Die Akkumulationsrate wurde mittels einer linearen Regression der gegen die Zeit aufgetragen Ströme I_{dc} bestimmt. Es wurden nur Meßreihen mit einer Länge von mindestens einer Stunde verwendet, was 20 Stützstellen für die lineare Regression entspricht.

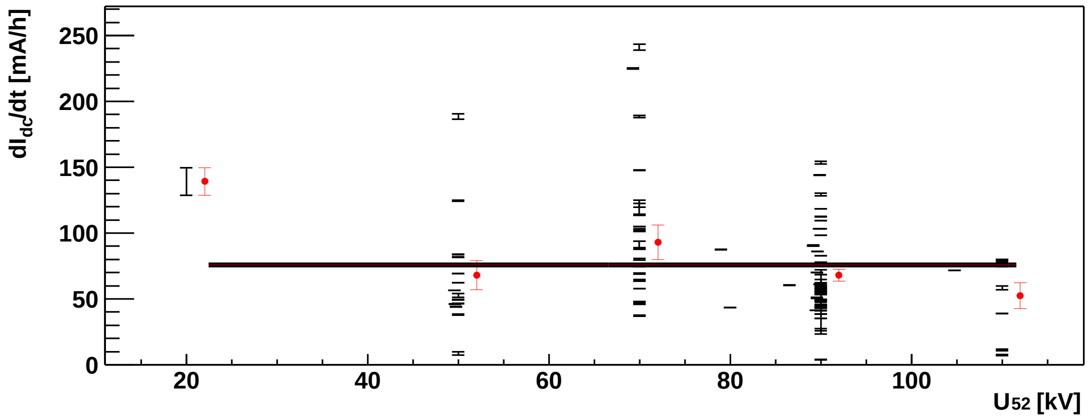


Abbildung 5.23: *Stromanstieg dI_{dc}/dt aufgetragen gegen die verschiedenen Spannungen des* $52\ \mathrm{MHz}$-*Systems.*

Spannung U_{52}	Mittelwert [µA/h]	Messungen
$20\ \mathrm{kV}$	139.3 ± 10.4	1
$50\ \mathrm{kV}$	68.0 ± 11.0	14
$70\ \mathrm{kV}$	93.1 ± 13.2	26
$90\ \mathrm{kV}$	67.8 ± 4.5	47
$110\ \mathrm{kV}$	52.5 ± 9.9	8

Tabelle 5.12: *Mittelwerte der Stromanstiege dI_{dc}/dt für verschiedene Spannungen des* $52\ \mathrm{MHz}$-*Systems.*

Abbildung 5.23 zeigt die ermittelten Akkumulationsraten dI_{dc}/dt für 98 Betriebsphasen aufgetragen gegen die jeweilige Spannung U_{52} des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems. Die Fehlerbalken entsprechen den Fehlern der Steigung. Für die einzelnen Spannungen streuen die Akkumulationsraten in einem weiten Bereich, insbesondere bei $70\ \mathrm{kV}$ tritt eine große Streuung auf. Es wird angenommen, daß der Anstieg in gewissen Grenzen jeweils von den genauen Parametern des Speicherrings abhängt. Eine systematische Abhängigkeit der Akkumulationsraten von der Spannung kann nicht gefolgert werden.

Zusätzlich sind in der Abbildung die Mittelwerte der Steigungen für die verschiedenen Spannungen mit ihrer Streuung als Fehler eingetragen (Tabelle 5.12) - zur besseren Übersicht um $2\ \mathrm{kV}$ nach rechts verschoben. Die Streuung der Mittelwerte um die ebenfalls eingetragene Ausgleichsgerade ohne Steigung zeigt, daß auch in dieser Darstellung kein eindeutiger Trend der Akkumulationsraten mit der Spannung des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems vorliegt.

Für den HERA-B-Targetbetrieb bedeutet dieses Ergebnis, daß der Anteil an Coasting-Beam-Wechselwirkungen auf den äußeren Targets durch eine Erhöhung oder Senkung der Spannung des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems nicht deutlich verkleinert werden kann.

5.7 Coasting-Beam Erzeugung

In den vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß mehrere Coasting-Beam-Komponenten existieren, deren Unterscheidung neu eingeführt wurde: Es gibt langlebigen und kurzlebigen Coasting-Beam. Der kurzlebige Coasting-Beam wurde am äußeren Target mit negativer Energieabweichung beobachtet. Am inneren Target wurde kurzlebiger Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung (1997) und mit positiver Energieabweichung beobachtet (2000-2003). Die Vielzahl der verschiedenen Beobachtungen zeigt, daß durchaus mehrere Prozesse für die Coasting-Beam-Produktion verantwortlich sein können. Zum Beispiel konnte der negative kurzlebige Coasting-Beam am äußeren Target durch den Energieverlust im Target erklärt werden.

Bisherige Studien konzentrieren sich auf den Entstehungsmechanismus des langlebigen akkumulierten Coasting-Beam [MEI00, ZW00, IL01, IL03]. Untersucht wurden die Effekte Intrabeam-Streuung und Hochfrequenz-Rauschen. Im folgenden werden die Ergebnisse der Studien kurz erläutert und ihre Bedeutung für den kurzlebigen Coasting-Beam diskutiert.

5.7.1 Verlängerung der Bunche

Allgemein wird angenommen, daß die Coasting-Beam-Produktion mit einer kontinuierlichen Verlängerung der Protonenbunche von etwa 1 ns auf etwa 2 ns (FWHM), während des Betriebes zusammenhängt [ZW00].

Die Bunchlänge kann mit dem H1-Lopezmonitor bestimmt werden [LMS]. Der Lopezmonitor mißt die von den Protonenbunchen an Pick-Up-Elektroden erzeugten Spiegelströme. Aus der integrierten Spannungskurve ergibt sich das in Abbildung 5.24 gezeigte longitudinale Strahlprofil der Protonenbunche. Die Bunchlänge wird als Breite des Strahlprofils beim halben Maximum bestimmt. Wie gut die Randbereiche der Verteilung von dem System wiedergegeben werden ist unbekannt. Es liefert jedoch einen guten Anhaltspunkt für die zeitliche Entwicklung der Bunchlänge.

Abbildung 5.25 zeigt die Bunchlänge aufgetragen gegen die Zeit. Sie wächst über mehrere Stunden an und erreicht dann einen Sättigungsbereich. Dieses Verhalten wird regelmäßig beobachtet [ZW00]. Die Überlegungen zur Coasting-Beam-Produktion beruhen darauf, daß durch die longitudinale Strahlaufweitung immer mehr Protonen in die Nähe der Separatrix gelangen und einige Protonen den stabilen Bereich verlassen.

5.7.2 Intrabeam-Streuung

Ein Erklärungsansatz für die Bunchverlängerung und den Coasting-Beam basiert auf dem Effekt, daß Teilchen innerhalb eines Bunches, mehrfach aneinander streuen, der sogenannten Intrabeam-Streuung [CT99, WP01]. Mit dieser Theorie ist es möglich die longitudinale Verbreiterung der Bunche und die Coasting-Beam-Produktion abzuschätzen. Dabei wird angenommen, daß alle Teilchen die die Separatrix schneiden zu Coasting-Beam-Teilchen werden. Das Anwachsen der Bunche und die Coasting-Beam-Produktion werden dabei um etwa 50% unterschätzt [ZW00]. Bei den Berechnungen handelt es sich jedoch nur um grobe Abschätzungen ohne Berücksich-

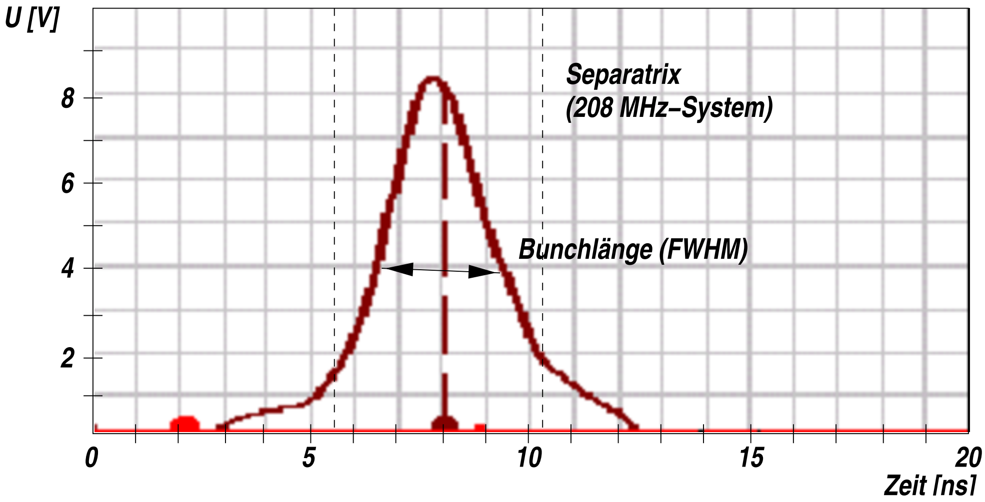


Abbildung 5.24: *Mit dem Lopezmonitor aufgezeichnetes longitudinales Strahlprofil. Die Bunchlänge wird als FWHM des Strahlprofils bestimmt.*

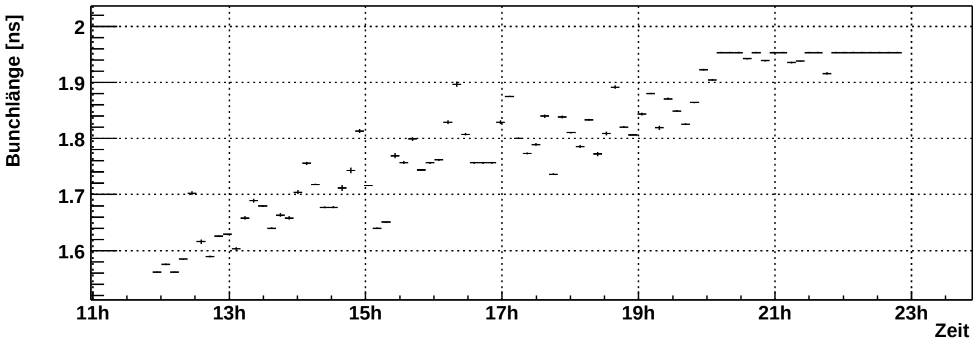


Abbildung 5.25: *Mit dem Lopezmonitor [LMS] gemessene Bunchlänge. Die Bunchlänge wächst in* 10 Stunden *um etwa 25% und geht danach in eine Sättigung.*

tigung der genauen optischen Funktionen des Speicherrings [Wan03]. Der Effekt ist jedoch so groß, daß er einen signifikanten Beitrag zum Coasting-Beam liefern kann.

Die Aufweitung des Strahls durch Intrabeam-Streuung wird üblicherweise als relative zeitliche Ableitung der Strahlbreiten σ_x, σ_y und σ_p beschrieben [Piw87, WP01]. Unter der Annahme, daß die Verteilung der Teilchen immer gaußförmig ist, die Teilchen nur unter kleinen Winkeln gestreut werden und daß die Teilchen hochrelativistisch sind, ergibt sich für die Strahlaufweitung in den drei Phasenraumebenen [WP01]:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\tau_h} \\ \frac{1}{\tau_x} \\ \frac{1}{\tau_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma_p}\frac{d\sigma_p}{dt} \\ \frac{1}{\sigma_x}\frac{d\sigma_x}{dt} \\ \frac{1}{\sigma_y}\frac{d\sigma_y}{dt} \end{bmatrix} = \frac{\pi N r_p^2 m_p c^2 L_c}{32\gamma\varepsilon_x^N \varepsilon_y^N S} \begin{bmatrix} (1-d^2)\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right) \\ d^2\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right) \\ -b^2\left(\frac{2}{b}-\frac{1}{a}\right) \end{bmatrix} \tag{5.37}$$

mit

$$d = \frac{D_p \sigma_p}{(\sigma_x^2 + D_p^2)^{1/2}} \, , \; a = \frac{\beta_x d}{D_p \gamma} \, , \; b = \frac{\beta_y \sigma_x}{\beta_x \sigma_y} \cdot a \tag{5.38}$$

und

$$S = \frac{\pi m_p c^2 \gamma \beta \sigma_s \sigma_p}{cA} \, , \tag{5.39}$$

$$L_c \approx \ln\left(\frac{4\beta^2 \bar{b} \sigma_p^2 (1 - d^2)}{r_p (a^2 + b^2)}\right) \, , \tag{5.40}$$

wobei der maximale Impaktparameter durch $\bar{b} = 2\sigma_x$ gegeben ist. m_p ist die Masse des Protons, N die Teilchenzahl im Bunch, γ der relativistische Gammafaktor, β der relativistische Betafaktor, $r_p = e^2/4\pi\varepsilon_0(m_p c^2) \cong 1.54 \cdot 10^{-18}$ m der klassische Protonradius, $\sigma_x = 190$ µm und $\sigma_y = 50$ µm die Strahlbreiten am Wechselwirkungspunkt, $\varepsilon_{x,y}^N = \beta\gamma\sigma_{x,y}^2/\beta_{x,y}$ die normierten Emittanzen mit $\beta_x = 7$ m und $\beta_y = 0.5$ m, D_p die mittlere Dispersion die nach $D_p = \alpha \cdot C/2\pi$, mit dem Umfang $C \approx 6335$ m und dem Momentumcompaction Parameter $\alpha = 1.3 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt werden kann, β_T die mittlere transversale Betafunktion, die sich nach $\beta_T \approx C/(2\pi Q)$ mit dem Tune $Q \approx 32$ ergibt. S ist die Fläche im longitudinalen Phasenraum, $\sigma_s = \sigma_t \cdot c = 1.8 \cdot 10^{-9}$ ns $\cdot\, c$ ist die Bunchlänge und $\sigma_p = 6 \cdot 10^{-5}$ ist die relative Strahlenergiestreuung, L_c ist der logarithmische Coulombfaktor [Piw87, WP01].

Mit den angegebenen Parametern ergibt sich für die Aufweitung der Bunchlänge $\sigma_t(t)$ nach:

$$\sigma_t(t) = \sigma_t(0) \exp\left(\frac{t}{\tau_h}\right) \tag{5.41}$$

eine Lebensdauer von etwa 70 Stunden, was einer Aufweitung der Bunchlänge von 1-2 Prozent pro Stunde entspricht. Dieses Ergebnis ist etwa einen Faktor 2 kleiner als die typischerweise beobachtete Aufweitung [ZW00].

Mit der Aufweitung kann die mögliche Coasting-Beam-Produktionsrate abgeschätzt werden [ZW00]. Dazu werden die Teilchen, die die Separatrix überschritten haben als Coasting-Beam-Teilchen aufgefaßt. Abbildung 5.26 zeigt die als gaußförmig angenommene Energieverteilung der Protonen, die aus der gemessenen Bunchlänge bestimmt wurde. Teilchen die durch die Bunchverlängerung die Separatrix überschreiten, können als Coasting-Beam akkumuliert werden. Wird ein Protonenstrom von 90 mA zu Beginn der Messung angenommen, überschreiten nach dem Modell innerhalb von drei Stunden 4.2 Prozent der Teilchen die Separatrix. Das entspricht einem Stromverlust von etwa 3.6 mA, was gut mit dem im gleichen Zeitraum bei gleichen Strom gemessenen Verlust von gebunchten Protonen von 4 mA übereinstimmt.

Zusätzlich wurde in [ZW00] experimentell gezeigt, daß eine Verschiebung der Separatrix den theoretisch erwarteten Einfluß auf die Coasting-Beam-Akkumulation besitzt: Wird die Separatrix vergrößert, sinkt die Coasting-Beam-Produktionsrate für eine gewisse Zeit, bis der Strahl breiter geworden ist und die Teilchen wieder über die Separatrix diffundieren.

Da das Modell der Intrabeam-Streuung nicht auf einem Energieverlust der Teilchen beruht, kann auch eine positive Coasting-Beam-Komponente erklärt werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Streuprozesse bei der Intrabeam-Streuung hängt jedoch von der Teilchendichte im Bunch

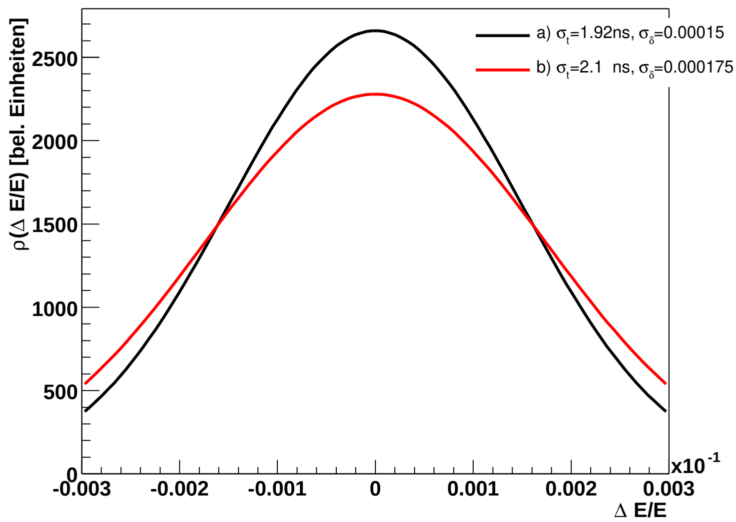


Abbildung 5.26: *Aufweitung des longitudinalen Strahlprofils durch Intrabeam-Streuung. a) Bunchlänge bzw. resultierende Energieverteilung zu Beginn einer Messung. b) Energieverteilung nach drei Stunden. Der Strahl ist deutlich breiter geworden, dadurch haben 4.2 Prozent der Teilchen die Separatrix überschritten. Zumindest ein Teil der Teilchen, die nach diesem Modell die Separatrix überschreiten können als Coasting-Beam akkumuliert werden.*

ab. Die Untersuchung des kurzlebigen Coasting-Beam-Anteils in Abschnitt 5.3 zeigte bei verschiedenen Protonenströmen jedoch keine signifikante Abhängigkeit des kurzlebigen Coasting-Beam-Anteils vom Protonenstrom. Daher ist fraglich, ob Intrabeam-Streuung der dominierende Effekt bei der Produktion von kurzlebigen Coasting-Beam-Protonen sein kann. Ein Beitrag zum langlebigen Coasting-Beam hingegen ist sehr wahrscheinlich.

5.7.3 HF-Rauschen

Ein weiteres Modell erklärt die Bunchverlängerung und die Coasting-Beam-Produktion mittels Rauschen des HERA-Hochfrequenz-Systems [IL01, IL03]. Untersucht wurden Amplituden- und Phasenrauschen. Es stellte sich heraus, das ein Phasenrauschen einen größeren Einfluß auf die Bunchlänge besitzt. Daher wird in diesem Modell die Verlängerung der Bunche durch ein Phasenrauschen des $208\ \mathrm{MHz}$-HF-Systems beschrieben. Mit Hilfe einer Simulation wurde gezeigt, daß ein gewisser Anteil von Protonen unter der Annahme von gewissen typischen Frequenzgängen die Separatrix kreuzen kann, die dadurch zu negativen Coasting-Beam werden. Als Ergebnis wird in [IL01] das $208\ \mathrm{MHz}$-System als Coasting-Beam-Quelle favorisiert. Der kurzlebige positive Coasting-Beam war zum Zeitpunkt der Studie noch nicht bekannt und wurde daher nicht untersucht.

Der Vollständigkeit halber muß zusätzlich auf [S$^+$94] hingewiesen werden, eine Studie die im Zusammenhang mit dem im nächsten Kapitel beschriebenen Beam-Tail-Shaping durchgeführt

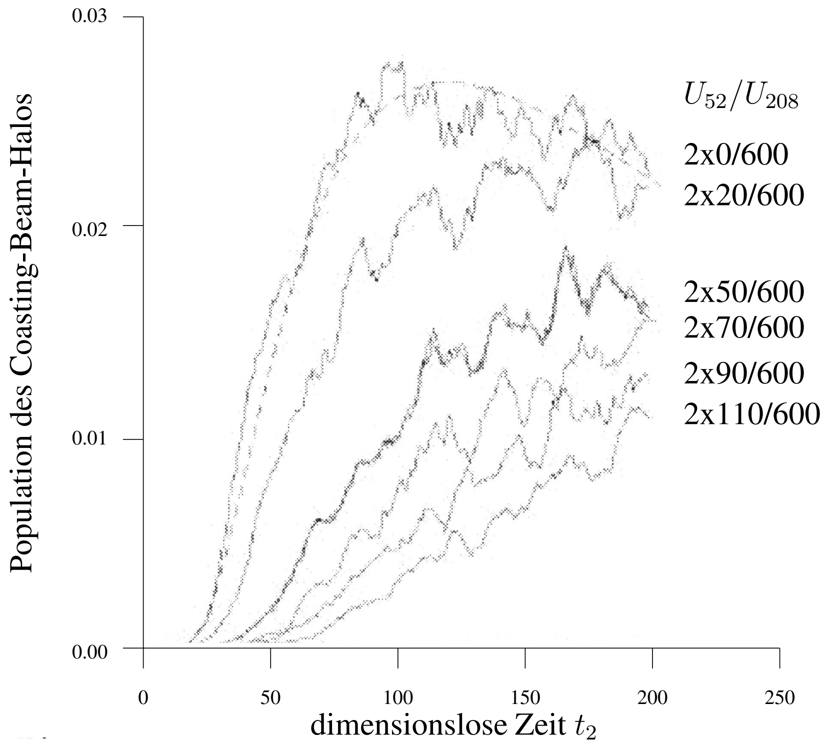


Abbildung 5.27: *Simulierte Akkumulation von Coasting-Beam [IL01].*

wurde. Dort wurde ebenfalls gezeigt, daß ein Phasenrauschen gezielt genutzt werden kann um den Bunch longitudinal aufzuweiten.

Bei der Simulation des Phasenrauschens in [IL01] wurde der Synchrotrontune Q_s mit einen Phasenrauschen moduliert, dabei betrug die Modulationstiefe etwa $10^{-9}\ \mathrm{rad}^2/\mathrm{Hz}$ bei $40\ \mathrm{Hz}$. Und der Synchrotronstrahlungsverlust wurde berücksichtigt [IL01].

In Abbildung 5.27 ist die simulierte Population des langlebigen Coasting-Beam-Halo gegen die dimensionslose Zeit t_2 aufgetragen, die etwa zehnfacher Echtzeit entspricht [IL01]. Die Simulationen wurden für eine Beschleunigungsspannung von $600\ \mathrm{kV}$ des $208\ \mathrm{MHz}$-HF-Systems und für verschiedene Spannungen des $52\ \mathrm{MHz}$-HF-Systems durchgeführt. Qualitativ entspricht das Verhalten der Akkumulationsrate in der Simulation der in Abbildung 5.21 gezeigten bei Messungen beobachteten Coasting-Beam-Akkumulation.

Die Akkumulationsrate unterscheidet sich jedoch für die einzelnen Spannungen des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems um etwa einen Faktor vier zwischen 2x$20\ \mathrm{kV}$ und 2x$110\ \mathrm{kV}$. Bei niedrigen Spannungen ist eine Sättigung nach etwa 10 Stunden ($t_2 = 100$) zu erkennen. Bei hohen Spannungen ist im dargestellten Zeitbereich keine Sättigung zu beobachten.

Bei den Messungen in Abschnitt 5.6.2 konnten bei verschiedenen Spannungen des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems keine signifikant unterschiedlichen Akkumulationsraten beobachtet werden. Die Ergebnisse der Simulation stimmen also nicht mit Messungen aus dem Jahr 2000 überein. Daher wurden in [IL03] eingehende Messungen an den HF-Systemen durchgeführt, die ergeben haben, daß das Phasenrauschen des $208\ \mathrm{MHz}$-Systems nicht so groß wie erwartet ist. Daraufhin am $52\ \mathrm{MHz}$-System durchgeführte Messungen haben gezeigt, daß am einem von vier Hohlraumresonatoren ein signifikant stärkeres Rauschen auftritt als an den anderen [IL03]. Daher wird aktuell wird dieses HF-System als Ursache für die Bunchverlängerung und die Coasting-Beam-Produktion favorisiert [IL03].

Leider gibt es noch keine theoretischen Studien zur Coasting-Beam-Akkumulation mit einem Phasenrauschen des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems, die mit Messungen beim Targetbetrieb verglichen werden können.

Hinsichtlich der Suche nach dem Produktionsmechanismus für den Coasting-Beam zeigt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung, daß nicht das Phasenrauschen des $208\ \mathrm{MHz}$-Systems für den Coasting-Beam verantwortlich ist. Eine Aussage zu kurzlebigem positiven Coasting-Beam gibt es in [IL01] und [IL03] leider nicht, da es sich dabei um eine neue Beobachtung handelt. Es ist jedoch vorstellbar, daß durch nichtlineare Effekte und eine zusätzliche Anregung durch Rauschen oder einzelne Linien im Frequenzspektrum einzelne Protonen chaotische Bewegungen ausführen und zu kurzlebigen Coasting-Beam-Protonen werden. Dabei könnten Coasting-Beam-Protonen mit einer negativen oder einer positiven Energieabweichung produziert werden.

5.8 Effektiver Stromverlust durch Coasting-Beam-Akkumulation

Es kann davon ausgegangen werden, daß akkumulierte Coasting-Beam-Teilchen nicht mehr für nutzbare Wechselwirkungen zur Verfügung stehen. Für das HERA-B-Experiment sind sie nutzlos, da sie Wechselwirkungen zwischen den Bunchen erzeugen, die nicht rekonstruiert werden können. Für die Kollisionsexperimente gilt, daß der Coasting-Beam-Strom nicht mehr für Wechselwirkungen mit Elektronen zur Verfügung steht, da sich die Protonen im wesentlichen zwischen den Bunchen aufhalten und nicht mehr mit den gebunchten Elektronen kollidieren.

Daher begrenzt die Coasting-Beam-Akkumulation die effektive Lebensdauer des gespeicherten Strahls. Die Lebensdauer des Strahls ist definiert über:

$$I(t) := I_0\, e^{-t/\tau}\,. \tag{5.42}$$

Bei einem typischen Strom von $100\ \mathrm{mA}$ zu Beginn einer Meßphase und einer natürlichen Lebensdauer ohne Target von typisch etwa 1000 Stunden ergibt sich ein Stromverlust von etwa $100\ \mathrm{\mu A/h}$. Die oben bestimmte Akkumulation von Coasting-Beam beträgt $63.1 \pm 0.3\ \mathrm{\mu A/h}$. Ohne das HERA-$B$-Target tragen beide Prozesse also etwa gleich zum effektiven Verlust an für die Experimente nutzbaren Protonen bei. Dieser Vergleich zeigt, daß der Stromverlust durch die Coasting-Beam-Akkumulation kein Problem für die Experimente darstellt, sondern nur die oben diskutierten Coasting-Beam-Wechselwirkungen.

5.9 Zusammenfassung

Die typischen, mit den äußeren Targets des Targetsystems zu beobachtenden Effekte durch den langlebigen Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung wurden erläutert. Die gezeigten Effekte konnten mit der bekannten Strahldynamik erklärt und mit zusätzlichen Messungen bestätigt werden. Ganz neu ist hier, die Beobachtung der Coasting-Beam-Drift durch Synchrotronstrahlung mit Hilfe der Targetposition. Es wurde gezeigt, daß der Coasting-Beam mit der Geschwindigkeit nach außen und oben driftet, die sich aus dem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung pro Umlauf und der Dispersion am Target ergibt.

Zusätzlich wurde der ebenfalls am äußeren Target zu beobachtende kurzlebige Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung eingeführt, dessen Anteil bei einer Wechselwirkungsrate von $30\ \mathrm{MHz}$ etwa 75% des gesamten am äußeren Target zu beobachtenden Coasting-Beam ausmacht. Sein Anteil ist proportional der gesamten Wechselwirkungsrate und beträgt etwa 15%.

Berechnungen des Energieverlusts im Target und eine Simulation haben ergeben, daß im Target kontinuierlich Coasting-Beam erzeugt wird. Aufgrund der Energieverteilung der Teilchen beim Durchgang durch das Target erwartet man für das äußere Target einen größeren Anteil an targetinduzierten Coasting-Beam-Wechselwirkungen als für das innere Target. Die untere Grenze der Erzeugungsrate beträgt für äußere Targets etwa 5% der Wechselwirkungsrate. Für innere Targets stellt dieser Wert eine obere Grenze dar. Mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation wurde gezeigt, daß die meisten von den auf diese Weise produzierten Coasting-Beam-Teilchen inelastisch mit dem Target wechselwirken, die restlichen gehen in den Kollimatoren verloren.

Weiterhin hat die Simulation gezeigt, daß die mittlere Phasendifferenz der durch Energieverlust im Target produzierten Coasting-Beam-Teilchen mit negativer Energieabweichung für innere, wie auch für äußere Targets etwa $1\ \mu\mathrm{s}$ beträgt. Ein Vergleich der Phasendifferenz des simulierten targetinduzierten Coasting-Beam, mit der Phasendifferenz des kurzlebigen Coasting-Beam hat ergeben, daß beide Lebensdauern übereinstimmen. Aufgrund der guten Übereinstimmung ist es sehr wahrscheinlich, daß die kurzlebige Coasting-Beam-Komponente am äußeren Target durch den Energieverlust im Target erzeugt wird.

Bezüglich des inneren Targets hat die Simulation, bei realistischen Kollimatorpositionen, eine Targeteffizienz von 50 bis 60 Prozent für targetinduzierten Coasting-Beam ergeben. Die berechnete maximale Coasting-Beam-Produktionsrate für diese Targets beträgt 5% der Wechselwirkungsrate. Zusammen mit der Effizienz wird an diesen Targets ein Coasting-Beam-Anteil von 2-3% erwartet. Die für die inneren Targets ermittelten Coasting-Beam-Anteile zeigen jedoch, daß beim Betrieb der inneren und unteren Targets immer ein Coasting-Beam-Anteil von mindestens etwa 5% vorhanden ist, der nicht vom Protonenstrom abhängt und unabhängig von der Targetrate ist. Eine genaue Untersuchung der Bunchspektren für lange Zeiten hat gezeigt, daß der an den inneren Targets auftretende Coasting-Beam aus Protonen mit *positiver* Energieverteilung besteht und daher nicht durch den Energieverlust im Target erklärt werden kann. Die Beobachtung von Coasting-Beam mit einer positiven Energieabweichung gelang erstmals in der vorliegenden Arbeit.

Es konnte gezeigt werden, daß sich mit dem HERA-B-Vertexdetektor gemessene Bunchspektren zur Bestimmung von Coasting-Beam-Anteilen eignen. Dies wurde ausgenutzt, um den beim Mehrtargetbetrieb auf einzelnen Targets wechselwirkenden Anteil von Coasting-Beam zu bestimmen. Dabei hat sich herausgestellt, daß im Mehrtargetbetrieb etwa 80 Prozent aller Coasting-Beam-Wechselwirkungen mit dem äußeren Target stattfinden. Daraus konnte gefolgert werden, daß Coasting-Beam-Protonen durch die Aufweitung ihrer Betatronamplitude mittels Vielfachstreuung nicht zu einem signifikanten Anteil zu den anderen Targets gelangen und dort wechselwirken können.

Eine Analyse des im HERA-Protonenring gespeicherten Gleichstromes hat ergeben, daß die Akkumulation des langlebigen Coasting-Beam im wesentlichen linear mit einer konstanten Rate erfolgt. Der Anstieg des akkumulierten Coasting-Beam-Stromes beträgt $(63.1 \pm 0.3)\ \mu\mathrm{A/h}$. Eine Sättigung der Akkumulation kann bis 11 Stunden ausgeschlossen werden. Eine Variation der Beschleunigungsspannung des $52\ \mathrm{MHz}$-Systems hat keinen signifikanten Einfluß auf die Coasting-Beam-Akkumulation.

Zwei Modelle zur Coasting-Beam-Produktion wurden erläutert. Es wurde plausibel gemacht, daß sowohl Intrabeam-Streuung als auch HF-Rauschen einen Beitrag zur Coasting-Beam-Akkumulation liefern können. Durch beide Prozesse kann auch eine positive Coasting-Beam-Komponente produziert werden.

Es wurde gezeigt, daß die effektive Lebensdauer durch die Coasting-Beam-Akkumulation und die natürliche Lebensdauer etwa gleich groß sind.

Insgesamt ergibt sich folgendes neues Bild: Der mit und ohne Targetbetrieb zu beobachtende Coasting-Beam besteht aus mehreren Komponenten, die sich im Vorzeichen der Energieabweichung und ihrer Lebensdauer unterscheiden. Der am äußeren Target zu beobachtende kurzlebige Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung konnte mit dem Energieverlust im Target erklärt werden. Das Auftreten von kurzlebigem Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung hat gezeigt, daß ein oder mehrere weitere Prozesse für den Coasting-Beam verantwortlich sind, die positive und negative Energieabweichungen zur Folge haben. Die asymmetrische Lebensdauer - die Coasting-Beam-Komponente mit positiver Energieabweichung ist kurzlebig und der Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung hat eine kurz- und ein langlebige Komponente - kann mit Synchrotronstrahlungsverlusten plausibel gemacht werden. Ob langlebiger und kurzlebiger Coasting-Beam mit Intrabeam-Streuung oder/und Hochfrequenz-Rauschen zu erklären sind, muß in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

Kapitel 6

Beam-Tail-Shaping

Die am HERA-B-Target zu beobachtenden Ratenfluktuationen hängen mit der Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen zusammen. Eine Möglichkeit zur Verkleinerung von Ratenfluktuationen besteht darin, die, in Abschnitt 2.6 eingeführten, Kanten des Strahlprofils flacher zu machen, wodurch relative Strahl-Targetbewegungen eine kleinere Änderung der Wechselwirkungsrate zur Folge haben und die Ratenfluktuationen kleiner werden.

Die einfachste Methode um die Kanten des Strahlprofils abzuflachen währe eine Aufweitung der Emittanz des Protonenstrahls. Dies würde jedoch die Luminosität bei den Experimenten H1 und ZEUS, die sich nach [CT99]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4\pi}\frac{fN_1N_2}{\sigma_x^*\sigma_y^*}\,. \tag{6.1}$$

ergibt, reduzieren. Die Luminosität hängt von der Anzahl der gespeicherten Teilchen N_i, der Kollisionsfrequenz der Strahlen f und insbesondere den effektiven Strahldimensionen σ_x^* und σ_y^* ab. Die sich mit den Betafunktionen $\beta_{x,y}^*$ an den Wechselwirkungspunkten i und den Emittanzen ε beider Strahlen e, p nach [CT99]:

$$\sigma_x^* = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\beta_{x_ie}^*\epsilon_{x_ie}^* + \beta_{x_ip}^*\epsilon_{x_ip}^*}\,, \tag{6.2}$$

ergeben. Die Emittanz darf also nicht vergrößert werden, um die Luminosität nicht herabzusetzen. Daher ist es das Ziel nicht den ganzen Protonenstrahl aufzuweiten, sondern nur die Kante im Arbeitsbereich des Targets zu glätten. Für dieses Prinzip hat sich der Name Beam-Tail-Shaping[1] durchgesetzt.

In diesem Kapitel werden verschiedene Experimente zum Beam-Tail-Shaping vorgestellt. Das erfolgversprechendste Verfahren ist die Tune-Modulation, auf die sehr detailiert eingegangen wird. Mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation wird gezeigt, daß die Modulation des Tune Diffusion erzeugt und daß diese, genau wie gewünscht, im äußeren Strahlbereich stattfindet. Danach werden die am HERA-Speicherring durchgeführten Experimente zur Tune-Modulation beschrieben. Die bei den Experimenten gewonnenen Daten zeigten, daß die Tune-Modulation zur

[1] engl. für Formung des äußeren Strahlbereichs.

Stabilisierung der vom HERA-B-Target erzeugten Wechselwirkungsrate geeignet ist und keinen negativen Einfluß auf die Luminosität der anderen Experimente besitzt.

6.1 Motivation

Die Forderung kleiner Ratenfluktuationen folgt aus den Anforderungen des HERA-B-Detektors. Dieser ist zur Rekonstruktion von maximal sieben gleichzeitigen Wechselwirkungen ausgelegt [H$^+$95]. Optimal wäre es, wenn diese Anzahl exakt eingehalten werden könnte. Die Produktion der Wechselwirkungen folgt jedoch einer Poissonverteilung:

$$p_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!}\, e^{-\lambda}\,, \tag{6.3}$$

bei der k die Anzahl der Wechselwirkungen und λ die mittlere Anzahl der Wechselwirkungen ist. Bei einem Mittelwert von $\lambda = 5$ erreicht der HERA-B-Detektor seine maximale Rekonstruktionseffizienz [H$^+$95]. Es wird gefordert, daß die Ratenbreite 10% nicht überschreitet.

Abbildung 6.1 zeigt die gemittelten Ratenbreiten im Jahr 2000 aufgetragen gegen den Wochentag. Es ist zu erkennen, daß an Samstagen, Sonntagen und in den Nächten, Ratenbreiten von etwa 6% erreicht werden. Während der Werktage zwischen 8:00 bis 15:00 Uhr liegen die Ratenbreiten jedoch bei etwa 14%, also oberhalb des angestrebten Wertes. Daß große Fluktuationen im wesentlichen nur an Werktagen, zu üblichen Arbeitszeiten, auftreten zeigt, daß sie mit Bodenbewegungen zusammenhängen.

Den Haupteinfluß auf die Ratenfluktuationen besitzt der Protonenstrahl, dies veranschaulicht Abbildung 6.2 sehr eindrucksvoll. Die Abbildung zeigt die Fluktuationen der horizontalen Strahlposition aufgetragen gegen den Wochentag. Es ist zu erkennen, daß die Strahlbewegungen zu den gleichen Zeiten ansteigt, wie wie die Ratenbreite. Die Strahlbewegungen liegen dabei in der Größenordnung eines Mikrometers.

Analysen von Sprungantworten der Wechselwirkungsrate auf Änderungen der Targetposition haben gezeigt, daß eine relative Änderung des Abstandes von Strahl und Target von $10\ \mu\mathrm{m}$ etwa eine Verdoppelung der Wechselwirkungsrate zur Folge hat [Kle98, Iss01]. Die Ursachen für die großen Fluktuationen der Wechselwirkungsrate sind also die Strahlbewegungen zusammen mit der Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen.

Die Strahlbewegungen können wiederum auf Bodenbewegungen zurückgeführt werden. Abbildung 6.3 zeigt im HERA-Tunnel aufgezeichnete Bodenbewegungen innerhalb einer Woche. Die Bodenbewegungen sind auf die gleiche Weise mit der Zeit korelliert wie die Ratenfluktuationen und die Fluktuationen der Strahlposition. Zusätzlich wurde in [Kni00] das Frequenzspektrum einer Bodenvibrationsmessung mit dem Frequenzspektrum der Wechselwirkungsrate im Frequenzbereich von 0 bis $6.25\ \mathrm{Hz}$ verglichen. Dort wird gezeigt, daß eine große Anzahl der Spektrallinien in den Frequenzspektren übereinstimmen.

Der Frequenzbereich in dem die Fluktuationen stattfinden zeigt, daß die Bodenbewegungen nicht vom Targetkontrollsystem ausgeglichen werden können, da dieses die Targets auf Basis der $10\ \mathrm{Hz}$ Ratenmessung mit einer deutlich kleineren Frequenz ansteuert und daher zu langsam ist.

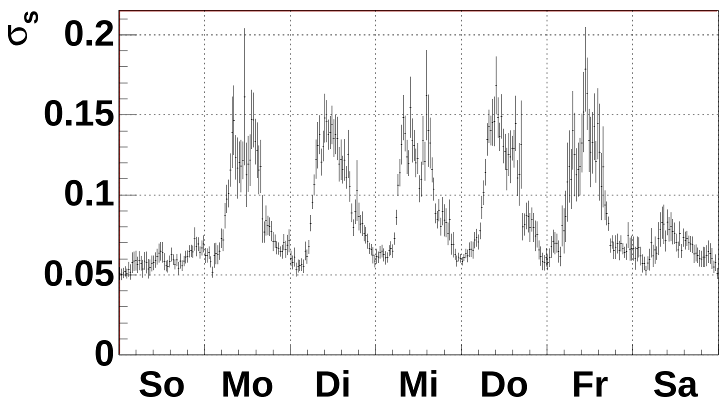


Abbildung 6.1: *Ratenfluktuationen über eine Woche [Iss01]. Aufgetragen ist die über das Jahr 2000 gemittelte Ratenbreite gegen die Wochentage.*

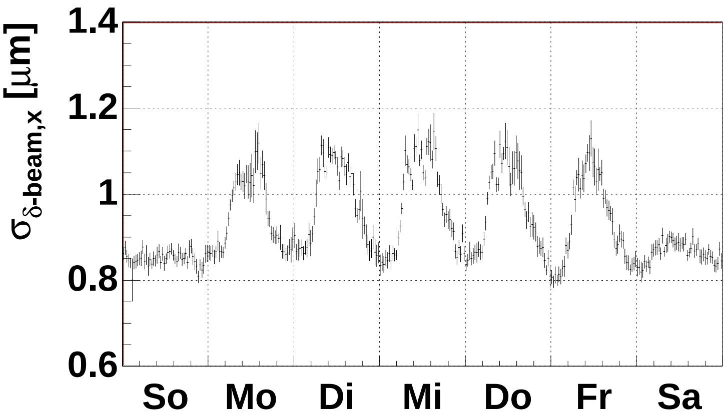


Abbildung 6.2: *Fluktuationen der horizontalen Strahlposition aufgetragen gegen die Wochentage [Iss01].*

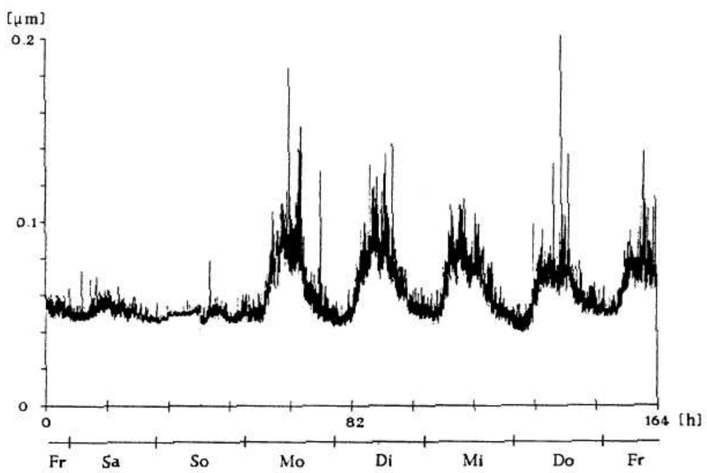


Abbildung 6.3: *Bodenbewegungen im HERA-Tunnel über eine Woche [Flö90].*

In den letzten Jahren wurden verschiedene Methoden getestet, um die Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen zu senken. Im folgenden werden die getesteten Methoden vorgestellt.

6.2 Beam-Tail-Shaping Methoden und Experimente

Ziel des Beam-Tail-Shaping ist es, die Diffusion am Rande der Dichteverteilung der Protonen zu erhöhen, um den Strahlhalo mehr zu bevölkern und so die Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen zu senken.

In der linearen Strahloptik gilt der Satz von Liouville, nach dem die Emittanz der Strahlteilchen konstant bleibt. Daher wird zur Aufweitung der Emittanz der Teilchen eine Nichtlinearität benötigt. Im optimalen Fall kann durch die Form und Stärke der Nichtlinearität gesteuert werden, welcher Bereich des Strahls aufgeweitet wird.

Während der letzten Jahre wurde am HERA-Protonenbeschleuniger der Einsatz verschiedener Verfahren zum Beam-Tail-Shaping wie: Hochfrequenz-Rauschen, Dipol-Kicks und Tune-Modulation getestet. Zusätzlich wurden in [ES96] theoretische Studien zur Steuerung der Protondiffusion mittels stochastischem Dipol- und Quadrupolrauschen durchgeführt.

Im folgenden werden die Ergebnisse des Beam-Tail-Shaping durch Hochfrequenz-Rauschen und durch Dipol-Kicks kurz zusammengefaßt. Im nächsten Abschnitt wird die Tune-Modulation, eingehend erläutert.

6.2.1 Hochfrequenz-Rauschen

Bei der Strahlanregung durch Hochfrequenz-Rauschen (HF-Rauschen) sollte ausgenutzt werden, daß Teilchen mit einer Energieabweichung auf einer Dispersionsbahn umlaufen. Dabei beträgt ihre Ablage Δx:

$$\Delta x = D(x)\,\frac{\Delta E}{E} \tag{6.4}$$

mit $D(x)$ der Dispersion und ΔE der Abweichung von der Sollenergie E. Eine zusätzliche Abweichung der Energie einiger Teilchen zur Sollenergie wird dabei gezielt durch das Rauschen der Hochfrequenz erzeugt. Durch die positive und negative Energieabweichung der Teilchen und die Dispersion $D \neq 0$ am Target ergibt sich mit HF-Rauschen ein effektiv breiterer Strahl.

Nach der Diskussion des Coasting-Beam im letzten Kapitel erscheint eine Anwendung dieses Prinzips nicht sinnvoll, wurde jedoch mit Hilfe einer Simulation studiert [S$^+$94] und in zwei Experimenten getestet, da der mögliche Zusammenhang von Coasting-Beam und HF-Rauschen noch nicht bekannt war.

Die Simulation hat gezeigt, daß im Falle eines weißen und eines Rauschens mit einem Spektrum um die zweifache Synchrotronfrequenz die longitudinale Emittanz wächst und Teilchen aufgrund von Dispersion in den Strahlhalo gelangen. Dabei ist die Wirkung eines Phasenrauschens stärker als die eines Amplitudenrauschens [S$^+$94].

Die Methode wurde im Jahr 1998 zweimal (17.07.1998 und 22.07.1998) getestet. Während der Experimente konnte jedoch keine Verkleinerung der Ratenfluktuationen beobachtet werden.

Da sich bei beiden Experimenten ein schnelles Anwachsen der Bunchlänge zeigte, mußten die Versuche in beiden Fällen vorzeitig abgebrochen werden [Iss01]. Wahrscheinlich wegen der großen Bunchlänge war bei den Versuchen ebenfalls eine erhöhte Produktion von Coasting-Beam zu beobachten. Daher wurden keine weiteren Experimente zum Beam-Tail-Shaping mit Hochfrequenz-Rauschen durchgeführt.

6.2.2 Dipol-Kicks

Die Verwendung von Dipol-Kicks zum Beam-Tail-Shaping wurde in [Sei95] vorgeschlagen. In [Mon99] wird das Prinzip durch die Betrachtung eines nichtlinearen Sextupolfeldes plausibel gemacht. Vereinfacht kann die Teilchenbewegung in einem Speicherring mit Sextupolen durch die Differentialgleichung eines nichtlinearen Oszillators beschrieben werden. In dieser Näherung kann gezeigt werden, daß eine Anregung mit einer höheren harmonischen des Tune zu einem resonanten Verhalten der Protonen und durch die Nichtlinearität der Sextupole zu einer erhöhten Diffusion führt.

Bei einem Experiment am 14.12.1998 wurde die dritte Harmonische der horizontalen Betatronfrequenz mit einem horizontalen Dipol-Kicker angeregt. Dadurch konnte die Wechselwirkungsrate an einem inneren HERA-B-Target, mit fester Position, erhöht werden, was zeigt, daß durch die Anregung zusätzliche Diffusion in die äußeren Strahlbereiche erzeugt wurde. Weitere Experimente haben gezeigt, daß die Diffusionsrate auf Änderungen der Kick-Frequenz im Bereich weniger Hertz extrem reagiert.

Aufgrund der extremen Empfindlichkeit der Wechselwirkungsrate auf kleine Änderungen der Kick-Frequenz, wurde bei einem folgenden Experiment am 29.04.1999 ein Bandrauschen im Bereich von $\pm 50\ \mathrm{Hz}$ um die dritte Harmonische der Betatronfrequenz zur Anregung verwendet [MEI00]. Bei diesem Experiment konnte wieder gezeigt werden, daß mit den Dipol-Kicks die Diffusionsrate erhöht werden kann [MEI00]. Jedoch wurde bei diesem Experiment, von nur 1.5 Stunden Dauer, die Strahlemittanz von $5 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{rad\,m}$ um etwa 25 Prozent auf nachher $6.5 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{rad\,m}$ aufgeweitet. Dies ist ein ungewollter Effekt, der einen Verlust von etwa 11% der spezifischen Luminosität bedeutet [GRO00]. Daher wurde auch diese Methode nicht weiter studiert.

Nach den Tests dieser Methoden wurde beschlossen die Tune-Modulation zum Beam-Tail-Shaping zu testen [GRO00].

6.3 Tune-Modulation

Die Idee, Tune-Modulation zur Kontrolle des HERA-Halos zu verwenden, stammt aus [Brü94]. Dort wurde der kombinierte Effekt von Tune-Modulation und Strahl-Strahl-Wechselwirkung bei HERA im Zusammenhang mit einer niedrigen Lebensdauer der Protonen unter Luminositätsbedingungen in der Anlaufphase des HERA-Speicherrings studiert.

Das Beam-Tail-Shaping mittels Tune-Modulation basiert auf der nichtlinearen Strahl-Strahl-Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Protonenstrahl. Im folgenden wird gezeigt, daß die Strahl-Strahl-Wechselwirkung eine nichtlineare Tuneverschiebung $\Delta Q(I)$ zur Folge hat, die von der Betatronamplitude I der Protonen abhängt. Diese Amplitudenabhängigkeit wird beim Beam-Tail-Shaping so ausgenutzt, daß im einfachsten Fall die eindimensionale Resonanzbedingung:

$$m\,(Q + \Delta Q(I)) + l\frac{f_{mod}}{f_U} = k \qquad \text{k,l,m = ganze Zahlen} \tag{6.5}$$

mit dem durch die Strahloptik gegebenen Tune Q, der Modulationsfrequenz f_{mod} und der Umlauffrequenz f_U, für Teilchen mit großen Betatronamplituden I, die das Target erreichen können, erfüllt ist. Durch die Modulation werden zusätzliche Resonanzen mit dem Modulationstune $Q_M = {}^{f_{mod}}\!/_{f_U}$ hervorgerufen.

Die Modulation des Tune wird mit Hilfe eines Quadrupols erzeugt. Dies hat den Vorteil, daß die Modulation keinen Einfluß auf den Strahlorbit hat. Über eine Modulation des Stromes i:

$$i(t) = i_0 + i_m \cdot \sin(2\pi Q_M t) \tag{6.6}$$

werden das Quadrupolfeld

$$\frac{\partial B_y(x,t)}{\partial x} = \frac{2\mu\, n\, i(t)}{a^2} \tag{6.7}$$

bzw. die Fokussierung

$$\frac{1}{f_x(t)} = -\frac{eL}{2p}\frac{\partial B_y(x,t)}{\partial x}\,. \tag{6.8}$$

moduliert. Dabei stehen μ für die Permeabilität, n für die Anzahl der Windungen der Magnetspule, a für den Polabstand, e die Elementarladung, L die Länge des Quadrupols und p der Sollimpuls der Teilchen. Die Modulation der Fokussierung hat dann nach:

$$Q(t) = \frac{\beta}{4\pi f_x(t)} \tag{6.9}$$

den gewünschten zeitabhängigen Tune $Q(t)$ zur Folge, der mit der Betafunktion β am Ort des Quadrupols zusammenhängt. Der zeitabhängige Tune kann auch als:

$$Q(t) = Q_0 + q \cdot \sin(2\pi Q_M t) \tag{6.10}$$

geschrieben werden. Dabei sind Q_0 der konstante Anteil und q die Modulationsamplitude des Tune.

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Effekte der Strahl-Strahl-Wechselwirkung und veranschaulichen wie in Kombination mit Tune-Modulation Diffusion entsteht.

6.3.1 Strahl-Strahl-Wechselwirkung

Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung wurde schon in Abschnitt 4.2.4 eingeführt. Dort wurde gezeigt, daß die elektromagnetische Wechselwirkung der beiden Strahlen am Wechselwirkungspunkt eine von der Teilchenposition abhängige Winkeländerung $\Delta x'$ der Flugbahn hervorruft. Im zentralen Bereich des Protonenstrahls ist diese Winkeländerung linear mit der Teilchenposition und führt zu einer konstanten Tuneverschiebung ξ. Im äußeren Strahlbereich ist die Winkeländerung jedoch nichtlinear. Diese Nichtlinearität hat zur Folge, daß der Tune abhängig von der Betatronamplitude der Teilchen ist.

Für Strahlen mit $\sigma_x \neq \sigma_y$ kann die nichtlineare Tuneverschiebung nur durch numerische Integration des Strahl-Strahl-Kicks Δx in Gleichung 4.74 bestimmt werden. Es ist jedoch auch möglich die Tuneverschiebung mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation zu bestimmen. Dazu werden Teilchen mit verschiedenen Startpositionen (x,x',y,y') im Phasenraum simuliert und eine Zeitserie der Teilchenpositionen im Phasenraum aufgenommen. Anschließend wird mit einer Fourieranalyse der Teilchenpositionen der Tune bestimmt [Wie99]. Im Frequenzspektrum der Fourieranalyse ist der Tune daran zu erkennen, daß er den größten spektralen Anteil besitzt.

Die Genauigkeit der Tunebestimmung mit einer einfachen Fast-Fourier-Transformation (FFT) ist umgekehrt proportional zur Anzahl N der simulierten Umläufe [BGS+96]. Durch die Verwendung eines Hanning-Filters zweiter Ordnung [P+92] und einer quadratischen Interpolation des Tune im Frequenzspektrum [ABC88], ergibt sich die Genauigkeit bei der Bestimmung des Tune proportional zu $1/N^4$ [BGS+96]. Bei beiden Methoden handelt es sich um Standardmethoden der Frequenzanalyse [BGS+96, Owe01].

Mit der in Kapitel 4 beschriebenen Ein-Teilchen-Simulation ist die eine solche Tunebestimmung möglich. Der nach der oben beschriebenen Methode für verschiedene Teilchenamplituden bestimmte Tune ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Es wurden jeweils 1000 Umläufe von 400 Protonen ausgehend von den Startpositionen $(x = 0 \ldots 4\sigma, x' = 0\sigma, y = 0\sigma, y' = 0\sigma)$ simuliert und ihr effektiver Tune bestimmt. Der simulierte Elektronenstrom entspricht $I_e = 25$ mA, was nach Abschnitt 4.2.4 zu einer linearen Tuneverschiebung mit der Teilchenamplitude im inneren Strahlbereich von etwa:

$$\xi_x = -6 \cdot 10^{-4} \tag{6.11}$$

$$\xi_y = -2 \cdot 10^{-4} \tag{6.12}$$

führt. Der nominale Tune Q_{nom} wurde nach

$$Q_{sim} = Q_{nom} + \xi \tag{6.13}$$

so gewählt, daß die Teilchen im Strahlzentrum mit den nominalen Tune von $Q_x = 0.299$ bzw. $Q_y = 0.291$ umlaufen. Das negative Vorzeichen der linearen Tuneverschiebung folgt aus der gleichen Ladung der simulierten Positronen und Protonen. In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Verschiebung relativ zum nominalen Tune mit größerem Abstand zum Strahlzentrum zunimmt.

Durch die Tuneverschiebung kann der Tune im Tunediagramm nicht mehr punktförmig dargestellt werden, er nimmt jetzt eine Fläche ein. Abbildung 6.5 zeigt einen Ausschnitt des Tunediagramms. Für diese 2-Dimensionale Darstellung wurden jeweils 1000 Umläufe für insgesamt $40\,000$ Protonen mit Startpositionen im Bereich von $(x = 0 \ldots 4\sigma, x' = 0\sigma, y = 0 \ldots 10\sigma, y' = 0\sigma)$ simuliert. Die Startpositionen (x, y) einiger Teilchen sind angegeben. Die Tuneverschiebung ist asymmetrisch, da die Strahlbreiten von Positronen- und Protonenstrahl im Bereich der Wechselwirkungspunkte in x- und y-Richtung unterschiedlich sind.

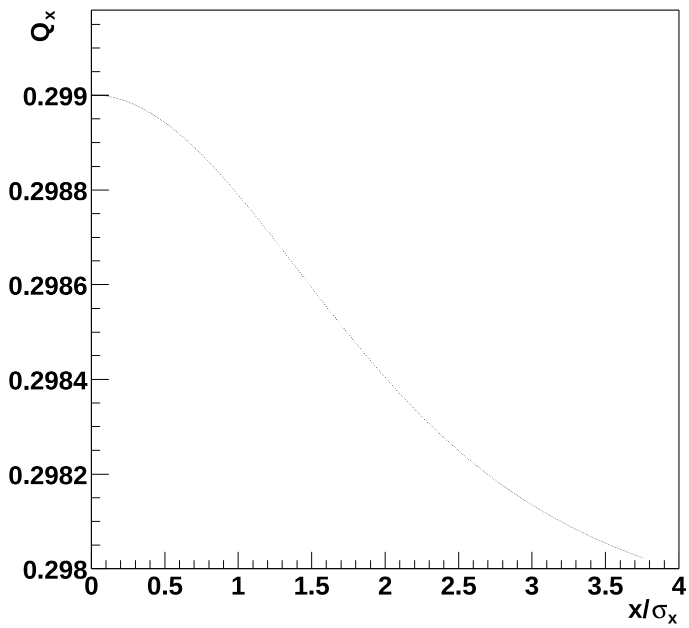


Abbildung 6.4: *Der Tune Q_x für Protonen mit verschiedenen Betatronamplituden. Die Protonen wurden an den Startpositionen $(x = 0 \ldots 4\sigma, x' = 0\sigma, y = 0\sigma, y' = 0\sigma)$ gestartet. Der Elektronenstrom entspricht* 25 mA.

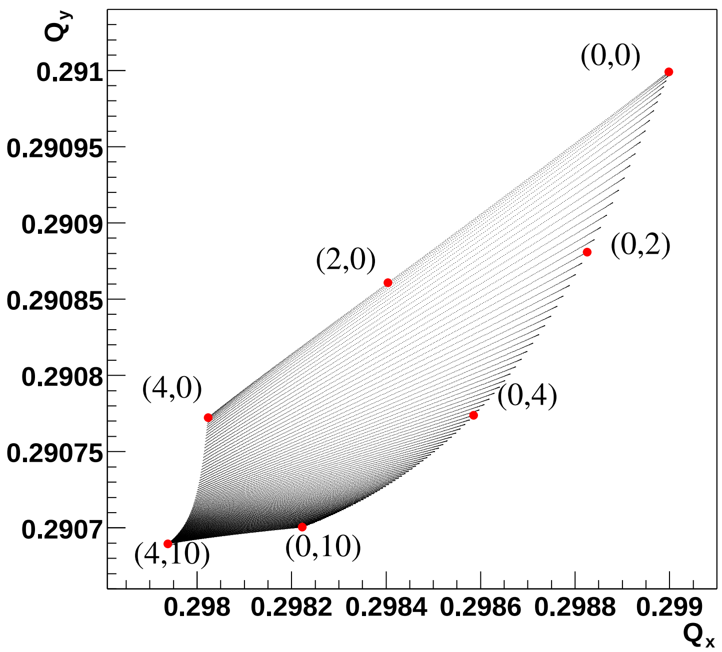
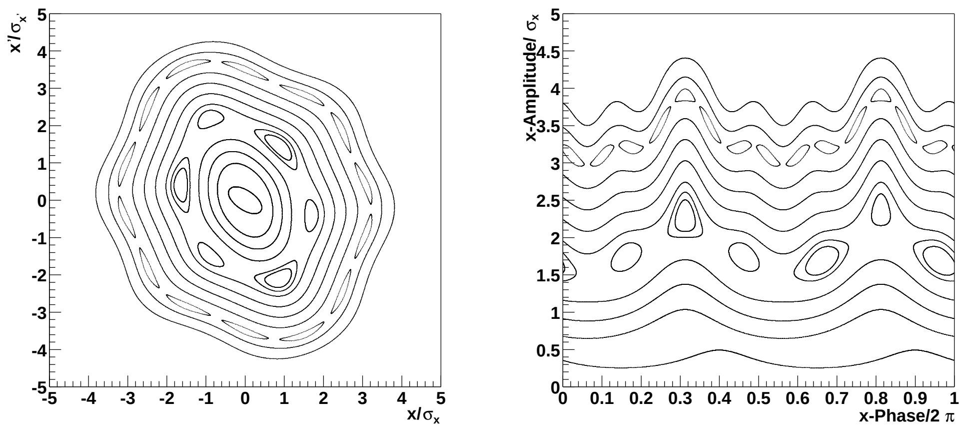


Abbildung 6.5: *Fläche des Tune im Tunediagramm. Die Protonen wurden an den Startpositionen $(x = 0 \ldots 4\sigma, x' = 0\sigma, y = 0 \ldots 10\sigma, y' = 0\sigma)$ gestartet.*



(a) (b)

Abbildung 6.6: *Bewegung der Protonen im Phasenraum. Der Tune wurde in der Nähe einer Resonanz sechster Ordnung gewählt. Bei großen Amplituden ist auch eine Resonanz 14ter Ordnung zu erkennen.*

Liegt der nominale Tune nahe einer Resonanz und reicht die Tuneverschiebung aus um die Resonanzbedingung zu erfüllen, kommt es zu Resonanzen bei der Teilchenbewegung im Phasenraum. Abbildung 6.6 a) zeigt zur Veranschaulichung die Trajektorien einiger Teilchen mit einen Tune von $Q_x = 0.625$ mit einer linearen Tuneverschiebung $\xi_x = 0.0825$ im Phasenraum. Der Tune wurde so gewählt, daß er sich in der Nähe einer Resonanz sechster Ordnung befindet. An den Inseln im Phasenraumdiagramm ist zu erkennen, daß durch die Tuneverschiebung die Resonanz sechster Ordnung angeregt wird. Zusätzlich wird auch eine Resonanz vierzehnter Ordnung angeregt. Die Bewegung der Teilchen im Phasenraum ist trotz der Anregung der Resonanzen aber stabil. Dies ist daran zu erkennen, daß die Teilchenbahnen im Phasenraum nicht überlappen.

6.3.2 Überlappungs-Kriterium

Wird die Tuneverschiebung noch größer gewählt, werden weitere Resonanzen angeregt, die immer dichter beieinander liegen. Abhängig von ihrer Breite und ihrer Stärke liegen die Resonanzen irgendwann dicht genug beieinander und überlappen. An diesem Punkt wird die Bewegung der Teilchen im Bereich der Resonanzen chaotisch und Arnold-Diffusion kann stattfinden [LD93]. Der Punkt an dem diese Art von Diffusion möglich wird, wird durch das Chirikov- oder Überlappungs-Kriterium beschrieben [Chi79]. Der Parameter α_c beschreibt den Grad der Überlappung:

$$\alpha_c = \frac{\Delta Q_r}{q}, \qquad (6.14)$$

wobei ΔQ_r der Abstand der Resonanzen und q die Breite der primären Resonanz ist. Die primäre Resonanz ist dabei typischerweise die Resonanz mit der geringeren Ordnung. Abbildung 6.7

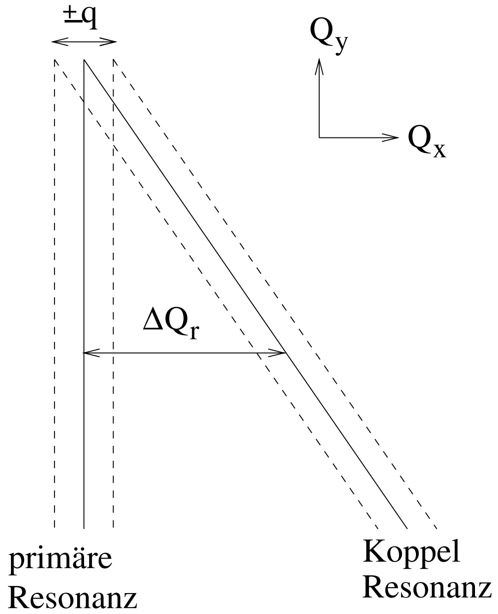


Abbildung 6.7: *Das Überlappungs-Kriterium.* ΔQ_r *beschreibt den Abstand der Resonanzen, der Parameter* q *ihre Breite.*

veranschaulicht das Überlappungs-Kriterium an Hand einer primären und einer Koppelresonanz. Dargestellt ist ein Ausschnitt eines Tunediagramms. Bei einem Tune Q_y besitzen die beiden Resonanzen einen Abstand ΔQ_r. Die Breite der Resonanzen ist durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Die Geschwindigkeit der Diffusion hängt extrem von α_c ab [TS99]. Der lokale Diffusionskoeffizient

$$D(I) := \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{T} = \frac{\langle 4(\Delta \varepsilon^s)^2 \rangle}{T}\,, \tag{6.15}$$

der das Anwachsen der mittleren quadratischen Betatronamplitude $I = 2\varepsilon$ bzw. der mittleren quadratischen Summenemittanz ε^s pro Umlaufzeit T beschreibt, wächst bei einer Änderung des Parameters α von 0 auf 7 um 16 Größenordnungen [TS99].

6.3.3 Tune-Modulation mit einer Frequenz

Mit Hilfe von Tune-Modulation werden zusätzliche Resonanzen erzeugt, die als Seitenbänder der anderen Resonanzen betrachtet werden können. Die zweidimensionale Resonanzbedingung für die zusätzlichen Resonanzen lautet:

$$lQ_M + mQ_x + nQ_y = k \qquad \text{k,l,m,n = ganze Zahlen}\,, \tag{6.16}$$

wobei Q_M der Modulationstune und Q_x und Q_y die durch die Strahloptik vorgegeben Tunes sind.

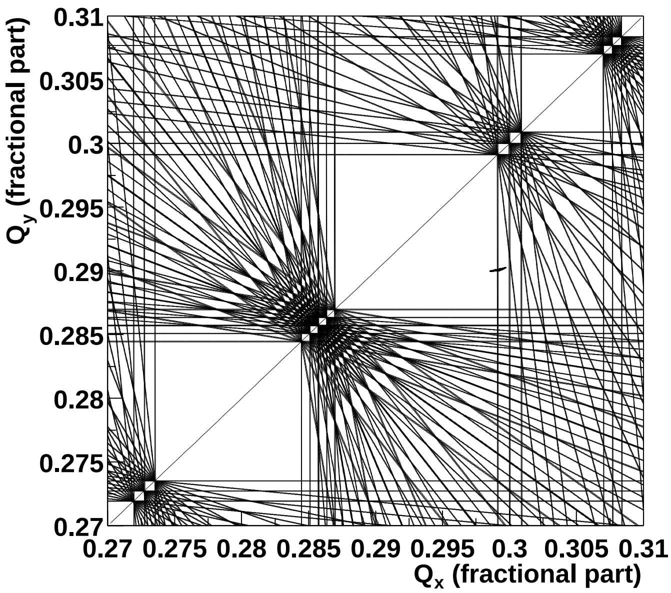


Abbildung 6.8: *Tunediagramm mit Tune-Modulation* $f_{mod} = 300$ Hz. *Die Modulationsfrequenz wurde hier so gewählt, daß die Resonanzbedingung erfüllt ist.*

Abbildung 6.8 zeigt ein Tunediagramm mit den zusätzlichen Resonanzen ($l = \pm 1$), die als Seitenbänder der primären Resonanzen zu erkennen sind. Hier wurde die Modulationsfrequenz $f_{mod} = 300\text{Hz}$ so gewählt, daß ein Seitenband der Resonanz (10,0,-3) die Resonanzbedingung für den eingezeichneten Tune $Q_x = 0.299$ erfüllt. Der Abstand der Seitenbänder zu den primären Resonanzen hängt nur von dem Modulationstune ab.

Die Breite der zusätzlichen Resonanz wird bei der Modulation:

$$Q_x(t) = Q_{x,0} + q\,\sin(2\pi Q_M t)\,, \tag{6.17}$$

durch die Modulationsamplitude q vorgegeben (vgl. Abschnitt 6.3), dabei sind $Q_{x,0}$ der ungestörte Tune, Q_M der Modulationstune und t die Anzahl der Umläufe.

Abhängig von dem Modulationstune Q_M, der Modulationsamplitude q und der betrachteten Resonanz Q_I mit der Ordnung N wird eine von vier dynamischen Phasen angenommen, die sich aus Berechnungen der nichtlinearen Störungstheorie ergeben [TS99, Brü94]. Abbildung 6.9 zeigt das Phasendiagramm für die dem HERA-Tune nächste Resonanz $Q_I = 0.3$ zehnter Ordnung ($\mathcal{O}_{res} = 10$). Die geraden Linien ergeben sich nach [TS99]:

$$\left(\frac{q}{Q_I}\right)\left(\frac{Q_M}{Q_I}\right) = \frac{1}{\mathcal{O}_{res}}\,, \tag{6.18}$$

$$\left(\frac{q}{Q_I}\right)^{1/4}\left(\frac{Q_M}{Q_I}\right)^{3/4} = \frac{4}{(\mathcal{O}_{res}\pi)^{1/4}}\,, \tag{6.19}$$

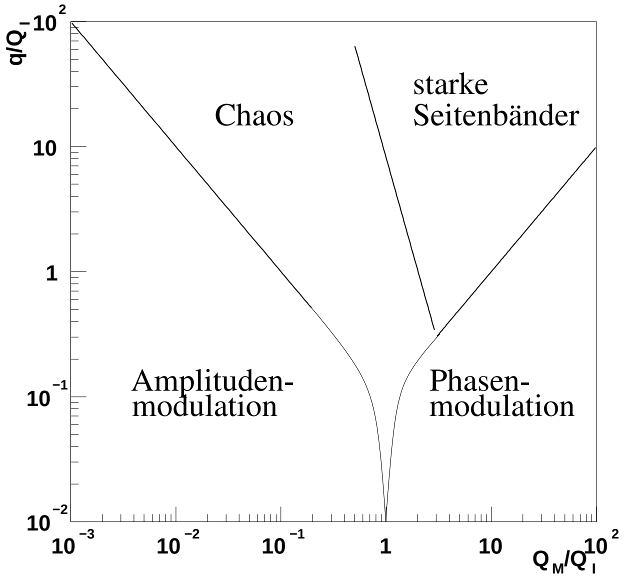


Abbildung 6.9: *Phasendiagramm für die dem HERA-Tune nächste Resonanz $Q_R = 0.3$ zehnter Ordnung.*

$$\left(\frac{q}{Q_I}\right)\left(\frac{Q_M}{Q_I}\right)^{-1} = \frac{1}{\mathcal{O}_{res}} . \tag{6.20}$$

Die gekrümmten Bereiche sind freihändig eingezeichnet. Bei $Q_M = Q_I$ beginnt nach dem Überlappungs-Kriterium der chaotische Bereich.

Wird zum Beispiel eine Modulationsfrequenz von 300 Hz verwendet, kann aus diesem Diagramm die Modulationsamplitude q entnommen werden, die notwendig ist um einen chaotischen Bereich zu erzeugen in dem Diffusion stattfindet. In diesem Fall ergibt sich eine notwendige Modulationsamplitude von $q > 1.4$. In realen Speicherringen ist die zur Erzeugung von Chaos notwendige Tuneverschiebung aufgrund der Kopplung der Phasenräume jedoch geringer und Diffusion tritt eher auf [EG87].

Eine Modulationsamplitude von $q = 1.4$ ist zur Erzeugung von Diffusion für das HERA-B-Target nicht praktikabel da sie, wie der ganzzahlige Anteil zeigt, den Tune des gesamten Strahls beeinflußt. Abbildung 6.10 zeigt die Bewegung einiger Teilchen im Phasenraum bei einer Tunemodulation mit 300 Hz und verschieden Modulationsamplituden. Als Tune wurde $Q_x = 0.299$ gewählt und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung entspricht einem Positronen-Strom von 25 mA. Bis zu einer Modulationsamplitude von $q < 0.05$ ist die Bewegung der Teilchen stabil. Bei größeren Modulationsamplituden ist die Bewegung der Teilchen in den äußeren Strahlbereichen chaotisch, die einzelnen Trajektorien überlappen und Diffusion ist möglich. Jedoch ist auch diese Modulationsamplitude noch zu groß um praktikabel zu sein, da sie im Tune Diagramm Resonanzen mehrerer Ordnungen überlappt. Im folgenden wird gezeigt, wie chaotische Diffusion mit deutlich kleineren Modulationsamplituden erzeugt werden kann.

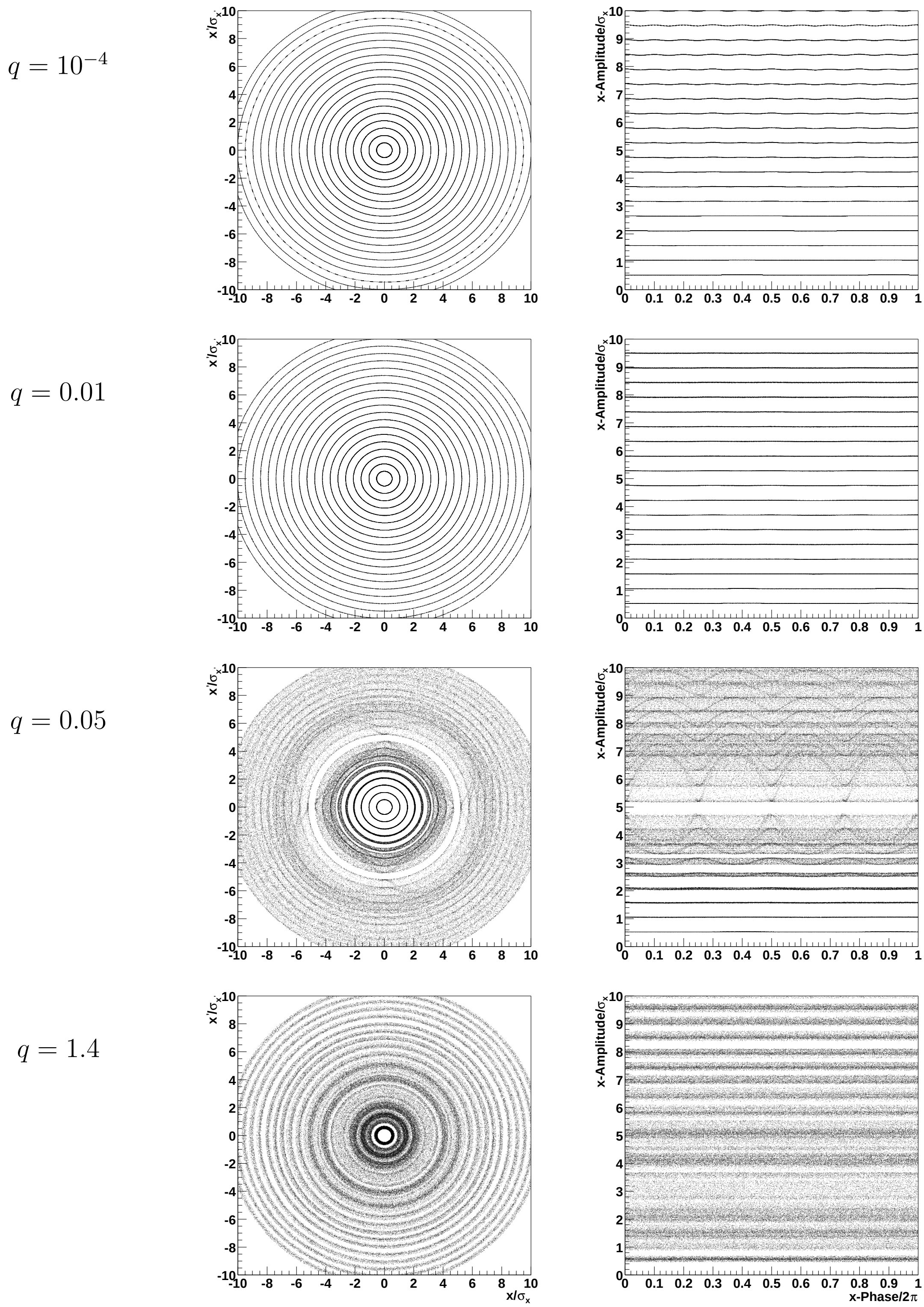


Abbildung 6.10: *Bewegung einiger Teilchen im Phasenraum mit einer Modulationsfrequenz von* 300 Hz *und verschieden Modulationsamplituden.*

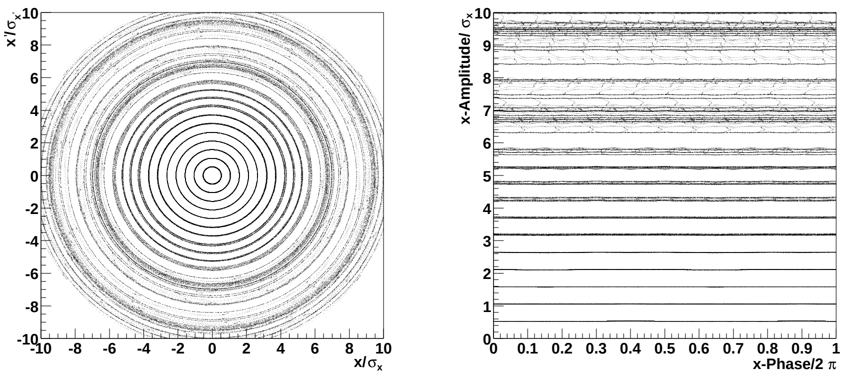


Abbildung 6.11: *Tune-Modulation mit zwei Frequenzen. Die gesamte Modulationsamplitude beträgt* $q = 1.44 \cdot 10^{-3}$.

6.3.4 Tune-Modulation mit zwei Frequenzen

Um Diffusion zu erzeugen werden nicht nur Resonanzen, sondern ein Bereich im Phasenraum benötigt, in dem sich die Teilchen frei bewegen können. Dieser Bereich wird im Falle der Modulation mit zwei Frequenzen nach:

$$Q_x(t) = Q_{x,0} + \sum_{i=0}^{1} q_i \, \sin(2\pi Q_i t) \tag{6.21}$$

dadurch geschaffen, daß eine zweite Frequenz Seitenbänder der Seitenbänder erzeugt, die mit der Resonanz der ersten Frequenz überlappen und so schon bei kleinen Modulationamplituden einen chaotischen Bereich erzeugen, in dem Diffusion möglich ist. In [Brü94] wird gezeigt, daß die Kombination einer Modulationsfrequenz von einigen hundert Hertz mit einer Modulationsfrequenz im Bereich einiger Hertz eine wesentlich größere Diffusion erzeugt, als die Modulation mit nur einer Frequenz bei gleicher gesamter Modulationsamplitude.

Soll Diffusion bei gegebener Strahl-Strahl-Wechselwirkung und gegebenem Tune stattfinden, kann mit Hilfe von Tunemodulation gezielt eine zusätzliche Resonanz erzeugt werden. Die Wahl der ersten Frequenz für eine spezielle Resonanz Q_I erfolgt für z.B. den horizontalen Phasenraum ($k = 0$) nach:

$$f_{mod} = |Q_I - Q_{x,0} - \Delta Q_x(I)| \cdot f_U \, . \tag{6.22}$$

Durch die Berücksichtigung der von der Teilchenamplitude I abhängigen Tuneverschiebung $\Delta Q_x(I)$ durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung kann die Resonanzbedingung gezielt für einen speziellen Strahlbereich erfüllt werden, wenn gleichzeitig die Modulationsamplitude q klein gewählt wird.

Abbildung 6.11 zeigt den Einfluß der zweiten Frequenz. Der Tune der Teilchen und die anderen Parameter entsprechen denen im vorherigen Abschnitt. Der Tune wurde mit $f_2 = 12$ Hz und einer Amplitude von nur $q_1 = 1.3 \cdot 10^{-3}$ und mit 300 Hz bei einer Amplitude von $q_2 = 1.4 \cdot 10^{-4}$

I_e	D
25 mA	$(5.42 \pm 0.05) \cdot 10^{-13}$ (mm mrad)^2/Umlauf
18 mA	$(1.51 \pm 0.02) \cdot 10^{-13}$ (mm mrad)^2/Umlauf
11 mA	$(1.42 \pm 0.01) \cdot 10^{-14}$ (mm mrad)^2/Umlauf

Tabelle 6.1: *Simulierte Diffusionskoeffizienten der Protonen für verschiedene Elektronenströme.*

moduliert. Die maximale Modulationsamplitude beträgt $q = 1.44 \cdot 10^{-3}$. Im Vergleich zu der Modulation mit nur einer Frequenz in Abbildung 6.10 findet Diffusion in diesem Fall bei einer um eine Größenordnung kleineren Modulationsamplitude statt, wie an der Überlappung der Teilchenbahnen zu erkennen ist.

6.3.5 Abhängigkeit der Diffusion vom Elektronenstrom mit der Ein-Teilchen-Simulation

Mit der Ein-Teilchen-Simulation kann der Diffusionskoeffizient mit Hilfe der Emittanz der Teilchen bestimmt werden. Im linearen Fall mit Kopplung ist die Summenemittanz $\varepsilon^s = \varepsilon_x + \varepsilon_y$ der Teilchen erhalten. Findet Diffusion statt, wächst die Summenemittanz mit der Zeit. Der Diffusionskoeffizient D ergibt sich aus der mittleren quadratischen Abweichung der Summenemittanz ε^s pro Zeit oder pro Umlauf:

$$D = \sum_{k=1}^{N} \frac{4}{N\,(t - t_0)} \cdot \left(\varepsilon_k^s(t) - \varepsilon_k^s(t_0)\right)^2 = \frac{\left\langle 4\,(\Delta\varepsilon^s)^2 \right\rangle}{\Delta t} \tag{6.23}$$

Mit N der Anzahl der simulierten Umläufe.

Abbildung 6.12 zeigt die mittlere quadratische Abweichung der Summenemittanz für jeweils 500 Teilchen aufgetragen gegen die Anzahl der Umläufe. Die Startemittanz der Teilchen wurde so gewählt, daß die Teilchen mit Kopplung und Synchrotronschwingung ein Target bei einer Position von $3.7\ \sigma$ erreichen können. Wechselwirkungen mit dem Target und den Kollimatoren wurden nicht berücksichtigt. Insgesamt wurden für jedes Teilchen 10 Millionen Umläufe simuliert, was etwa 210 Sekunden im Speicherring entspricht. Die Simulation wurde für drei verschiedene Elektronenströme I_e durchgeführt, um den bisher noch nicht diskutierten Einfluß der Stärke der Nichtlinearität auf die Diffusion zu studieren.

Wie erwartet ist in allen Fällen ein Diffusionsprozeß zu beobachten. Die mittlere quadratischen Abweichung der Summenemittanz wächst für alle drei Fälle etwa linear mit der Anzahl der Umläufe. Die Diffusionskoeffizienten[2] wurden mittels einer linearen Regression ermittelt und sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Simulation zeigt, daß der Diffusionskoeffizient vom Elektronenstrom I_e abhängt, der nach Gleichung 4.75 die Stärke der Nichtlinearität bestimmt. Zusätzlich

[2] Die ermittelten Diffusionskoeffizienten sind um etwa zehn Größenordnungen kleiner als die sich nach Abschnitt 4.2.5, für eine Targetposition $3.7\ \sigma$, ergebenden Werte. Dies kann damit erklärt werden, daß die Parameter für das Potenzgesetz in Abschnitt 4.2.5 für Strahlbereiche zwischen 6 und 10 Sigma bestimmt wurden, was deutlich weiter außen am Strahl ist als die aktuelle Targetposition.

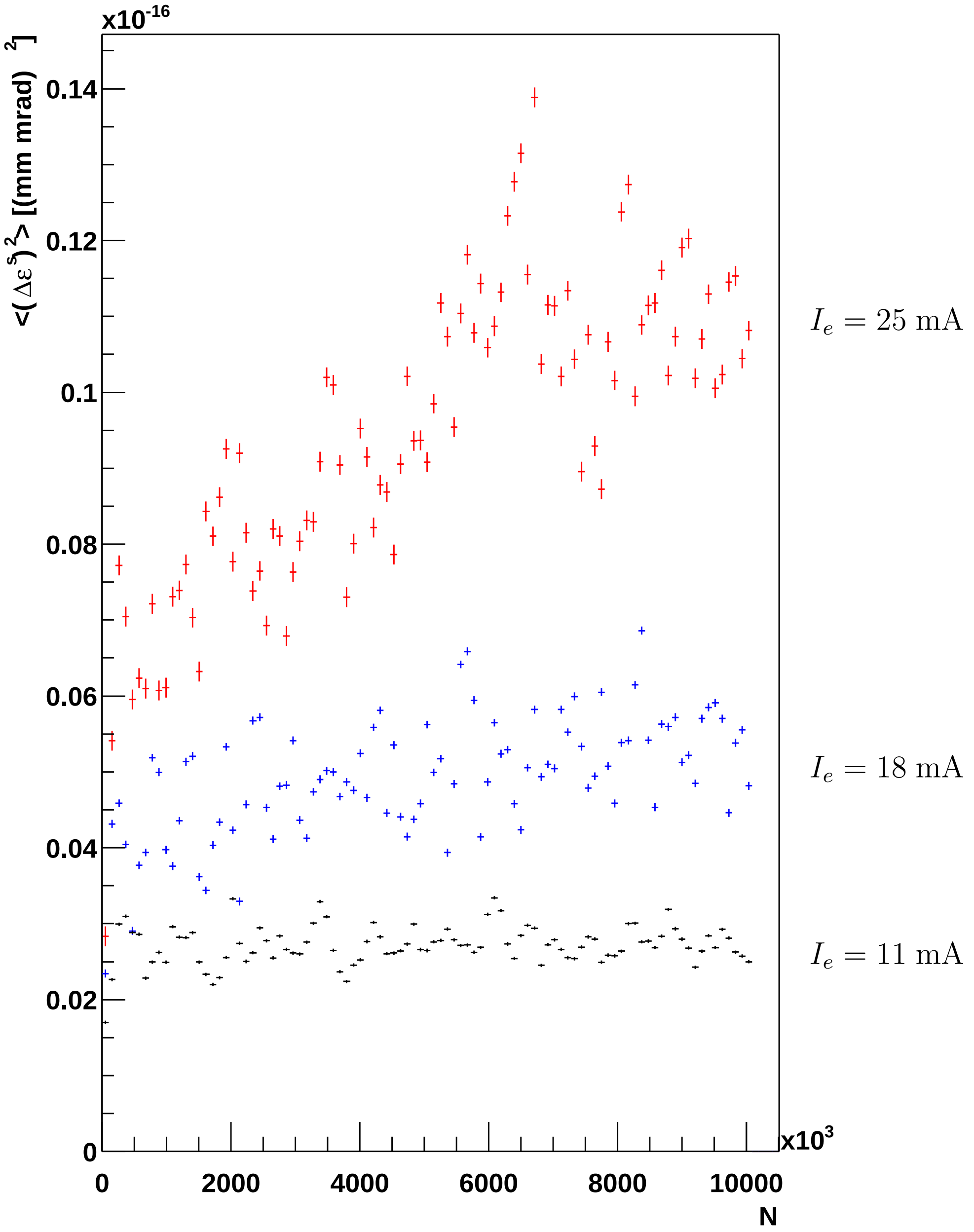


Abbildung 6.12: *Mittlere quadratische Abweichung der Summenemittanz* $\left\langle (\varepsilon^s)^2 \right\rangle$ *der Protonen für drei verschiedene Elektronenströme* I_e *aufgetragen gegen die Anzahl der Umläufe* N*. Die Diffusion ist abhängig vom Elektronenstrom.*

zu den verschiedenen Steigungen der Kurven ist auch eine vom Elektronenstrom abhängige vertikale Verschiebung der Startpunkte der Kurvenverläufe zu erkennen. Diese Verschiebung kommt dadurch zustande, daß die Strahl-Strahl-Wechselwirkung und die Modulation nicht bei der Teilchengenerierung berücksichtigt werden können, daher wird die Emittanz direkt bei den ersten Umläufen etwas aufgeweitet. Da die Stärke der Strahl-Strahl-Wechselwirkung vom Elektronenstrom abhängt, hängt auch diese Aufweitung vom Elektronenstrom ab.

Die Simulation zeigt, daß durch die Kombination von Strahl-Strahl-Wechselwirkung und Tune-Modulation Diffusion stattfindet. Zusätzlich hat sich gezeigt, daß der Diffusionskoeffizient vom Elektronenstrom abhängt. Nun muß noch gezeigt werden, daß durch die Tune-Modulation nur der äußere Strahlbereich aufgeweitet wird.

6.3.6 Frequenzanalyse

Eine neue Methode zum Studium der Stabilität dynamischer Systeme ist die Frequenzanalyse nach Laskar [L$^+$92, Las93], welche ursprünglich zur Untersuchung der Stabilität des Sonnensystems entwickelt wurde [Las90, LP96, LP98] und inzwischen auch zur Bestimmung der dynamischen Apertur von Speicherringen verwendetet wird [R$^+$00, PZ99]. Bei der Methode wird im wesentlichen die Veränderung des Tune der Teilchen mit der Zeit betrachtet.

Die Bewegung der Teilchen im Phasenraum findet mit einer festen Frequenz, dem Tune statt. Nach dem Kolmogorov-Arnold-Moser-Theorem (KAM-Theorem) bleibt diese Frequenz auch bei kleinen Störungen, wie z.B. durch die Modulation und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung konstant [LD93]. Die Teilchen führen in diesem Fall quasiperiodische Oszillationen aus. Erst wenn es durch die Störungen zu Arnold-Diffusion kommt, ändert sich der Tune.

Da eine Änderung des Tune Diffusion anzeigt, bietet die Frequenzanalyse eine gute Möglichkeit, die Stabilität des Systems zu untersuchen. Der Tune der Teilchen wird numerisch mit einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) bestimmt. Daher liefert der Algorithmus auch für chaotische Trajektorien eine aussagekräftige interpolierte Frequenz. Die Methode erlaubt eine Abschätzung der Position und der Breite der chaotischen Bereiche [L$^+$92].

Ein großer Vorteil dieser Methode ist, daß die Frequenzen mit der Fourier-Transformation sehr genau bestimmt werden können. Typischerweise ist die Simulation von etwa 1000 Umläufen pro Teilchen ausreichend [Las90]. Das bedeutet, daß mit dieser Methode wesentlich weniger Simulationsaufwand getrieben werden muß als z.B. bei den Simulationen im letzten Abschnitt, mit deren Hilfe der Diffusionskoeffizient direkt bestimmt werden konnte.

Abbildung 6.13 a) zeigt den mit einer FFT bestimmten Tune bei 4096 Umläufen für 600 verschiedene Startpositionen ($x = 0 \ldots 6\sigma, y = 0\sigma$) bei einem Ausgangstune von $Q_x = 0.2978$ und $Q_y = 0.2907$. Bei der Simulation der Tune-Modulation mit zwei Frequenzen ($f_1 = 12\ \mathrm{Hz}, q_1 = 1.3 \cdot 10^{-3}, f_2 = 300\ \mathrm{Hz}, q_2 = 1.4 \cdot 10^{-4}$) nach Abschnitt 6.3.4 wurden die Strahl-Strahl-Wechselwirkung, die Synchrotronschwingung und die Kopplung berücksichtigt. Im wesentlichen ist die Tuneverschiebung durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung zu erkennen. Erst die erste und zweite Ableitung des Tune nach der Startposition der Teilchen, die in den Teilen b) und c) der Abbildung gezeigt sind, machen deutlich, daß der Tune einiger Teilchen verschoben wird. Nach Laskar sind große Fluktuationen der zweiten Ableitung des Tune ein Anzeichen dafür, daß sich die Teilchen in diesem Bereich chaotisch Bewegen und Diffusion stattfindet [Las93].

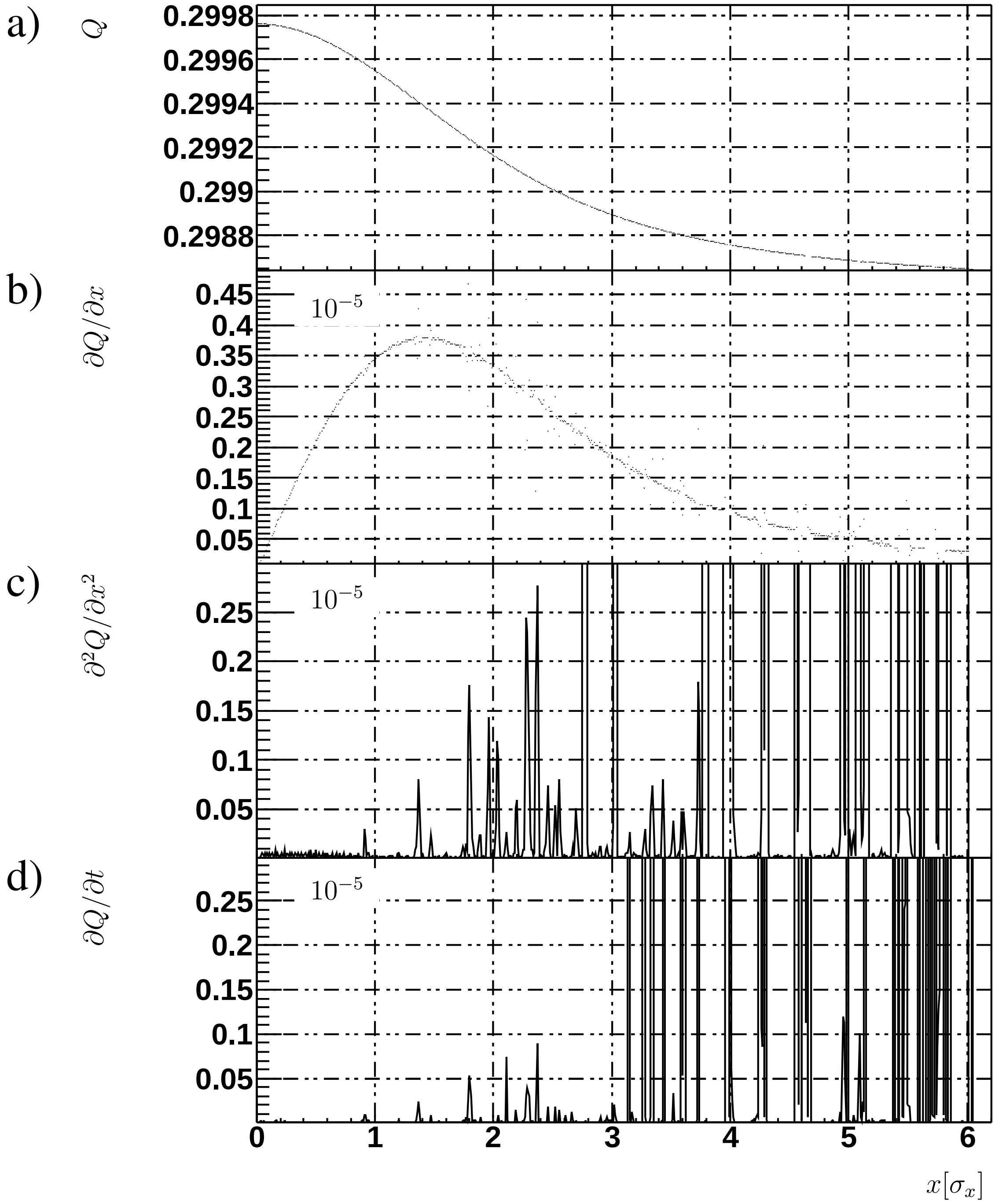


Abbildung 6.13: *Diffusion des Tune. In a) ist der Tune Q der simulierten Teilchen gegen ihre Startposition aufgetragen. Im wesentlichen ist die Tuneverschiebung durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung zu erkennen. In b) ist die erste Ableitung nach der Startposition gezeigt. Im Intervall [0,1] ist die lineare Tuneverschiebung zu erkennen. Die zweite Ableitung nach der Startposition in Teil c) zeigt deutlich, daß Diffusion stattfindet. Teil d) der Abbildung zeigt, die zeitliche Ableitung des Tune der Teilchen.*

Findet Diffusion statt, muß sich der Tune der Teilchen auch mit der Zeit ändern. Dies wird im allgemeinen durch eine Diffusionsgleichung beschrieben. Die Diffusionsgleichung für den eindimensionalen Fall lautet:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} = D(x)\frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2}$$

Die zeitliche Änderung $\partial Q_x/\partial t$ des Tune hängt über den ortsabhängigen Diffusionskoeffizienten mit der zweiten Ableitung nach der Teilchenamplitude zusammen. In Teil d) der Abbildung ist die zeitliche Ableitung des Tune gezeigt. Sie wurde dadurch ermittelt, daß weitere 4096 Umläufe der Teilchen simuliert wurden und ihre Tunes getrennt für beide Intervalle bestimmt wurden. Die Differenz der beiden Tunes liefert dann die näherungsweise ihre zeitliche Ableitung:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} \approx \frac{1}{T} Q_x([T/2, T]) - Q_x([0, T/2])$$

Es ist zu erkennen, daß die Teilchenamplituden, an denen große Fluktuationen in der zweiten Ableitung nach der Teilchenamplitude und in der Ableitung nach der Zeit zu beobachten sind, übereinstimmen. Dies zeigt, das wirklich Diffusion stattfindet.

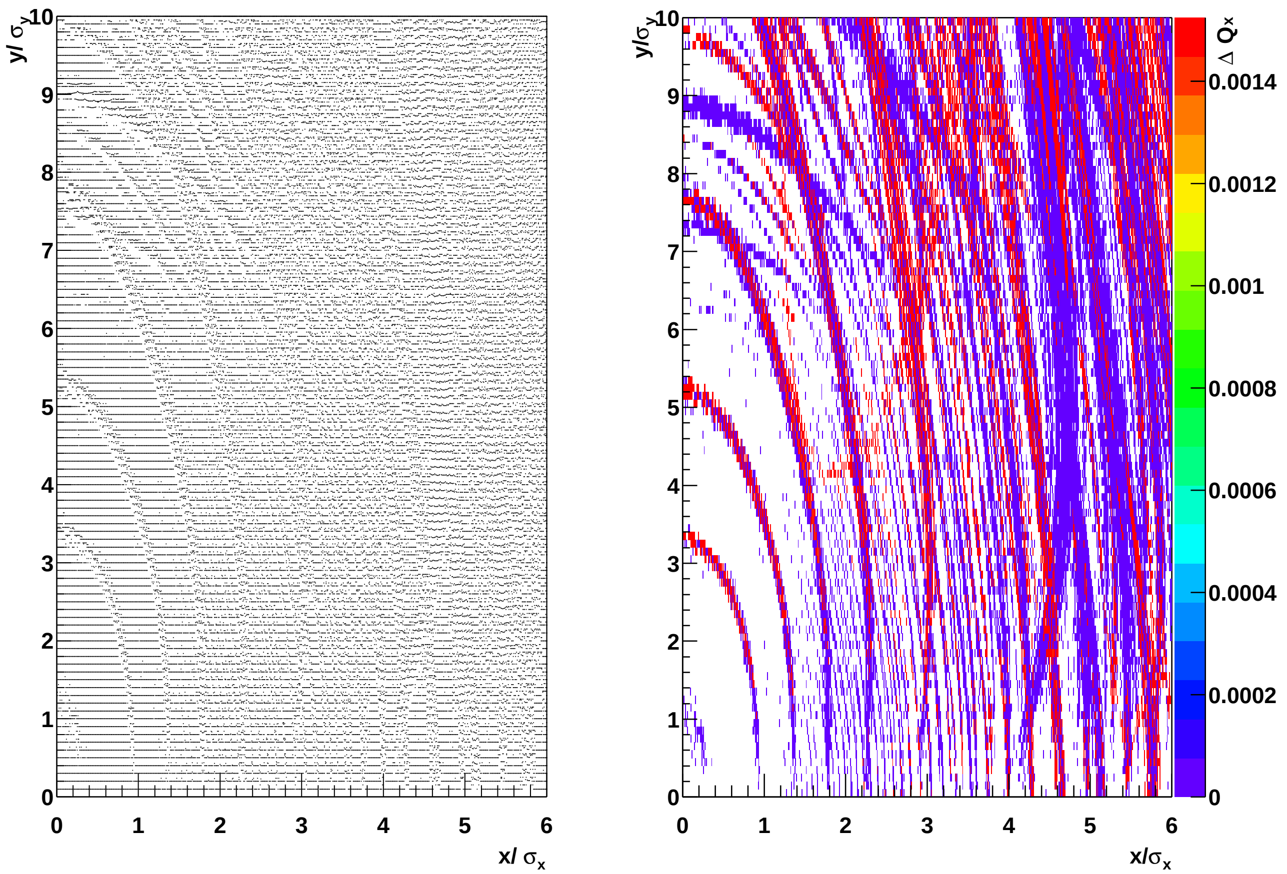
Weiterhin ist zu erkennen, daß die Änderung des Tune hauptsächlich im äußeren Strahlbereich stattfindet, wo sich die Nichtlinearität der Strahl-Strahl-Wechselwirkung am meisten bemerkbar macht. Genau dieser Effekt ist beim Beam-Tail-Shaping erwünscht, da er es ermöglicht nur den äußeren Strahlbereich aufzuweiten.

Einen besseren Eindruck, in welchen Strahlbereichen Diffusion stattfindet, liefert eine zweidimensionale Darstellung der zeitlichen Ableitung für in beiden Phasenräumen verteilte Startpositionen. Für Abbildung 6.14 wurden Teilchen mit Startpositionen im Bereich von ($x = 0..6\sigma, x' = 0\sigma, y = 0..10\sigma, y' = 0\sigma$) simuliert. In Teil a) der Abbildung wurde die Startposition $y + 0.008 \cdot \log(|\frac{\partial Q_x}{\partial t}|)$ gegen die Startposition in x-Richtung aufgetragen. In Teil b) der Abbildung ist die lokale Diffusion $|\frac{\partial Q_x}{\partial t}|$ mit Hilfe eines Farbcodes dargestellt. In beiden Teilen der Abbildung ist an der Dichte der Bereiche in denen Diffusion stattfindet zu erkennen, daß die durch die Tune-Modulation zusammen mit der Strahl-Strahl-Wechselwirkung hervorgerufene Diffusion wie gewünscht im wesentlichen im äußeren Strahlbereich stattfindet.

Es wurde gezeigt, daß mit Tune-Modulation Diffusion in den äußeren Strahlbereichen erzeugt werden kann. Im folgenden wird das am HERA-Protonenspeicherring zur Tune-Modulation verwendete System vorgestellt.

6.4 Das System

Zur genauen Einstellung des Tune gibt es in jedem Quadranten des HERA-Protonen-Speicherrings je zwei Quadrupolfamilien mit supraleitenden Quadrupolen. Bei den Experimenten zur Tune-Modulation wurden die Quadrupolfamilien QP40 und QP42 im westlichen Quadranten verwendet, die sonst zur Kontrolle des horizontalen und des vertikalen Tune eingesetzt werden. Die Netzteile der Quadrupolfamilien besitzen einen Eingang zur Steuerung ihres Stromes mit



(a) (b)

Abbildung 6.14: *Zwei dimensionale Darstellung der Diffusion. Gezeigt ist die Änderung der Tunes mit der Zeit gegen die Startpositionen der Teilchen* $(x = 0..4\sigma, x' = 0, y = 0..10\sigma, y' = 0)$. *Um einen räumlichen Eindruck zu erzeugen ist in Teil a) die Startposition* $(y + 0.008 \cdot \log(|\frac{\partial Q_x}{\partial t}|))$ *aufgetragen gegen* x. *Teil b) zeigt die Diffusion* $\Delta Q_x = |\frac{\partial Q_x}{\partial t}|$ *farblich codiert. Beide Darstellungen zeigen, daß im wesentlichen Resonanzen im äußeren Strahlbereich angeregt werden. Die angeregten Resonanzen liegen dicht beieinander und überlappen. Es findet Diffusion statt.*

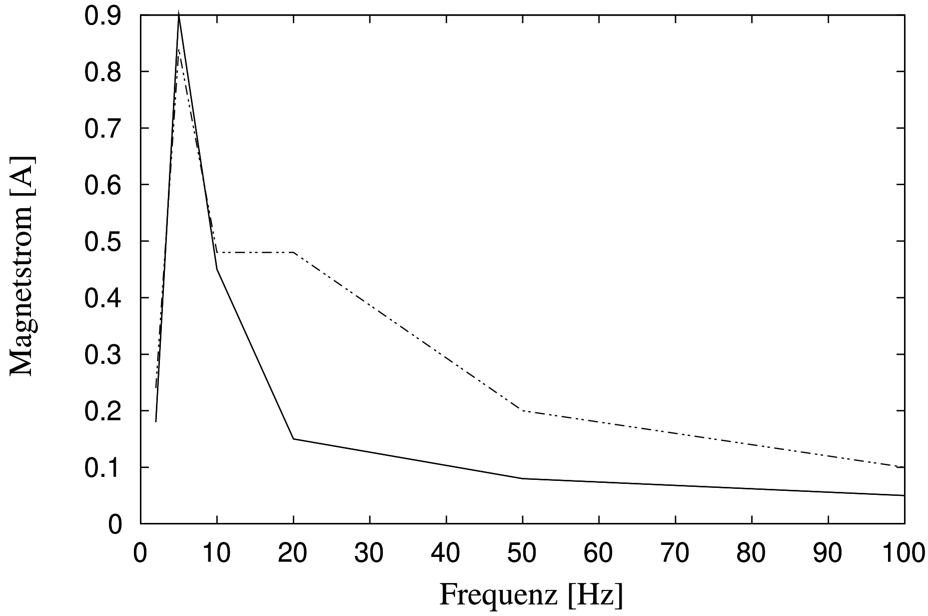


Abbildung 6.15: *Wechselstromanteil des Magnetstroms in Abhängigkeit der Frequenz der Steuerspannung von 1V bei zwei Gleichstromanteilen: 30A (—), 60A (- · · - · · ·). Aufgetragen ist der Spitzenwert des Wechselstroms gegen die Frequenz. Die einzelnen Meßpunkte wurden durch gerade Linien verbunden [MEFI01].*

Hilfe einer externen Spannung. Auf diesen Eingang wird das Signal zur Tune-Modulation gegeben. Die externe Spannung wird von einem PC mit Funktionsgenerator-Karte[3] erzeugt [Mon02].

Aufgrund der großen Induktivität der Magnete werden hohe Frequenzen abgeschwächt. Zusätzlich werden auch Frequenzen im Bereich einiger Hertz von Regelkreisen zur Stabilisierung des Ausgangsstroms innerhalb der Netzteile unterdrückt. Abbildung 6.15 zeigt den Wechselstromanteil des Magnetstroms bei Gleichstromanteilen von $30\ \mathrm{A}$ und $60\ \mathrm{A}$, während die Modulation mit einer Amplitude von einem Volt durchgeführt wurde. In beiden Phasenraumebenen bewirkt eine Änderung des Stromes von einem Ampere eine Tuneverschiebung von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ [MEFI01]. Daraus folgt, daß bei einer Frequenz von $10\ \mathrm{Hz}$ mit einer Modulationsamplitude von $1\ \mathrm{V}$ die Amplitude des Magnetstromes etwa $0.5\ \mathrm{A}$ beträgt und der Tune mit einer Amplitude von etwa $q_{10} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ moduliert wird.

Beim Betrieb des Systems wurde beobachtet, daß das Einschalten oder das Ändern der Tune-Modulationsamplitude Untergrundspikes[4] bei allen Experimenten erzeugt. Daher wird die Amplitude der Tune-Modulation beim Einschalten mit nur $0.25\ \mathrm{V/Minute}$ sehr langsam erhöht.

Der Einfluß der Tune-Modulation auf den Strahl kann mit Hilfe von Frequenzspektren der Wechselwirkungsrate untersucht werden. Simulationen in [Brü93] zeigen, daß eine Tune-Modulation zur Modulation der Verlustrate führt. Das bedeutet, daß die Modulationsfrequenzen auch in der Wechselwirkungsrate zu beobachten sein müssen. Die Abbildungen 6.16 a) und b) zeigen

[3] DATEL PC420GEN

[4] In einem Fall haben diese Spikes sogar zu Beschädigungen am H1-Detektor geführt.

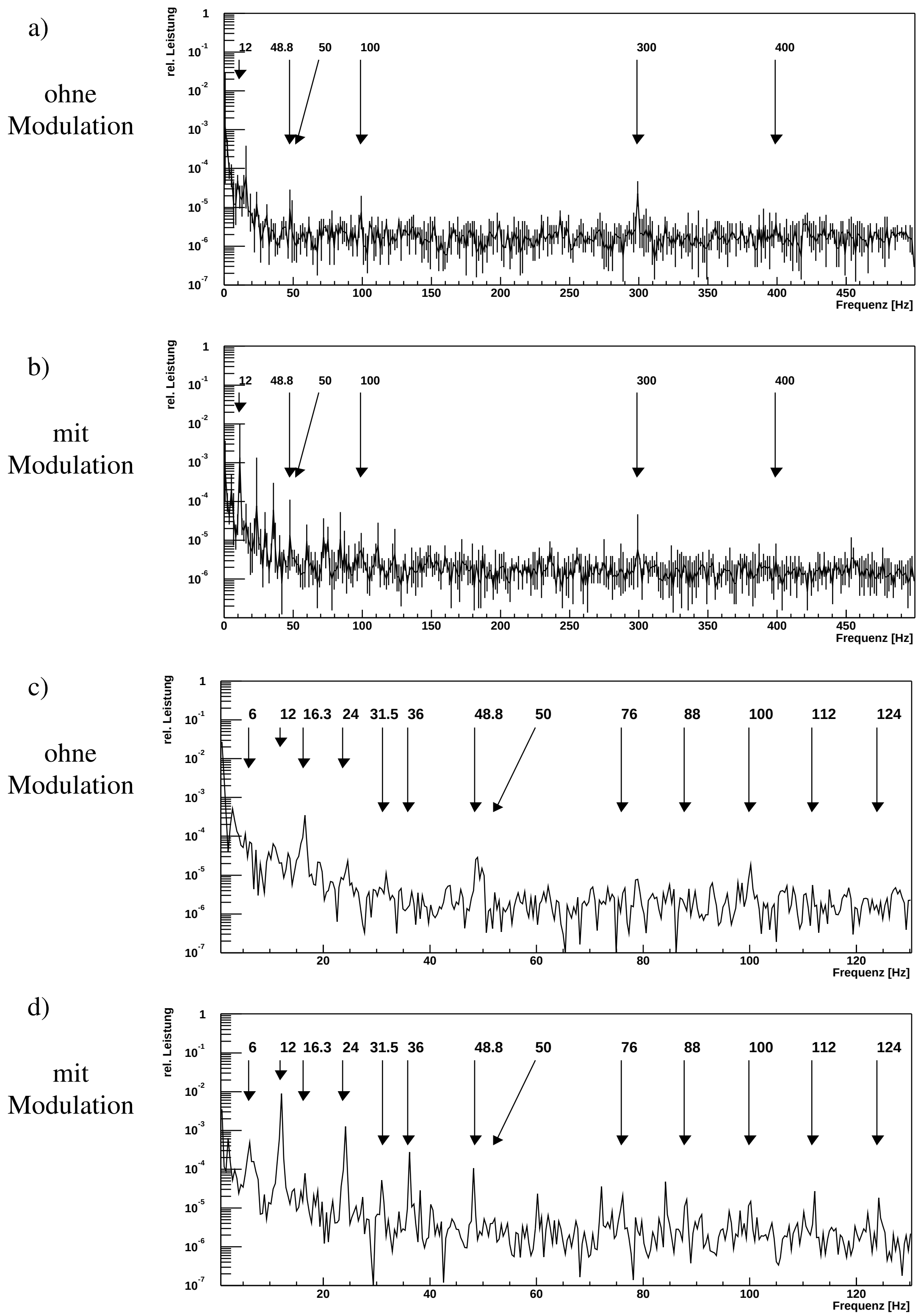


Abbildung 6.16: *Frequenzspektren der HERA-B-Wechselwirkungsrate. Die Abbildungen c) und d) sind Ausschnitte der Abbildungen a) und b). Die Modulation findet mit* 12 Hz *und mit* 400 Hz *statt. Die Modulationsamplituden betragen je Frequenz* 0.5 V.

Frequenzspektren der Wechselwirkungsrate ohne und mit Tune-Modulation. Die Abbildungen c) und d) zeigen die gleichen Spektren vergrößert bis 130 Hz.

Die Modulation bei den in Teil b) und d) der Abbildung gezeigten Spektren findet mit 12 Hz und mit 400 Hz statt. Die Modulationsamplituden betragen je Frequenz 0.5 V. Bei einem typischen Magnetstrom von 30 A entspricht dies nach Abbildung 6.15 etwa $I_{12} = 0.25$ A und $I_{400} = 0.025$ A, also einer Modulationsamplitude der Tunes von etwa $q_{12} = 1.25 \cdot 10^{-3}$ und $q_{400} = 1.25 \cdot 10^{-4}$.

Den beiden Spektren gemeinsam ist ein großer spektraler Anteil im Frequenzbereich unter etwa 50 Hz. Dieser kann auf die schon diskutieren Bodenbewegungen zurückgeführt werden [Flö90, Sei94, Kni00].

Ein Vergleich der Spektren ohne und mit Modulation zeigt, daß im Fall mit Modulation insbesondere im Bereich niedriger Frequenzen neue Linien sichtbar werden und andere verschwinden. Die Linie mit der größten relativen Spektralen Leistung ist die 12 Hz Linie. Eine 400 Hz Linie ist - wenn überhaupt - nur sehr schwach vorhanden. In beiden Spektren zeigt sich eine deutliche 300 Hz Linie. Diese Linie wurde auch schon bei der Untersuchung von Verlustraten an den Kollimatoren beobachtet und ist immer vorhanden [Sei94], ihr Ursprung ist zur Zeit nicht voll verstanden [Wan03]. In der Vergrößerung der Spektren ist eine Linie bei 48.8 Hz zu erkennen. Diese Linie stammt von mechanischen Pumpen, die mit dieser Frequenz arbeiten und die nahe den Quadrupolen montiert sind [Sei94]. Insbesondere in Teil c) der Abbildung sind auch Linien bei 50 und 100 Hz zuerkennen, die durch das Stromnetz entstehen. In Teil d) ist zuerkennen, daß durch die Tune-Modulation der Beitrag der 12 Hz Linie zur relativen Leistung um zwei Größenordnungen steigt. Zusätzlich werden Oberwellen bei 24 Hz und 36 Hz angeregt. Bei der 6 Hz Linie könnte es sich um eine für anharmonische Schwingungen typische Subharmonische handeln, die bei großen Erregeramplituden auftreten. Um die 100 Hz Linie entstehen Seitenbänder.

Die Messung zeigt, daß die Tune-Modulation die vom HERA-B-Target am Strahl erzeugte Wechselwirkungsrate beeinflußt. Eine 12 Hz Linie ist deutlich zu erkennen. Die ebenfalls erwartete 400 Hz Linie wird bei der Modulation jedoch nicht deutlich sichtbar.

Welcher physikalische Mechanismus zur Modulation der Targetrate führt kann mit den Frequenzspektren der HERA-B-Wechselwirkungsrate nicht ermittelt werden. Es kann sich um Oszillationen des Orbits, um Oszillationen der lokalen Betafunktion oder um Diffusion handeln. Im folgenden werden Messungen mit dem HERA-B-Target präsentiert, die zeigen, daß durch die Modulation die Diffusion erhöht und damit die Fluktuationen der Wechselwirkungsrate verkleinert werden.

6.5 Experimente

Die ersten Tests der Tune-Modulation fanden im Dezember 1999 im Rahmen von Maschinenstudien statt. Im Jahr 2000 wurden dann weitere systematische Tests durchgeführt und die Tune-Modulation zeitweise in den Routinebetrieb integriert.

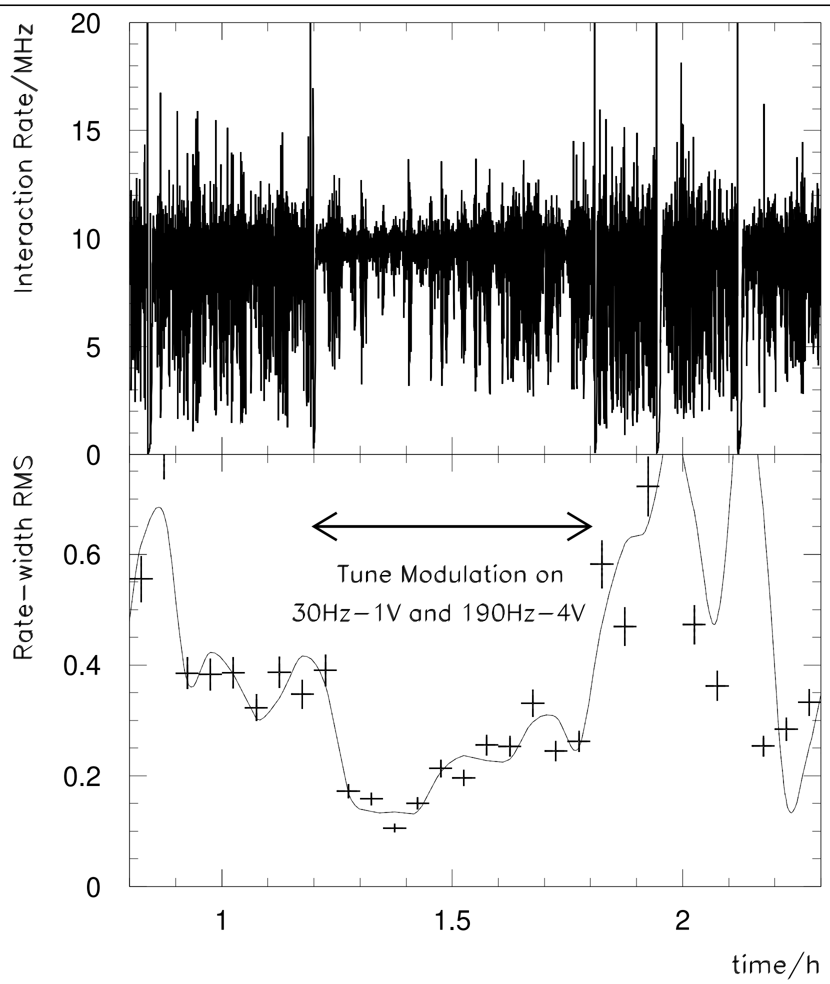


Abbildung 6.17: *Wirkung der Tune-Modulation auf die Wechselwirkungsrate mit Targetsteuerung [MEI00]. Aufgetragen sind die Wechselwirkungsrate und die Ratenbreite gegen die Zeit. Um das Auge zu führen, sind die Meßpunkte der Ratenbreite durch eine Linie verbunden. Die Messung wurde mit dem Innen-1-Target durchgeführt.*

6.5.1 Erste Tests

Am 15.12.1999 wurde die Tune-Modulation im Rahmen von dezidierten Studien erstmals zusammen mit dem HERA-B-Target in Betrieb genommen. Um den Einfluß der Tune-Modulation auf die Targetrate systematisch zu Untersuchen, wurden zwei Experimente durchgeführt.

Das erste Experiment bestand darin, die Stabilität der Targetrate unter Einfluß der Tune-Modulation zu beobachten. Bei dem Experiment wurde das Innen-1-Target aus Titan betrieben und eine Wechselwirkungsrate von $10\ \mathrm{MHz}$ eingestellt. Die Tunes betrugen $Q_x = 0.298$ und $Q_y = 0.292$. Als Modulationsfrequenzen wurden $30\ \mathrm{Hz}$ und $190\ \mathrm{Hz}$, bei Gesamtamplituden von 1V und 4V gewählt. Der Protonenstrom betrug $I_p = 63.7\ \mathrm{mA}$ und der Elektronenstrom $I_e = 21.4\ \mathrm{mA}$. Abbildung 6.17 zeigt die gemessene Wechselwirkungsrate und die Ratenbreite während der Messung von etwa 1.5 Stunden. Der Tune wurde in der Zeit zwischen 1.2h und 1.8h moduliert. Durch die Modulation konnte die Ratenbreite von etwa 40 Prozent vor der Modulation auf Werte zwischen 10 und 30 Prozent während der Modulation reduziert werden. Zu Beginn

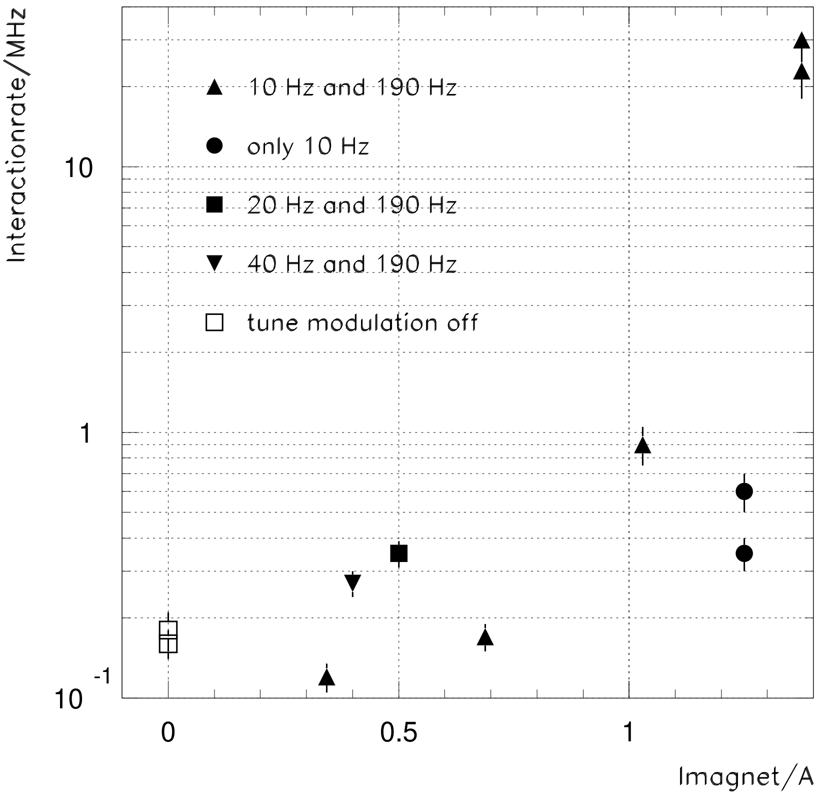


Abbildung 6.18: *Wirkung der Tune-Modulation auf die Wechselwirkungsrate ohne Targetsteuerung [MEFI01]. Aufgetragen ist die von dem Innen-1-Target erzeugte Wechselwirkungsrate gegen den gesamten Wechselstromanteil im Quadrupol.*

der Modulationsphase beträgt die Ratenbreite etwa 10 Prozent, zum Ende steigt sie auf etwa 30 Prozent an. Bei dieser Messung konnte jedoch nicht festgestellt werden, ob dieser Anstieg der Ratenbreite während der Modulation durch veränderte Bedingungen wie z.B Bodenbewegungen oder veränderte optische Parameter des Speicherrings zustande kam, oder ob die erwartete Diffusion nicht kontinuierlich stattfindet. Insgesamt wurde bei diesem Experiment erstmals gezeigt, daß mit Hilfe der Tune-Modulation die vom HERA-B-Target erzeugte Wechselwirkungsrate weniger fluktuiert.

Im Anschluß an dieses erfolgreiche Experiment wurde systematisch der Einfluß verschiedener Modulationsfrequenzen und Modulationsamplituden untersucht. Dazu wurde die automatische Targetsteuerung bei einer Wechselwirkungsrate von $10\ \mathrm{MHz}$ abgeschaltet und dann das Target um $100\ \mu\mathrm{m}$ vom Strahl entfernt. Danach betrug die Wechselwirkungsrate an dieser Position ohne Modulation etwa $200\ \mathrm{kHz}$. Bei der nachfolgenden Modulation wurde die obere Modulationsfrequenz konstant bei $190\ \mathrm{Hz}$ gehalten und die niedrige Frequenz und die Modulationsamplitude wurden variiert. Das Verhältnis der Modulationsamplituden von niedriger und hoher Frequenz betrug 1:1. Durch den Frequenzgang des Netzteils unterscheiden sich daher die Wechselstromanteile im Quadrupol und die resultierende Tune-Modulation für die beiden Frequenzen. Die Spannung der Modulationsamplitude wurde zwischen $0.625\ \mathrm{V}$ und $2.5\ \mathrm{V}$, je Frequenz, vari-

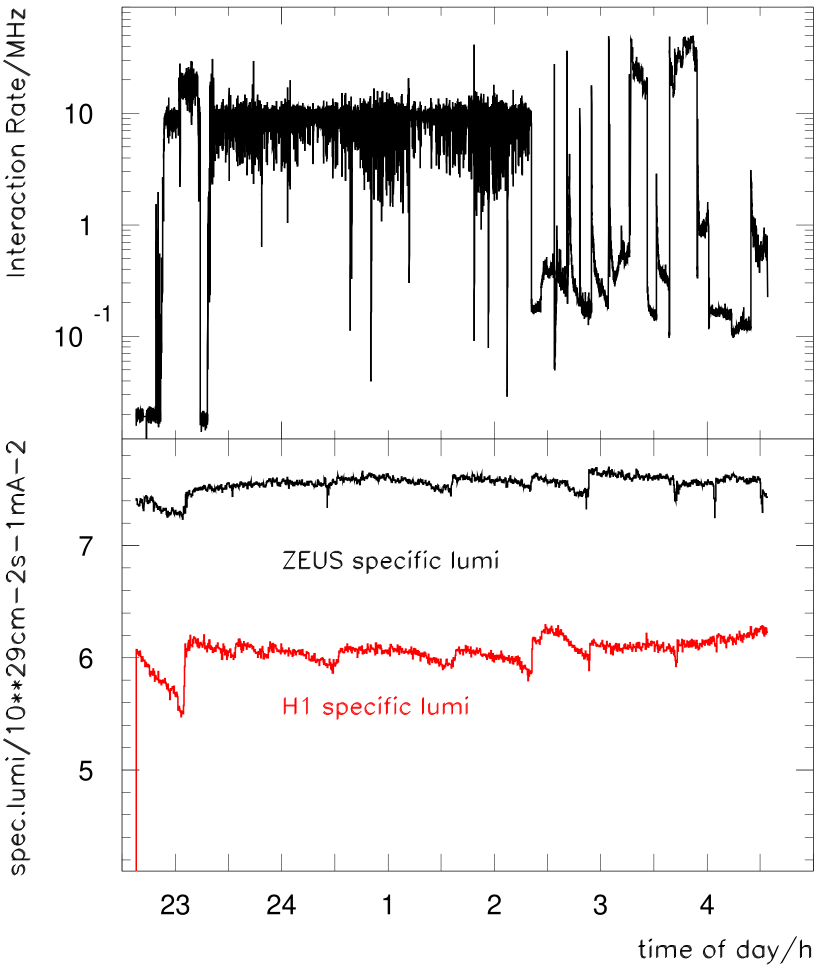


Abbildung 6.19: *Einfluß der Tune-Modulation auf die spezifische Luminosität [MEFI01]. Aufgetragen gegen die Zeit sind die Wechselwirkungsrate und die spezifische Luminosität der Experimente H1 und ZEUS während der in den Abbildungen 6.18 und 6.17 gezeigten Messungen zur Tune-Modulation.*

iert.

Abbildung 6.18 zeigt die Wechselwirkungsrate mit festem Target aufgetragen gegen den Gesamtamplitude des Wechselstromanteils im Quadrupol. Die Messung zeigt, daß die absolute Wechselwirkungsrate bei festem Target stark von der Modulationsamplitude abhängt. Bei genauer Betrachtung ist auch eine Frequenzabhängigkeit der Wechselwirkungsrate zu erkennen. So wird bei etwa 0.5 A deutlich, daß die Modulation mit 20 oder mit 40 Hz eine größere Wechselwirkungsrate zur Folge hat, als die Modulation mit 10 Hz. Bei einer Modulation mit 10 Hz und mit 190 Hz bei einer gesamten Amplitude von 5 V bzw. etwa 1.3 A wird eine Wechselwirkungsrate von etwa 30 MHz erreicht. Das Abschalten der oberen Frequenz reduziert die Wechselwirkungsrate um eine Größenordnung.

Abbildung 6.19 zeigt die spezifische Luminosität der Experimente H1 und ZEUS während der beschriebenen Messungen zur Tune-Modulation aufgetragen gegen die Zeit. Die Luminosität bleibt während der Messungen im wesentlichen konstant. Die kleinen Variationen kommen

Datum	Ziel der Messung
14. Juli 2000	Tune-Modulation und Coasting-Beam
20. Juli 2000	Ratenfluktuationen bei verschiedenen Modulationsamplituden mit Steuerung
27. Juli 2000	Ratenfluktuationen bei verschiedenen Elektronenströmen
07.08.00 bis 14.08.00	Routinebetrieb mit kleiner Amplitude
29. August 2000	Systematische Untersuchung der Abhängigkeit von der Frequenz

Tabelle 6.2: *Messungen zur Tune-Modulation im Jahr 2000.*

durch kleine Orbitverschiebungen zustande, die mit der Zeit auftreten und von Zeit zu Zeit korrigiert werden. Dabei steigt die Luminosität schnell wieder auf ihren maximalen Wert. Die zu beobachtenden kleinen Variationen hängen also nicht mit der Tune-Modulation zusammen.

Die Experimente zeigen, daß die Tunemodulation zusätzliche Diffusion erzeugt und dadurch, wie erhofft, die Fluktuationen der Wechselwirkungsrate kleiner werden. Die resultierende Diffusion ist von der gewählten Modulationsamplitude und der Wahl der unteren Frequenz abhängig.

Bei den Experimenten wurde eine sehr große gesamte Modulationsamplitude im Bereich von 1 A bzw. $q_g = 5 \cdot 10^{-3}$ gewählt, wodurch der Tune sehr unscharf wird. Ziel der folgenden Messungen ist, eine Kombination von Frequenzen zu finden, mit der die Diffusion schon bei einer deutlich kleineren Modulationsamplitude erzeugt werden kann.

6.5.2 Messungen in Jahr 2000

Die Messungen im Jahr 1999 haben gezeigt, daß die Tune-Modulation die gewünschte Stabilisierung der Wechselwirkungsrate bewirkt und daß das System betrieben werden kann ohne den Meßbetrieb der anderen Experimente zu stören. Daher konnten einige der weiteren Messungen parallel zum Luminositätsbetrieb durchgeführt werden. Einige der hier beschriebenen Studien wurden schon an verschiedener Stelle präsentiert [MEFI01, MEF00]. Tabelle 6.2 faßt die durchgeführten Experimente zusammen.

6.5.3 Tune-Modulation und Coasting-Beam

Ziel des ersten Experiments war es, sicherzustellen, daß durch die Tune-Modulation kein zusätzlicher Coasting-Beam produziert wird. Bei dem Experiment wurden die Targets Innen-1 und Unten-1 bei Wechselwirkungsraten von 10 bis 20 MHz betrieben. Die Tune-Modulation erfolgte mit 10 Hz und 190 Hz, bei einer gesamten Modulationsamplitude von 0.5 V.

Während der 6-stündigen Messung mit Tune-Modulation, konnte mit dem im Jahr 2000 neu installierten System zur Messung des Coasting-Beam-Stromes I_{dc} (vgl. Abschnitt 5.6), kein außergewöhnlicher Anstieg der Coasting-Beam-Akkumulation beobachtet werden. Am Ende der Messung wurde ein äußeres Target im Coasting-Beam-Bereich des Protonenstrahls betrieben, auch dabei wurde nichts außergewöhnliches beobachtet. Durch das Experiment wurde sichergestellt, daß durch die Tune-Modulation keine unerwarteten Effekte durch den Coasting-Beam auftreten.

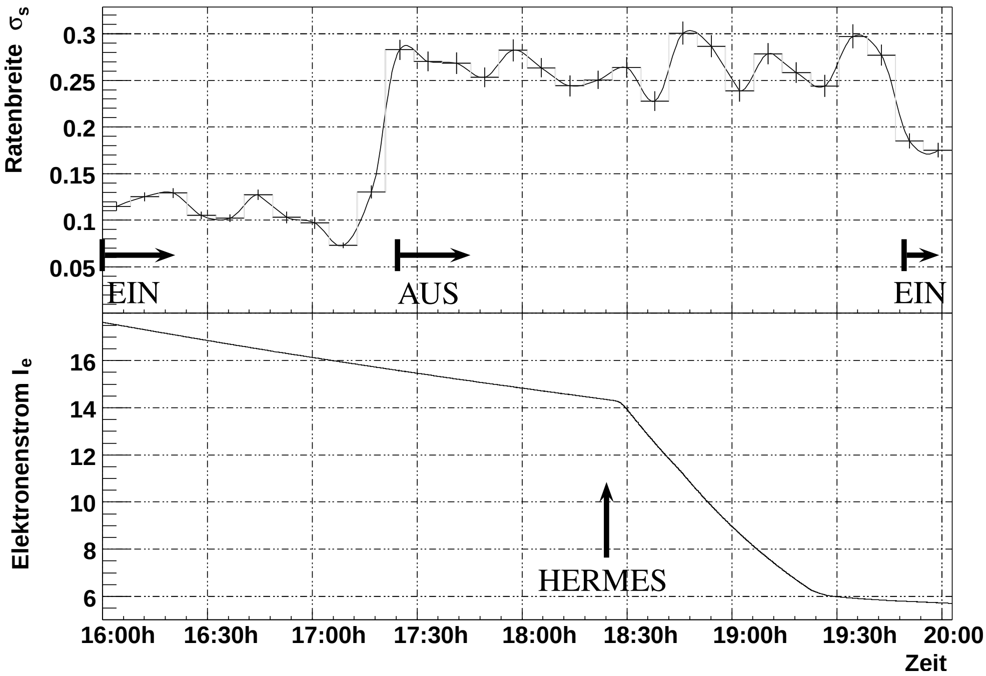


Abbildung 6.20: *Ratenfluktuationen bei verschiedenen Elektronenströmen. Über 8 Minuten gemittelte Ratenbreite und Elektronenstrom aufgetragen gegen die Zeit. Um das Auge zu führen sind die Meßpunkte durch eine Linie verbunden. Die eingezeichneten Fehler entsprechen dem Fehler des Mittelwertes. Während der Messung wurden das Innen-1 und das Unten-1 Target gemeinsam betrieben. Um 17:23 wurde die Tune-Modulation abgeschaltet, es ist zu erkennen, daß danach die Ratenbreite deutlich zunimmt. Ab 18:30 wird das Gastarget des HERMES-Experiments mit hohen Gasdichten betrieben, dadurch sinkt der ebenfalls dargestellte Elektronenstrom sehr schnell.*

6.5.4 Ratenfluktuationen bei verschiedenen Modulationsamplituden

Am 20. Juli 2000 wurde erstmals die Abhängigkeit der Ratenfluktuationen bei verschiedenen Modulationsamplituden mit eingeschalteter Targetsteuerung untersucht. Bei diesem Experiment wurden wieder die Targets Innen-1 und Unten-1 eingesetzt. Als Wechselwirkungsrate wurde $20\ \mathrm{MHz}$ gewählt. Der Tune wurde mit $10\ \mathrm{Hz}$ und $190\ \mathrm{Hz}$ moduliert.

Abbildung 6.20 zeigt die Ratenbreite aufgetragen gegen die Zeit. Während der Messung wurden die in Tabelle 6.3 zusammengefaßten Modulationsamplituden verwendet. Zu Beginn der Messung betrug die gesamte Amplitude $0.5\ \mathrm{V}$ und die Ratenbreite etwa 12%. Durch die Erhöhung der Modulationsamplitude konnte die Ratenbreite auf etwa 8% gesenkt werden. Das Abschalten des Systems um 17:23h zeigt deutlich den Einfluß des Systems, die Ratenbreite steigt nach dem Abschalten schnell auf Werte um 30%. Ab 18:30 wird das Gastarget des HERMES-Experiments mit hohen Gasdichten betrieben, dadurch sinkt der ebenfalls dargestellte Elektronenstrom sehr schnell. Um 19:54 wird die Tune-Modulation wieder eingeschaltet. Trotz des jetzt sehr niedrigen Elektronenstromes, welcher die Stärke der Nichtlinearität bestimmt, kann die Ratenbreite von etwa 30% auf unter 20% reduziert werden.

Zeit	ges. Spannung [V]	relative Ratenbreite	Kommentar
16:02	0.5	0.13	
16:27	1.0	0.12	
16:51	1.0	0.08	
17:23	0.0	0.29	
18:30	0.0	0.37	HERMES
19:00	0.0	0.26	HERMES
19:54	1.0	0.19	

Tabelle 6.3: *Ratenbreite bei verschiedenen Modulationsamplituden am 20.07.2000.*

Tag	Gesamt-amplitude	Frequenzen Hz
Mo, Di	0.5V	10/190
Mit, Do, Fr	0.5V	10/96/300
Sa, So, Mo	0.5V	10/96/400

Tabelle 6.4: *Parameter der Tune-Modulation beim Test des Routinebetriebs in der Zeit vom 07. bis 14.08.2000. Die Teilung der Gesamtamplitude betrug 1:1 bzw. 1:1:1.*

Zum Zeitpunkt dieser Messung war der genaue Zusammenhang zwischen Tageszeit und Ratenbreite noch nicht bekannt. Da durch die abnehmenden Bodenbewegungen die Ratenfluktuationen zum Abend hin kleiner werden, kann nicht eindeutig gefolgert werden, daß die Erhöhung der Amplitude um etwa 16:30h die Ratenbreite verkleinert. Das Experiment liefert also keine eindeutige Information über den Einfluß der Amplitude auf die Ratenbreite mit Targetsteuerung. Die Änderung der Ratenbreite beim Abschalten und beim Einschalten des Systems und zeigt jedoch sehr eindrucksvoll, daß das System die Ratenbreite verbessert. Zum Zeitpunkt der Messung wurde dieses Verhalten wie folgt interpretiert: Daß die Amplitudenerhöhung um 16:27h von 0.5 V auf 1 V keine signifikante Verbesserung der Ratenbreite zur Folge hat, sie beim Abschalten des Systems um 17:23h jedoch schnell steigt, zeigt, daß eine Modulationsamplitude von 0.5 V für das Beam-Tail-Shaping ausreicht. Daher wurde der folgende testweise Routinebetrieb mit dieser Modulationsamplitude durchgeführt.

6.5.5 Routinebetrieb der Tune-Modulation

Im nächsten Schritt wurde die Tune-Modulation während der Zeit vom Montag dem 07.08.2000 bis zum Montag den 14.08.2000 im Routinebetrieb getestet. Tabelle 6.4 zeigt die eingestellte Amplitude und die verwendeten Frequenzen an den einzelnen Tagen. Während der ersten beiden Tage wurden die bisherigen Parameter verwendet. In den darauf folgenden Tagen wurde der Tune mit drei Frequenzen moduliert. Ziel dabei war es, mit den großen Frequenzen die Resonanzbedingungen für den horizontalen und den vertikalen Tune zu erfüllen.

Der Routinebetrieb des Systems konnte ohne Probleme durchgeführt werden. Das System

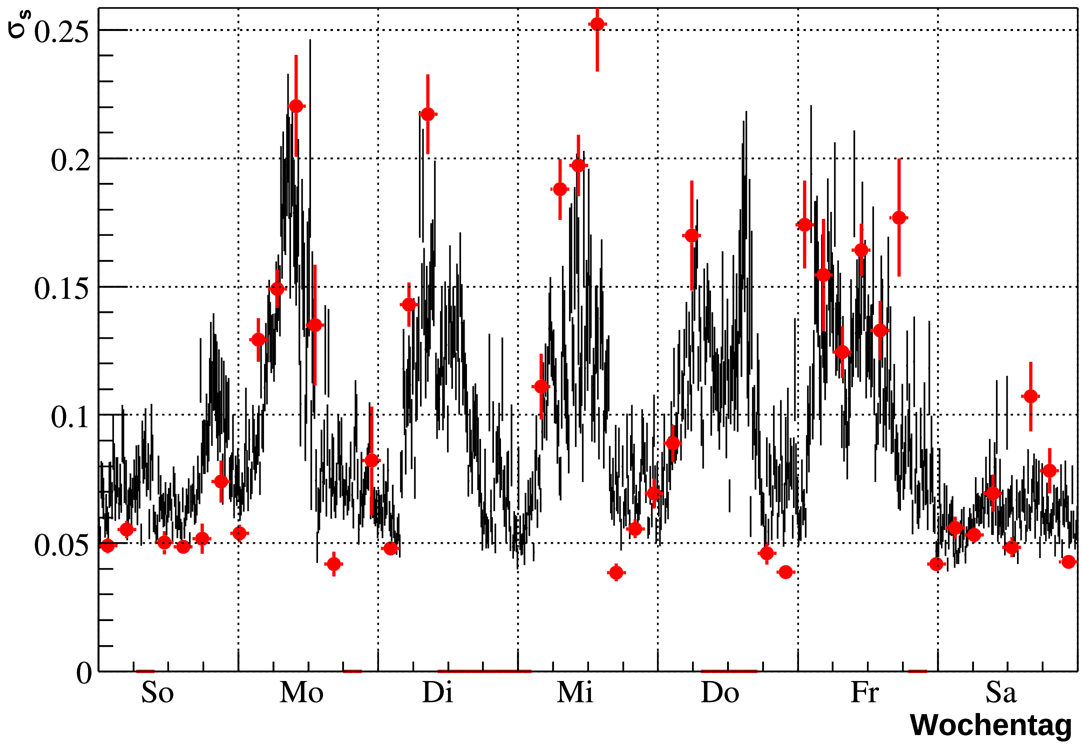


Abbildung 6.21: *Routinebetrieb der Tunemodulation. Gezeigt ist die gemittelte Ratenbreite im Jahr 2000 und in rot die Ratenbreite beim Routinebetrieb mit Tune-Modulation in der Zeit vom 07. bis 14.08.2000. Als Fehler ist jeweils der Fehler des Mittelwertes eingetragen. Während der Messung wurden nur innere Targets betrieben.*

zur Tune-Modulation wurde vom HERA-Kontrollraum von der HERA-Schichtmannschaft betrieben.

Abbildung 6.21 zeigt die Ratenbreite in der Zeit des Routinebetriebs der Tune-Modulation gemittelt über jeweils etwa 3 Stunden. Bei der Betrachtung der ermittelten Ratenbreiten muß der mittlere Wochenverlauf der Ratenbreite berücksichtigt werden, daher wurde die über das Jahr gemittelte Ratenbreite ebenfalls eingezeichnet. Aufgrund der größeren Statistik wurde hier über Zeitintervalle von jeweils 30 Minuten gemittelt. Die kleinsten Ratenbreiten sind mit 5% deutlich kleiner als die typischen Targetbreiten in den bisher gezeigten Abbildungen 6.18 und 6.20, da während des Routinebetriebs nur innere Targets betrieben wurden und diese eine stabilere Wechselwirkungsrate produzieren als die typischerweise für die Tune-Modulations Experimente gewählten Targets.

Die Abbildung zeigt, daß die Ratenbreite mit Tune-Modulation dem für die Woche typischen Verlauf folgt. Dies zeigt, daß die Tune-Modulation mit den verwendeten Parametern keinen signifikanten Effekt auf die Ratenfluktuationen besitzt und nicht in der Lage ist die Effekte durch die Bodenbewegungen auszugleichen. Aus diesem Grund wurde im nächsten Experiment die

Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Ratenbreite systematisch untersucht.

6.5.6 Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Ratenbreite

Während der Messung wurde das Oben-1-Target bei 20MHz Wechselwirkungsrate betrieben. Das Oben-1 Target wurde gewählt, da die vertikalen Strahlbewegungen größer sind als die horizontalen und so ein größerer Effekt der Tune-Modulation zu erwarten ist. Der Unterschied der vertikalen und horizontalen Ratenfluktuationen kann gut an den mittleren Ratenbreiten des Oben-1 und des Innen-1 Titan-Targets im Jahr 2000 verdeutlicht werden. Die mittlere Ratenbreite des inneren Targets beträgt (24 ± 13) % und die des oberen Targets (49 ± 34) %.

Die Messung wurde am Dienstag den 29.08.2000 von etwa 8:15 bis 13:30 durchgeführt. Sie fand also während der Zeit der größten Ratenfluktuationen statt. Der Elektronenstrom betrug während dieser Zeit etwa 18 mA. Für die Messung wurde eine untere Frequenz von 12 Hz verwendet, damit die Modulationsfrequenz nicht mit der typischen Steuerfrequenz von etwa 10 Hz der Targetsteuerung zusammenfällt. Die hohe Frequenz wurde in 100 Hz-Schritten von 100 Hz bis auf 500 Hz erhöht. Zwischen den Schritten wurde die Modulation jeweils abgeschaltet (0 V). Bei jeder Frequenz wurden die Modulationsamplituden 0.5 V, 1 V und 2 V für jeweils etwa 7 Minuten eingestellt. Die Gesamtamplitude teilt sich, wie bei den vorherigen Experimenten, im Verhältnis 1:1 auf die Modulationsamplituden der beiden Frequenzen auf. Die effektive Tune-Modulation ist, aufgrund des Frequenzgangs des Netzteils, jedoch für jede Frequenz verschieden. Abbildung 6.22 zeigt die Ergebnisse der Messung. Aufgetragen ist die Ratenbreite gegen die Zeit.

Abbildung 6.23 zeigt die bei den einzelnen hohen Frequenzen f_2 erzielten Ratenbreiten. Die jeweils eingestellte Gesamtmodulationsamplitude ist ebenfalls angegeben. Bei konstanter Modulationsamplitude ist keine signifikante Abhängigkeit der Ratenbreite von der Frequenz zu erkennen. Dieses Verhalten entspricht nicht der Erwartung. Nach dem Modell zur Erzeugung von Diffusion erzeugt die große Frequenz eine zusätzliche Resonanz in der Nähe des Tune und erfüllt damit die Resonanzbedingung für die Teilchen im nichtlinearen Bereich der Tuneverschiebung durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung. Ohne große Frequenz wird keine Diffusion erwartet, da nach dem Phasendiagramm in Abbildung 6.9 die Modulations-Amplitude der kleinen Frequenz allein zu klein ist um einen chaotischen Bereich im Phasenraum zu erzeugen.

Durch die Tune-Modulation wird jedoch Diffusion erzeugt. Dies wird an der zu beobachtenden Spannungsabhängigkeit der Ratenbreite deutlich, die in Abbildung 6.24 gezeigt ist. In der Abbildung ist eine Abnahme der Ratenbreite mit dem Ansteigen der Modulationsamplitude zu erkennen.

Die Analyse der Frequenzspektren der Wechselwirkungsrate hat ergeben, daß, wie in den Abschnitt 6.4 gezeigten Spektren, keine Linie bei der großen Frequenz f_2 zu erkennen ist. Die Vermutung liegt nahe, daß die hohe Frequenz durch den Frequenzgang des Netzteils nahezu vollständig unterdrückt wird und daher keine Abhängigkeit von der Frequenz zu erkennen ist.

Zur Untersuchung dieses Effekts wurde am Ende der Messung der Tune nur mit einer Frequenz von 12 Hz moduliert. Dabei zeigte sich, daß auch in diesem Fall die Ratenbreite deutlich reduziert wird. Die Diffusion muß also durch das Zusammenspiel der niedrigen Frequenz mit

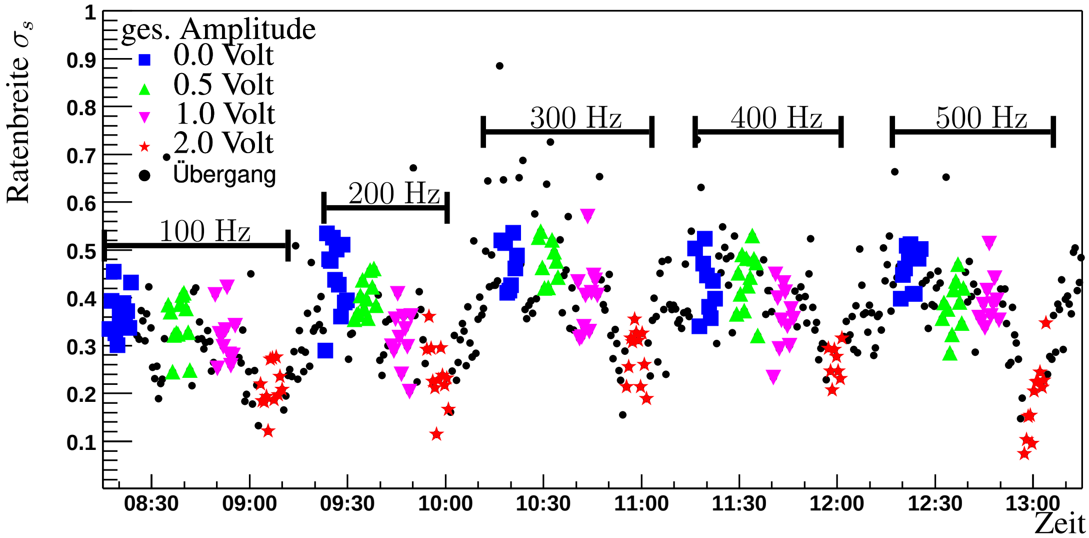


Abbildung 6.22: *Ratenbreite bei verschiedenen Frequenzen und Amplituden der Tune-Modulation. Aufgetragen ist die Ratenbreite gegen die Zeit. Der Legende sind die verschiedenen Amplituden zu entnehmen. Da die Amplitude der Modulation nur langsam geändert wird, wurde dieser Übergangsbereich jeweils in schwarz markiert. Die verschiedenen Frequenzen wurden jeweils für den Zyklus von* 0 V *bis* 2 V *beibehalten. Die Messung begann mit einer Modulationsfrequenz von* 100 Hz *um etwa 8:15, die dann in* 100 Hz *Schritten bis* 500 Hz *erhöht wurde.*

dem Untergrund im Frequenzspektrum oder der 300 Hz-Linie zustande kommen. Beide Möglichkeiten erklären die Beobachtungen.

Insgesamt hat diese Messung gezeigt, daß mit dem gegenwärtigen System zur Tune-Modulation und dem fest vorgegebenen Amplitudenverhältnis von hoher und niedriger Frequenz die Resonanzbedingung nicht gezielt erfüllt werden kann. Währe dies der Fall gewesen, hätte man eine deutliche Abhängigkeit der Ratenbreite von der großen Frequenz erwartet. Das System erfüllt, zusammen mit den natürlichen Frequenzspektrum jedoch trotzdem seine Aufgabe. Die Ratenbreite konnte bei einer Amplitude von einem Volt der niedrigen Frequenz von etwa 30% auf Werte um 20% abgesenkt werden. Die Amplitude von einem Volt entspricht einer Tune-Modulation von etwa $5 \cdot 10^{-3}$. Ein Vergleich dieser Modulationsamplitude mit der Größe des von Resonanzen freien Bereichs im Tunediagramm (vgl. Abbildung 6.8) zeigt, daß diese Amplitude noch vertretbar ist.

Leider konnten die Experimente zur Tune-Modulation an diesem Punkt nicht weitergeführt werden. Die Gründe hierfür liegen insbesondere in dem veränderten Meßprogramm der HERA-B-Kollaboration, welches nur noch eine Wechselwirkungsrate von maximal 5 MHz erfordert, bei der die Grenze der maximal erlaubten sieben gleichzeitigen Wechselwirkungen nur noch sehr selten überschritten wird und die Ratenfluktuationen keine entscheidende Rolle mehr spielen. Ein weiterer Grund ist das an HERA durchgeführte Luminositätsupgrade mit der nachfolgenden sehr

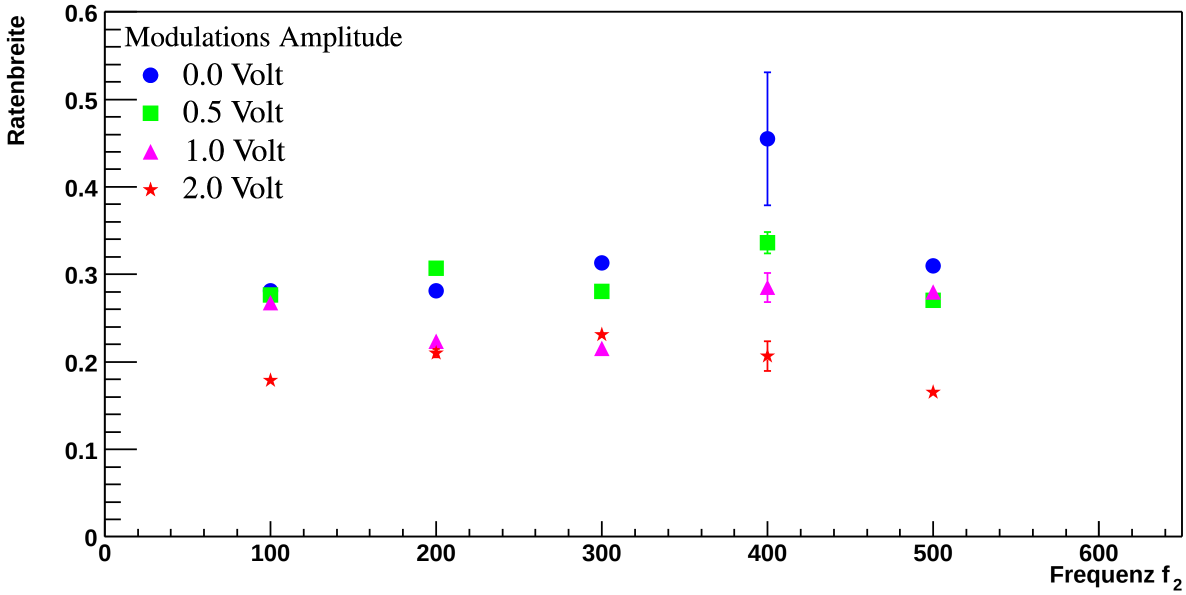


Abbildung 6.23: *Frequenzabhängigkeit der Ratenbreite. Aufgetragen ist die Ratenbreite gegen die Frequenz f_2. Der eingetragene Fehler entspricht dem Fehler des Mittelwerts.*

langen Inbetriebnahmephase, während der keine anderen Experimente durchgeführt wurden, da der Speicherring noch nicht vollständig verstanden war.

6.5.7 Abhängigkeit vom Elektronenstrom

Bisher noch nicht systematisch untersucht wurde der mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation gezeigte Zusammenhang zwischen Diffusion und dem Elektronenstrom, der die Stärke der notwendigen Nichtlinearität bestimmt (vgl. Abschnitt 6.3.5). Die Variation des Elektronenstroms könnte sich im realen Betrieb mit Tune-Modulation auf zweierlei Arten auswirken: Zum einen können die Ratenfluktuationen zum Ende einer Betriebsphase, durch den gesunkenen Elektronenstrom, ansteigen, da die erzeugte Diffusion abnimmt. Und zum anderen kann sich auswirken, daß die einzelnen Bunchströme der Elektronen nicht immer gleich groß sind und um mehrere 10% schwanken, wodurch Bunch-zu-Bunch Variationen der Diffusion und damit der Wechselwirkungsrate zu erwarten sind.

Der erste Fall wurde bei einer speziellen Messung am 27.07.2000 untersucht. Während der 12-Stündigen Messung mit Tune-Modulation ($f_1 = 10$ Hz, $q_1 = 0.25$ V, $f_2 = 190$ Hz, $q_2 = 0.25$ V) unter Luminositätsbedingungen wurden das Innen-2 und das Unten-1 Target in regelmäßigen Intervallen bei 5 und bei 20 MHz betrieben. Zu Beginn der Messung betrug der Elektronenstrom etwa 47 mA und fiel während der Messung auf etwa 10 mA.

Es wurde erwartet, daß die Ratenfluktuationen während der Messung ansteigen, da der Elektronenstrom sinkt, die Nichtlinearität kleiner wird und die Diffusion zurückgeht. Abbildung 6.25

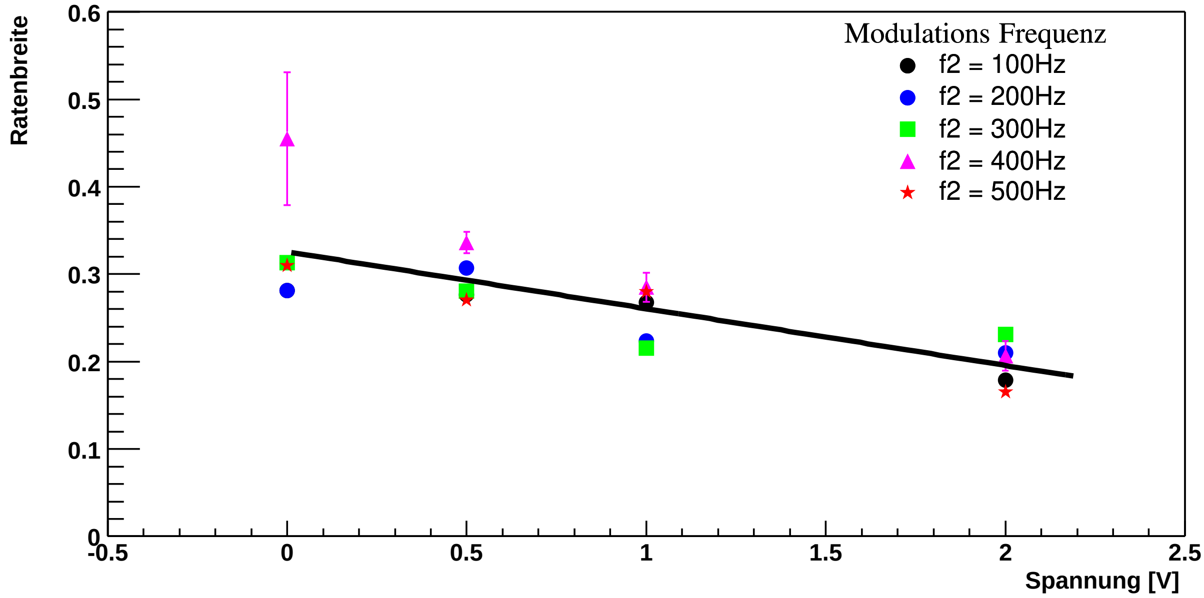


Abbildung 6.24: *Ratenbreite in Abhängigkeit von der Modulationsamplitude.*

zeigt die Ratenbreite während der Messung aufgetragen gegen die Zeit. Es ist in der Tat ein Ansteigen der Ratenbreite mit der Zeit zu beobachten. Der Anstieg findet jedoch genau in der Zeit statt, in der typischerweise auch die Bodenbewegungen zunehmen. Daher kann aus der Messung die Abhängigkeit der Ratenbreite vom Elektronenstrom nicht zweifelsfrei gefolgert werden.

Um die Abhängigkeit vom Elektronenstrom trotzdem zeigen zu können, wurde für verschiedene Messungen mit Tune-Modulation die Wechselwirkungsrate pro Protonenbunch gegen den Elektronenstrom der Bunche aufgetragen, die mit dem jeweiligen Protonenbunch kollidieren. Die Wechselwirkungsrate pro Bunch wird dabei mit dem FADC-System bestimmt und der Elektronenbunchstrom aus der HERA-Datenbank ausgelesen.

Abbildung 6.26 a) zeigt den Fall ohne Tune-Modulation. Die Wechselwirkungsrate ist nicht mit dem Elektronenstrom korreliert. Dies zeigt eine Betrachtung der Wechselwirkungsrate der gefüllten Protonenbunche, die in einem breiten Bereich streuen. Und auch ein Vergleich der gefüllten Bunche mit den Pilotbunchen, die nicht mit Elektronen kollidieren und die trotzdem etwa den gleichen Anteil zur Wechselwirkungsrate liefern. In Abbildung 6.26 b) ist die über jeweils $1.7\ \mathrm{mA}$ Intervalle des Elektronenstroms gemittelte Wechselwirkungrate pro Bunch gegen den Elektronenstrom aufgetragen. Es zeigt sich, daß diese etwa konstant ist. Das bedeutet, daß die Wechselwirkungsrate ohne Tune-Modulation unabhängig vom Strom der Elektronen ist.

Abbildung 6.26 c) zeigt den Fall mit Tune-Modulation. Hier ist eine Korrelation zwischen Wechselwirkungsrate pro Bunch und Elektronenstrom zu erkennen. Inbesondere der Vergleich der gefüllten Bunche mit den Pilotbunchen zeigt, daß Protonenbunche die mit Elektronen kollidieren signifikant mehr zur Wechselwirkungsrate beitragen als Bunche ohne Elektronenpartner. Die in Abbildung 6.26 d) dargestellte mittlere Wechselwirkungsrate zeigt für diesen Fall

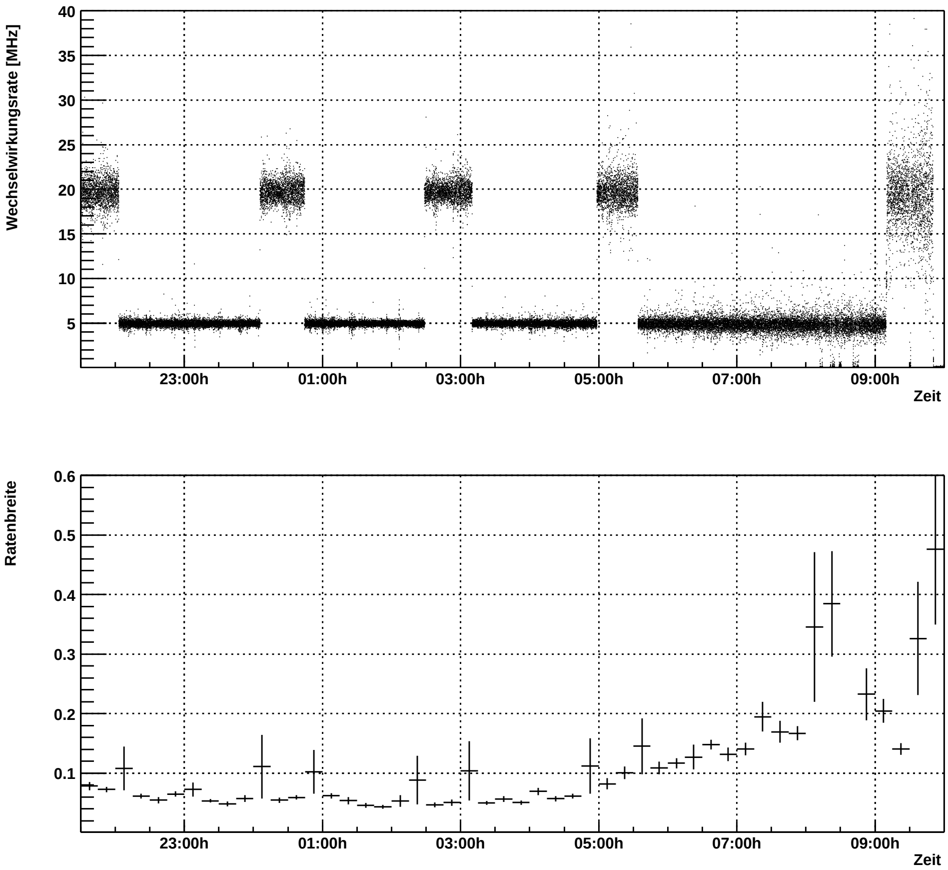


Abbildung 6.25: *Messung zur Abhängigkeit der Ratenfluktuationen vom Elektronenstrom vom 27.07.2000. Gezeigt sind die Wechselwirkungsrate und die über jeweils 15 Minuten gemittelte Ratenbreite aufgetragen gegen die Zeit. Das die Ratenfluktuationen während der Messung stärker werden, kann nicht eindeutig auf den mit einer Lebensdauer von etwa 11 Stunden von* $45\ \mathrm{mA}$ *auf* $12\ \mathrm{mA}$ *exponentiell sinkenden Elektronenstrom zurückgeführt werden, da der Anstieg zu der Zeit stattfindet, während der typischerweise auch die Bodenbewegungen zunehmen.*

einen näherungsweise linearen Zusammenhang von Elektronenstrom und Wechselwirkungsrate. Dieses Verhalten wurde für alle Frequenzen und Spannungen größer Null der in Abschnitt 6.5.6 vorgestellten Meßreihen beobachtet. Die Steigung betrug dabei im Mittel $(9 \pm 2)\ \mathrm{kHz}/\mu\mathrm{A}$. Während der Messung war keine signifikante Änderung der Steigung mit der Amplitude oder Frequenz zu beobachten.

Wie die Abbildung 6.26 d) veranschaulicht, hat diese Abhängigkeit eine Bunch-zu-Bunch-Variation der Wechselwirkungsrate um einen Faktor drei vom kleinsten zum größten Elektronenstrom zur Folge. Das bedeutet, daß wenn die Tune-Modulation effizient zur Verkleinerung der Ratenfluktuationen eingesetzt werden soll, müssen die Elektronenbunche möglichst gleich gefüllt werden. Ist dies nicht der Fall, können die Bunch-zu-Bunch-Fluktuationen der Wechselwirkungsrate, die bei der bisher verwendeten Methode zur Bestimmung der Ratenbreite nicht mit erfaßt werden, deutlich größer sein als die typische gemessene Ratenbreite.

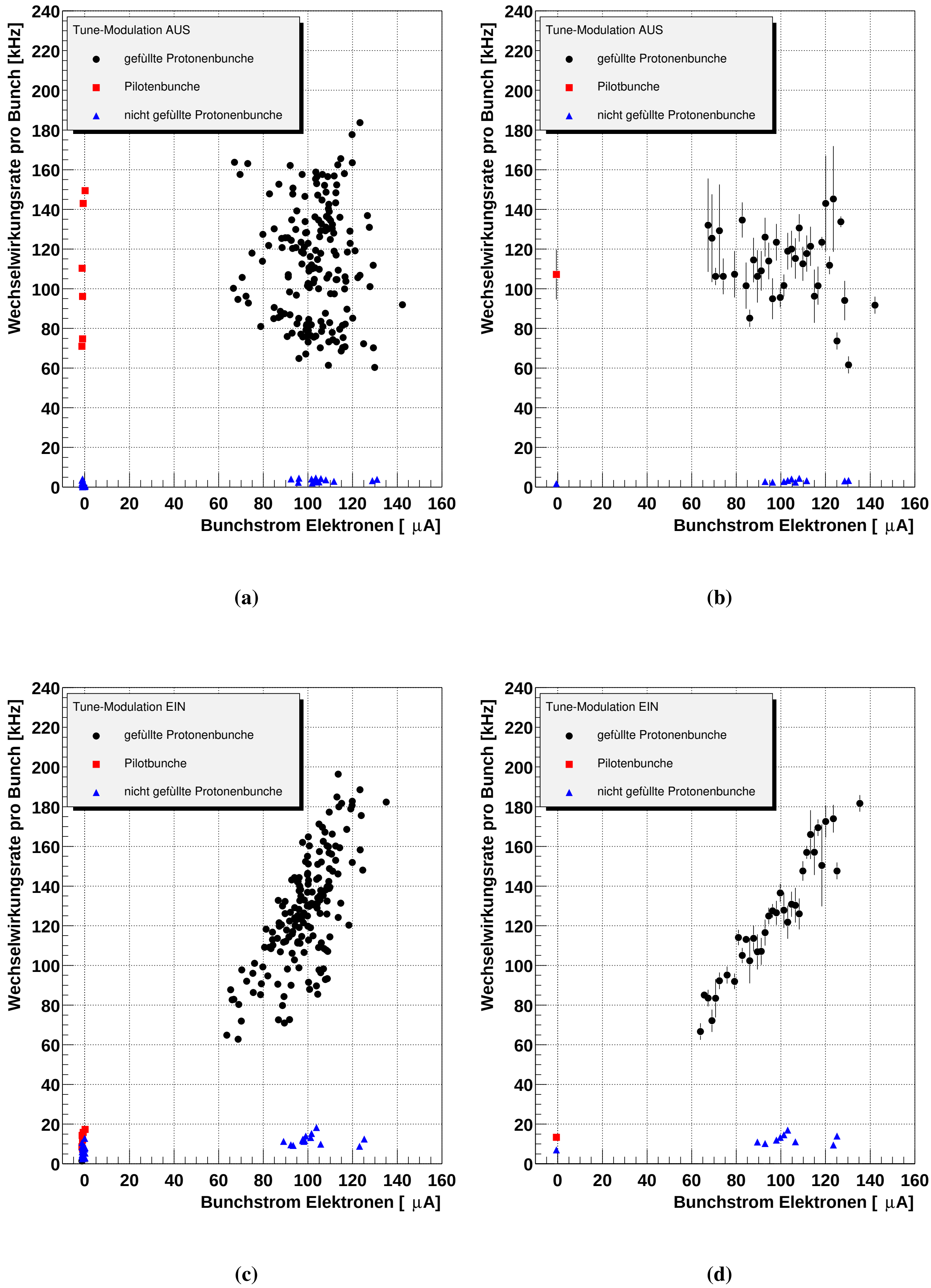


Abbildung 6.26: *Abhängigkeit der HERA-B-Wechselwirkungsrate pro Bunch vom Bunchstrom der Elektronen. a) und c) Wechselwirkungsrate pro Bunch gegen Bunchstrom der Elektronen ohne a) und mit Tune-Modulation c). b) und d) über jeweils* $1.7\ \mathrm{mA}$ *des Elektronenstroms gemittelte Wechselwirkungsrate pro Bunch aufgetragen gegen den Bunchstrom der Elektronen.*

6.6 Zusammenfassung

Um den HERA-B-Detektor effizient betreiben zu können wird, bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz gefordert, daß die Wechselwirkungsrate auf 10 % konstant ist. Fluktuationen der Wechselwirkungsrate werden durch Strahlbewegungen, die wiederum von Bodenbewegungen hervorgerufen werden, dominiert. An Werktagen zwischen 8:00h und 15:00h werden die geforderten 10% typischerweise überschritten.

Insgesamt wurden drei Methoden getestet um die Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen zu reduzieren. Ziel aller Methoden war es, den Strahl im Bereich des Targets aufzuweiten und so die Sensitivität zu senken, ohne die gesamte Emittanz des Strahls zu vergrößern, damit die Luminosität der anderen Experimente nicht beeinflußt wird.

Die beiden zuerst getesteten Methoden, Hochfrequenz-Rauschen und Dipolkicks eigneten sich nicht zum Beam-Tail-Shaping. Bei der Methode mit Hochfrequenz-Rauschen wurde keine Verkleinerung der Fluktuationen beobachtet und zusätzlich ungewünschter Coasting-Beam erzeugt. Durch die Dipol-Kicks fand eine Aufweitung der gesamten Strahlemittanz statt und ein Abfall der Luminosität wurde beobachtet. Die dritte Methode: Tune-Modulation, konnte erfolgreich zum Beam-Tail-Shaping eingesetzt werden, die Ratenfluktuationen wurden reduziert, die Luminosität blieb konstant und es traten keine weiteren ungewünschten Effekte auf.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde, mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation gezeigt, wie durch die Modulation des Tune Diffusion entsteht, und daß bei der Verwendung von zwei Frequenzen kleinere Gesamtmodulationsamplituden notwendig sind als bei der Verwendung von nur einer Modulationsfrequenz.

Mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation konnte weiterhin gezeigt werden, daß der Diffusionskoeffizient im Arbeitsbereich des Targets mit dem Elektronenstrom, der die Stärke der Nichtlinearität bestimmt, steigt. Mit der Frequenzanalyse nach Laskar und simulierten Daten wurde gezeigt, daß die Diffusion, wie gewünscht, im äußeren Strahlbereich stattfindet.

Das System zur Tune-Modulation wurde erläutert und der Einfluß des Systems auf die Frequenzspektren der Wechselwirkungsrate diskutiert.

In den durchgeführten Experimenten konnte gezeigt werden, daß die Tune-Modulation, wie die Theorie vorhersagt und die Simulation gezeigt hat, Diffusion erzeugt und die Ratenfluktuationen dadurch verkleinert werden, während die Luminosität konstant bleibt. Eine systematische Untersuchung des Einflusses der Modulationsamplitude auf die Ratenfluktuationen hat ergeben, daß eine größere Amplitude kleinere Fluktuationen der HERA-B-Wechselwirkungsrate zur Folge hat. Ebenfalls untersucht wurde die Frequenzabhängigkeit der Ratenfluktuationen. Dabei konnte überraschenderweise kein Zusammenhang der großen Modulationsfrequenz mit den Ratenfluktuationen festgestellt werden. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß die große Frequenz durch den Frequenzgang des Netzteils größtenteils unterdrückt wird und die Diffusion zusammen mit dem Untergrundspektrum oder einer immer zu beobachtenden 300 Hz-Linie zustande kommt. An dieser Stelle wären weitere Untersuchungen notwendig gewesen, die jedoch aufgrund des geänderten Meßprogramms bei HERA-B und dem Luminositätsumbau am HERA-Speicherring nicht möglich waren.

Messungen zum Einfluß des Elektronenstroms auf die Wechselwirkungsrate, mit Hilfe der Bunchströme und Bunchraten, haben in Übereinstimmung mit der Ein-Teilchen-Simulation gezeigt, daß größere Elektronenströme eine größere Diffusionsrate im Arbeitsbereich des Targets zur Folge haben. Dies hat zwei Konsequenzen: Zum einen werden die Ratenfluktuationen beim Betrieb der Tune-Modulation abhängig vom Elektronenstrom. Und zum anderen ist erforderlich, daß die Elektronenbunche sehr gleichmäßig gefüllt werden, um Ratenfluktuationen auf Bunchniveau so gering wie möglich zu halten.

Insgesamt wurde gezeigt, daß sich Tune-Modulation zur Reduktion der Ratenfluktuationen eignet und daß das System im Routinebetrieb eingesetzt werden kann. Die Parameter des Systems können noch weiter optimiert werden, um es noch effizienter einsetzen zu können. Insbesondere die Amplitude der großen Frequenz bietet noch Spielraum für Optimierungen.

Zusammenfassung

Mit dem als Vorwärtsspektrometer ausgelegten Detektor des HERA-B-Experiments werden inelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen untersucht. Die Wechselwirkungen werden von den im HERA-Speicherring gespeicherten Protonen und dem Target des Detektors erzeugt. Für das ursprüngliche Meßprogramm, die Messung CP-Verletzung im B-System, war eine Wechselwirkungsrate von $40\ \mathrm{MHz}$ mit im Mittel 4-5 gleichzeitigen Wechselwirkungen notwendig. Für das heutige Meßprogramm ist eine Wechselwirkungsrate von maximal $5\ \mathrm{MHz}$ ausreichend. Bei einer Wechselwirkungsrate von $40\ \mathrm{MHz}$ dürfen nur geringe Ratenfluktuationen auftreten, da der Detektor an der Grenze der gleichzeitig zu rekonstruierenden Ereignisse betrieben wird. Für die Rekonstruktion der erzeugten Ereignisse ist es weiterhin von großer Bedeutung, daß diese mit dem Vorbeiflug der Protonenbunche zeitlich korreliert sind, da einige Detektorkomponenten zur Spurrekonstruktion eine genaue Information über den Zeitpunkt der Wechselwirkung benötigen.

Das HERA-B-Target ist verantwortlich für die effiziente Erzeugung der zu untersuchenden Wechselwirkungen. Die Effizienz des Targets wird dabei durch mehrere Faktoren beeinflußt, die sich in zwei Kategorien einordnen lassen. Es gibt Faktoren die durch das Targetsystem gegeben sind, wie z.B der zuverlässige und gut zu wartende mechanische Aufbau und die ebenfalls zuverlässigen Systeme zur Ratenbestimmung, zum Monitoring des Targetbetriebs und zur Steuerung der Targets. Weitere Faktoren sind durch das Zusammenspiel von Protonenstrahl und Target bestimmt, dazu gehören: Die Targeteffizienz, die beschreibt, wieviele der Protonen die aus dem Speicherring verloren gehen mit dem HERA-B-Target wechselwirken; der Coasting-Beam, der Wechselwirkungen verursacht, die zeitlich nicht mit dem Vorbeiflug der Protonenbunche korreliert sind und dadurch die Rekonstruktionseffizienz des Detektors senkt; und die Ratenfluktuationen, welche ebenfalls die Rekonstruktionseffizienz senken, da bei starken Fluktuationen häufig mehr als die maximal zu rekonstruierenden gleichzeitigen Wechselwirkungen stattfinden.

Ziel dieser Arbeit war die Neukonstruktion der Targetmechanik und die Untersuchung der strahlphysikalischen Aspekte des Targetbetriebs. Bei den strahlphysikalischen Aspekten lag der Schwerpunkt auf der Untersuchung des Coasting-Beam und der Ratenfluktuationen. Hinsichtlich der Ratenfluktuationen wurde insbesondere die Tune-Modulation des Speicherrings untersucht, mit der eine Verkleinerung der Ratenfluktuationen möglich ist.

Eine Neukonstruktion der Targetmechanik war notwendig, da sich bei Testmessungen herausgestellt hatte, daß die Mechanik nicht die erwartete Positioniergenauigkeit von einem Mikrometer erreicht. Zusätzlich wurde Verschleiß beobachtet und es stellte sich heraus, daß die Wartung der Mechaniken aufgrund ihres Aufbaus schwer durchzuführen war. Da auch die Herstellung von Ersatzmechaniken für den Fall technischer Probleme geplant war, wurden all diese

Punkte zum Anlaß genommen, die Targetmechanik neu zu konstruieren. In die Neukonstruktion flossen die beim Betrieb und bei den Testmessungen gewonnenen Erfahrungen ein. Eine besondere Herausforderung der neuen Konstruktion waren die Targetgabeln, deren kleine Größe durch den neuen modularen Aufbau der Mechanik vorgegeben war und deren Fertigung ausschließlich mit Ultra-Hoch-Vakuum tauglichen Materialien möglich sein mußte. Eine weitere Herausforderung war die Konstruktion eines ebenfalls Ultra-Hoch-Vakuum tauglichen Miniaturschalters, der zur Verwendung als relativer Endschalter konstruiert wurde und Kollisionen gegenüberliegender Targets verhindert.

Im Jahr 1999 wurden zwei Prototypen der gesamten Mechanik gefertigt, von denen einer im Jahr 2000 betrieben wurde. Mit dem anderen wurden weitere Testmessungen durchgeführt, bei denen die Ursache für die mangelnde Positioniergenauigkeit der alten Mechanik, welche auch bei den Prototypen beobachtet wurde, lokalisiert und behoben werden konnte. Die erreichte Positionierungsgenauigkeit liegt jetzt für alle Mechaniken in der gewünschten Größenordnung von $\mathcal{O}(1\ \mu\mathrm{m})$. Nach den Tests wurde die Konstruktion nochmals hinsichtlich der Handhabbarkeit der Mechaniken überarbeitet.

Vier neue Mechaniken, bei denen alle bekannten Schwachpunkte der alten Mechaniken beseitigt sind, konnten im April 2002 erfolgreich in Betrieb genommen werden. In der nachfolgenden Meßphase bis März 2003 bewährten sich die neuen Mechaniken im Dauerbetrieb. Insbesondere die durch den modularen Aufbau neu geschaffene Möglichkeit, Targetdrähte in kurzer Zeit auszutauschen, bewährte sich. Etwa 40% der beim Mehrtargetbetrieb aufgezeichneten Daten mit einem Wolfram und einem Kohlenstofftarget konnten nur aufgrund dieser Möglichkeit aufgenommen werden. Die Prototypen stehen als Ersatzmechaniken zur Verfügung.

Zum Studium der Targeteffizienz des HERA-B-Targets wird typischerweise eine Ein-Teilchen-Simulation eingesetzt. Da mit der vorhandenen Simulation das Studium des Coasting-Beam und der Tune-Modulation nicht möglich war wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Simulation nach dem alten Ein-Teilchen-Schema entwickelt. In der neuen Simulation wurde zur Untersuchung des Coasting-Beam die Berücksichtigung der Beschleunigung der Protonen durch das Hochfrequenz-System, der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung und der Energieverlust im Target ergänzt. Zum Studium der Effekte der Tune-Modulation wurde außerdem die Strahl-Strahl-Wechselwirkung, welche die Effekte dominiert, integriert.

Ein Vergleich von simulierten mit gemessenen Targeteffizienzen hat gezeigt, daß die neue Simulation die Meßdaten qualitativ sehr gut beschreibt. Zusammen mit der in [Iss01] eingeführten zusätzlichen Verlustrate, stimmen die Ergebnisse auch quantitativ gut überein. Bei einem Vergleich von alter und neuer Simulation wurde ein Fehler, der die Ergebnisse der alten Simulation signifikant beeinflußt hat, entdeckt und behoben. Mit der neuen Simulation steht nun ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem das Zusammenspiel von Strahldynamik und den Wechselwirkungen im Target untersucht werden kann.

Das Auftreten von Coasting-Beam verhindert den effizienten Einsatz der äußeren Targets beim HERA-B-Meßbetrieb, beeinflußt zeitweise die Ratenfluktuationen und hat eine bei allen HERA-Experimenten sichtbare Untergrundkomponente zur Folge. Daher wurde das Verhalten und die Entstehung von Coasting-Beam untersucht. Es wurde gezeigt, daß das Verhalten der Coasting-Beam-Protonen mit der bekannten Strahldynamik beschrieben werden kann, wenn angenommen wird, daß sich der Coasting-Beam aus Protonen mit einer Energieabweichung größer der durch die Separatrix gegebenen Grenze des stabilen Bereichs im Synchrotronphasenraum zusammensetzt. Der Erzeugungsmechanismus des Coasting-Beam ist jedoch noch nicht vollständig verstanden. Diese Arbeit hat gezeigt, daß der beobachtete Coasting-Beam aus mehreren Komponenten besteht, die sich in ihrer Lebensdauer und im Vorzeichen ihrer Energieabweichung unterscheiden.

Bei der Bewegung der äußeren Targets an den Protonenstrahl dominiert der langlebige Coasting-Beam. Seine Lebensdauer ist so groß, daß er, wie Messungen des Gleichstromanteils im Speicherring gezeigt haben, akkumuliert wird. Da seine Energieabweichung negativ ist, tritt er im wesentlichen auf der äußeren Seite des Speicherrings in Erscheinung.

Auf der äußeren Seite tritt zusätzlich ein kurzlebiger Coasting-Beam-Anteil auf, der ebenfalls eine negative Energieabweichung besitzt. Im Bunchspektrum beträgt seine Lebensdauer etwa $1\ \mu s$. Hat das Target seine typische Betriebsposition bei einem Abstand von 3-4 Sigma zum Strahlzentrum erreicht, ist die absolute Rate von kurzlebigen Coasting-Beam-Wechselwirkungen linear abhängig von der Wechselwirkungsrate. Der relative Anteil des kurzlebigen Coasting-Beam zur Wechselwirkungsrate beträgt etwa 15%. Der an dieser Targetposition am äußeren Target auftretende Coasting-Beam wird von dem kurzlebigen Anteil mit etwa 75% dominiert. Da sein absoluter Anteil proportional der Wechselwirkungsrate ist, ist es wahrscheinlich, daß dieser kurzlebige Coasting-Beam-Anteil im Target erzeugt wird. Daher wurde die Coasting-Beam-Produktion im Target durch den Energieverlust im Target mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation eingehend untersucht. Dabei hat sich gezeigt, daß der an den äußeren Targets beobachtete kurzlebige Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung mit dem Energieverlust im Target erklärt werden kann.

Als Ergebnis der Simulationen wurde durch den Energieverlust im Target ein kleiner Anteil von negativem kurzlebigem Coasting-Beam auf der inneren Seite erwartet. Eine Untersuchung von Bunchspektren, hat jedoch gezeigt, daß auf den inneren Targets ein Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung auftritt, dessen Anteil mit 5% größer als der erwartete negative Anteil ist. Weitere Untersuchungen haben ergeben, daß der absolute Anteil dieser Coasting-Beam-Komponente ebenfalls etwa proportional zur gesamten Wechselwirkungsrate ist und keine Abhängigkeit mit dem gespeicherten gebunchten Protonenstrom besteht. Dieser Zusammenhang ist bisher unverstanden und konnte mit dem zur Erzeugung von Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung favorisierten Prozeß der Intra-Beamstreuung nicht in Einklang gebracht werden.

Desweiteren wurde das Auftreten von Coasting-Beam im Mehrtargetbetrieb untersucht. Dazu wurde gezeigt, daß sich mit Hilfe des Vertexdetektors rekonstruierte Vertizes zur Erstellung von Bunchspektren eignen. Bei der Untersuchung der Coasting-Beam-Anteile auf den einzelnen Targets hat sich herausgestellt, daß im Mehrtargetbetrieb der Coasting-Beam zu etwa 80% auf den äußeren Target wechselwirkt und sich die restlichen Coasting-Beam-Wechselwirkungen auf den anderen Targets verteilen.

Eine systematische Untersuchung der Akkumulation des langlebigen Coasting-Beam bei verschiedenen Spannungen des $52\ \mathrm{MHz}$-Hochfrequenz-Systems ergab keine Abhängigkeit. Die Akkumulationsrate des gespeicherten Gleichstromes beträgt im Mittel $(63 \pm 0.3)\ \mu\mathrm{A/h}$. Weiterhin wurde gezeigt, daß die lineare Akkumulationsrate eine ansteigende Produktionsrate als Ursache haben muß. Die ansteigende Produktionsrate konnte mit der kontinuierlichen Verlängerung der Bunche in Zusammenhang gebracht werden. Anschließend wurden die Intrabeam-Streuung und das Hochfrequenz-Rauschen diskutiert. Beide können für die Bunchverlängerung und auch für den Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung verantwortlich sein. Vergleiche der Modelle mit den Daten haben jedoch kein geschlossenes Bild der Produktion des positiven Coasting-Beam geliefert, z.B. wird bei größerem Protonenstrom ein größerer positiver kurzlebiger Coasting-Beam-Anteil erwartet, beobachtet wird jedoch ein konstanter Anteil.

In der vorliegenden Arbeit wurde folgendes neues Bild des Coasting-Beam herausgearbeitet: Der mit und ohne Targetbetrieb zu beobachtende Coasting-Beam besteht aus mehreren Komponenten, die sich im Vorzeichen der Energieabweichung und ihrer Lebensdauer unterscheiden. Der am äußeren Target zu beobachtende kurzlebige Coasting-Beam mit negativer Energieabweichung kommt durch den Energieverlust im Target zustande. Das Auftreten von kurzlebigem Coasting-Beam mit positiver Energieabweichung zeigt, daß ein oder mehrere weitere Prozesse für den Coasting-Beam verantwortlich sind, die positive und negative Energieabweichungen zur Folge haben. Die unterschiedlichen Lebensdauern der Anteile können mit Synchrotronstrahlungsverlusten plausibel gemacht werden.

Fluktuationen der Wechselwirkungsrate senken bei großen Wechselwirkungsraten die Effizienz des HERA-B-Detektors. Die betrachteten Fluktuationen werden nicht von der Targetsteuerung ausgeglichen, da sie schneller stattfinden als die Steuerung reagiert. Der Ursprung der Fluktuationen liegt in Bodenbewegungen und den dadurch hervorgerufenen Strahlbewegungen, auf die die Wechselwirkungsrate sehr sensitiv reagiert. Das Ziel der durchgeführten Untersuchungen war das Senken der Sensitivität der Wechselwirkungsrate auf Strahlbewegungen durch Abflachen der Strahlkante im Arbeitsbereich des Targets. Dabei sollte auf keinen Fall die Emittanz des Strahlkerns vergrößert werden, was die Luminosität bei den Experimenten H1 und ZEUS senken würde.

Insgesamt wurden drei verschiedene Möglichkeiten zur Aufweitung des Strahls im Arbeitsbereich des Targets getestet: Hochfrequenz-Rauschen, Dipol-Kicks und Tune-Modulation. Die beiden zuerst getesteten Methoden, Hochfrequenz-Rauschen und Dipolkicks eignen sich, wie die Messungen ergeben haben, nicht zum Beam-Tail-Shaping. Bei der Methode mit Hochfrequenz-Rauschen wurde keine Verkleinerung der Fluktuationen beobachtet und zusätzlich ungewünschter Coasting-Beam erzeugt. Durch die Dipol-Kicks wurde die gesamte Strahlemittanz aufgeweitet und damit die Luminosität gesenkt. Die dritte Methode: Tune-Modulation, konnte erfolgreich zum Beam-Tail-Shaping eingesetzt werden, die Ratenfluktuationen wurden reduziert, die Luminosität blieb konstant und es traten keine weiteren ungewünschten Effekte auf.

Es wurde gezeigt, wie durch die Modulation des Tune Diffusion entsteht, und daß bei der Verwendung von zwei Frequenzen kleinere Gesamtmodulationsamplituden notwendig sind als bei der Verwendung von nur einer Modulationsfrequenz. Dies ist wichtig, da die zur Erzeugung von Diffusion notwendige Modulationstiefe nicht so groß sein sollte, daß mehrere Resonanzen niedriger Ordnung Einfluß auf die Diffusion haben. Mit Hilfe der Ein-Teilchen-Simulation konnte gezeigt werden, daß der Diffusionskoeffizient im Arbeitsbereich des Targets mit dem Elektronenstrom, der die Stärke der Nichtlinearität bestimmt, steigt. Mit der Frequenzanalyse nach Laskar und simulierten Daten wurde gezeigt, daß die Diffusion, wie gewünscht, im äußeren Strahlbereich stattfindet.

Die durchgeführten Experimente mit Tune-Modulation haben gezeigt, daß sie, wie die Theorie vorhersagt, Diffusion im äußeren Strahlbereich erzeugt, während die Emittanz im Strahlzentrum und damit die Luminosität konstant bleiben. Durch die so erzeugte Diffusion im Arbeitsbereich des Targets konnten die Fluktuationen der Wechselwirkungsrate verkleinert werden.

Eine systematische Untersuchung des Einflusses der Modulationsamplitude auf die Ratenfluktuationen hat ergeben, daß eine größere Amplitude kleinere Ratenfluktuationen zur Folge hat. Ebenfalls untersucht wurde die Frequenzabhängigkeit der Ratenfluktuationen. Dabei konnte überraschenderweise kein Zusammenhang der großen Modulationsfrequenz mit den Ratenfluktuationen festgestellt werden. Die Erklärung hierfür ist, daß die großen Frequenzen durch den Frequenzgang des Netzteils größtenteils unterdrückt werden und die Diffusion zusammen mit dem Untergrundspektrum oder einer immer zu beobachtenden 300 Hz-Linie zustande kommt. An dieser Stelle wären weitere Untersuchungen notwendig gewesen, die jedoch aufgrund des geänderten Meßprogramms bei HERA-B und dem Luminositätsumbau am HERA-Speicherring nicht möglich waren.

Messungen zum Einfluß des Elektronenstroms und damit der Stärke der Nichtlinearität der Strahl-Strahl-Wechselwirkung auf die Wechselwirkungsrate haben in Übereinstimmung mit der Ein-Teilchen-Simulation gezeigt, daß größere Elektronenströme eine größere Diffusionsrate im Arbeitsbereich des Targets zur Folge haben. Dies hat zwei Konsequenzen: Zum einen werden die Ratenfluktuationen beim Betrieb der Tune-Modulation abhängig vom Elektronenstrom. Um die Vorteile der Tune-Modulation ausnutzen zu können, ist es notwendig, daß die Elektronenbunche sehr gleichmäßig gefüllt werden, um Ratenfluktuationen auch Bunchniveau so gering wie möglich zu halten.

Insgesamt wurde gezeigt, daß sich Tune-Modulation zur Reduktion der Ratenfluktuationen eignet und das daß System im Routinebetrieb eingesetzt werden kann.

Literaturverzeichnis

[A+88] F. Abe et al. The cdf detector: An overview. *Nucl. Instrum. Meth.*, A271:387–403, 1988.

[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. *DESY-PRC-92-04*, 1992.

[A+94] 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. Proposal. *DESY-PRC-94-02*, 1994.

[A+97] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310–347, 1997.

[A+00] T. Affolder et al. A measurement of $\sin(2\beta)$ from $B \to J/\Psi K_s^0$ with the CDF detector. *Phys. Rev.*, D61:072005, 2000.

[A+01a] K. Abe et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 87:091802, 2001.

[A+01b] B. Aubert et al. Obsevation of CB violation in the B^0 meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 87:091801, 2001.

[ABC88] E. Asseo, J. Bengston, and M. Chanel. In Lacoume et al., editors, *Fourth European Signal Processing Conference, North Holland, Amsterdam, Proceedings*, pages 1317–1320, 1988.

[AF03] V. Aushev and M. Funcke. Target Temprature Simulation. *in Kürze als HERA-B interne Veröffentlichung*, 2003.

[Alb95] H. Albrecht. ARTE. (Analysis and Reconstruction Tool). *HERA-B interne Veröffentlichung 95-065*, 1995.

[Aus03] V. Aushev. persönliche Mitteilung, 2003.

[B+95] D. Boutigny et al. BaBar technical design report. *SLAC-R-0457*, 1995.

[B+00] C. Bauer et al. The HERA-B vertex detector system. *Nucl. Instrum. Meth.*, A453:103–108, 2000.

[B+03] C. Bauer et al. Performance of the HERA-B vertex detector system. *Nucl. Instrum. Meth.*, A501:39–48, 2003.

[Bak00] G. Baki. Untersuchung der Wechselwirkungsraten einzelner Protonenbunche mit dem HERA-B Drahttarget. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2000.

[Ber88] J. Bergoz. *Betriebsanleitung, Parametric Current Transformer 'HERA1'*. BERGOZ Instrumentation, Crozet, 01170 Gex, Frankreich, 1988. siehe http://www.bergoz.com/pct/d-pct.htm.

[BG01] W. Beitz and K.-H. Grote, editors. *Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau*. 20. Auflage, Springer-Verlag, 2001.

[BGS+96] R. Bartolini, M. Giovannozzi, W. Scandale, A. Bazzani, and E. Todesco. Precise measurement of the betatron tune. *Part. Accel.*, 55:1–10, 1996.

[BR97] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. In *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne*, 1997. Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also http://root.cern.ch/.

[Bri89] R. Brinkmann. A Simulation Study for the Beam-Beam Interaction of Protons with a Flat Electron Beam in HERA. *DESY-HERA-89-24*, 1989.

[Brü93] O.S. Brüning. Emittance Growth in Proton Storage Rings due to the Combined Effect of Non-Linear Fields and Modulation Effects with more than one Frequency. *DESY-HERA-93-10*, 1993.

[Brü94] O.S. Brüning. An Analysis of the Long-Term Stability of the Particle Dynamics in Hadron Storage Rings. *DESY-94-085*, 1994.

[C+64] J. H. Christenson et al. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, 1964.

[C+95] M.T. Cheng et al. A Study of CP violation in B meson decays: Technical Design Report. *BELLE-TDR-3-95*, 1995.

[Cap00] M. Capeans. Status of the outer tracker for the hera-b experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A446:317–323, 2000.

[Chi79] B. V. Chirikov. A Universal Instability of Many-Dimensional Oscillator Systems. *Physics Reports*, 52:263–379, 1979.

[CT99] A. W. Chao and M. Tigner, editors. *Handbook of accelerator physics and engineering*. World Scientific, Singapore, 1999.

[DES00] DESY Internetseite. http://www.desy.de, 2000.

[E$^+$94] K. Ehret et al. Test of Internal Halo Targets in the HERA Proton Ring. *DESY-HERA-94-119*, 1994.

[EFI$^+$01] K. Ehret, M. Funcke, S. Issever, et al. Observation of coasting beam at the HERA proton-ring. *Nucl. Instrum. Meth.*, A456:206–216, 2001.

[EG87] L.R. Evans and J. Gareyte. Beam-Beam Effects. *CERN Accelerator School, Proceedings*, CERN 87-03:159–186, 1987.

[ES96] J. A. Ellison and T. Sen. HERA-B and Halo Control using Noise. *DESY-HERA-96-09*, 1996.

[EXF00] Burleigh Products Group Inc. EXFO. http://documents.exfo.com/Products/LifeSciences/LSS-8000-Inchworm.pdf, 2000.

[Flö90] K. Flöttmann. Untersuchungen mechanischer Schwingungen von supraleitenden Quadrupolmagneten und ihres Einflusses auf die Strahlstabilität bei HERA. Diplomarbeit, II. Inst für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1990.

[Fun99] M. Funcke. Alignement der HERA-B Targetmechanik. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 1999.

[G$^+$00] Particle Data Group, Groom et al. *The European Physical Journal C, Review of Particle Physics*, volume 15. Springer-Verlag, 2000.

[Gra72] D.E. Gray, editor. *American Institute of Physics Handbook*. 3rd ed. McGraw-Hill Book Co., 1972.

[GRO00] Proceedings of the HERA Seminar 2000, Grömitz. *DESY-HERA-00-07*, 2000.

[Gro02] Luminosity Working Group. Luminosity measurement in HERA-B. *3rd Draft of a NIM paper (work in progress)*, 2002.

[Gru93] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. B.I. Wissenschaftsverlag, 1993.

[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. *DESY-PRC-95-01*, 1995.

[H$^+$02] Particle Data Group, Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66, 2002.

[HB03] HERA-B Internetseite, 2003.

[Her01] W. Herr. Computational methods for Beam-beam interaction and space charge. *Vortrag - Cern Accelerator School*, 2001.

[HM00] B. Holzer and A. Mesek. Measurement of the Beta Function and the Dispersion in the HERA Proton Ring. *HERA accelerator studies 1999*, DESY-HERA-00-02:75–85, 2000.

[Hol03] B. Holzer. persönliche Mitteilung, 2003.

[IL01] S. Ivanov and O. Lebedev. Coasting beam in HERA-p ring. *DESY-HERA-01-03*, 2001.

[IL03] S. Ivanov and O. Lebedev. Noise performance studies at the HERA-p ring. *DESY-HERA-03-02*, 2003.

[Iss01] S. Issever. *Entwicklung des Target-Steuersystems für das HERA-B-Experiment und Untersuchung der Eigenschaften des Targetbetriebs am HERA-Speicherring*. Doktorarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2001.

[Jag98] T. Jagla. Untersuchungen der Target-Strahl Wechselwirkung im HERA-B-Experiment. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 1998.

[Kik76] I. K. Kikoin, editor. *Tables of Physical Values, Handbook*. Moscow, Atomizdat, 1976.

[Kle98] J. Klenner. Ratenmessung am HERA-B Drahttarget mit Szintillationshodoskopen. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 1998.

[Kni00] C. Knierim. Messung und Analyse von Ratenfluktuationen am HERA-B-Target. Diplomarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2000.

[Knö01] K.-T. Knöpfle. Preformance of the HERA-B Vertex Detector System, 2001. Vortrag Vertex 2001.

[Kol90] HERMES Kollaboration. A Proposal to Measure the Spin dependant structure functions of the Neutron and the proton at HERA. *DESY-PRC 90/01*, 1990.

[L$^+$92] J. Laskar et al. The measure of chaos by the numerical analysis of the fundamental frequencies. Application to the standard mapping. *Physica D*, 56:253–269, 1992.

[L$^+$00] T. Lohse et al. HERA-B Report on Status and Prospects. *DESY-PRC-00-04*, 2000.

[Lan44] L. Landau. On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation. *J. Phys.*, 8:201, 1944. Nachdruck in D.ter Haar, Herausgeber, L.D. Landau, Collected papers, Seite 417. Pergamon Press, Oxford, 1965.

[Las90] J. Laskar. The chaotic behaviour of the solar system: A numerical estimate of the size of the chaotic zones. *Ikarus*, 88:266–291, 1990.

[Las93] J. Laskar. Frequency analysis for multi-dimensional systems. Global dynamics and Diffusion. *Physica D*, 67:257–281, 1993.

[LD93] J. Laskar and H.S. Dumas. Global Dynamics and Long-Time Stability in Hamiltonian Systems via Nmerical Frequency Analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2975–2979, 1993.

[Leo94] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 1994.

[LMS] G. Lopez, J. R. Maidment, and J. Speth. Observation of proton bunch behavior in hera. In *Hamburg 1992, Proceedings, High energy accelerators, vol. 1* 251-253. (Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 251-253) and Hamburg DESY - DESY HERA 92-19 (92/08,rec.Oct.) 16-18, 1992.

[Loh97] T. Lohse. Wire Target Geometry and Tagging Performance. *HERA-B Note 97-085*, 1997.

[LP96] J. Laskar and Y. Papaphilippou. Frequency map analysis and global dynamics in a galactic potential with two degrees of freedom. *Astronomy an Astrophysics*, 307:427–449, 1996.

[LP98] J. Laskar and Y. Papaphilippou. Global dynamics of triaxial galactic models trough frequency map analysis. *Astronomy an Astrophysics*, 329:451–481, 1998.

[Lüd57] G. Lüders. Proof of the TCP Theorem. *Annals of Physics*, 2:1–15, 1957.

[Man99] R. Mankel. How Deadly is a Coasting Beam for the HERA-B Outer Tracker? *HERA-B interne Veröffentlichung 99-007*, 1999.

[MEF00] C. Montag, K. Ehret, and M. Funcke. Systematic Tune Modulation Frequency Scans. *HERA Machine Studies December 2000*, DESY-HERA-00-07:56–61, 2000.

[MEFI01] C. Montag, K. Ehret, M. Funcke, and S. Issever. Transverse Beam Tail Shaping in HERA-p by means of Tune Modulation. In *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago*, pages 1699–1701, 2001.

[MEI00] C. Montag, K. Ehret, and S. Issever. Stabilization of HERA-B Interaction Rates Using Tune Modulation. *HERA accelerator studies 1999*, DESY-HERA-00-02:104–114, 2000.

[Mit02] Fa. Mitutoyo. http://www.mitutoyo.com, 2002.

[MK00] C. Montag and J. Klute. Unbunched beam cleaning in HERA-p. *Prepared for 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000), Vienna, Austria, 26-30 Jun 2000*, 2000.

[MKDR02] C. Montag, J. Klute, H. T. Duhme, and J. Rummler. The HERA-p Coasting Beam Kicker: Hardware Description and User's Manual. *DESY-HERA-01-02*, 2002.

[MM92] H. Mais and C. Mari. Introduction to beam-beam effects. *Cern Accelerator School*, CERN-94-01:499–524, 1992.

[Mon99] C. Montag. Status and Fist Results of HERA-B Machine Studies. *HERA Machine Studies December 1998*, DESY-HERA-99-03:61–65, 1999.

[Mon00] C. Montag. Coasting Beam Studies. *HERA accelerator studies 1999*, DESY-HERA-00-02:98–101, 2000.

[Mon02] C. Montag. The HERA-p Tune Modulation System: Hardware Description and User's Manual. *DESY-HERA-01-01*, 2002.

[New97] Newport. Motion Control Catalog, 1997.

[Owe01] H.L. Owen. Tune Evaluation using Hanning Filters. *DPG-XX-rpt-009*, 2001.

[P$^+$92] W.H. Press et al. *Numerical Recipes in C - The Art of Scientific Computing*. Second Edition, Cambridge University Press, 1992.

[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.

[Phy00] Fa. Phytron. Manual für Schrittmotorsteuerungen IXEα-A-T , 2000.

[Piw87] A. Piwinski. Intra-Beam Scattering. *CERN Accelerator School, Proceedings*, CERN 87-03:402–415, 1987.

[Pug98] V. Pugatch. HERA-B Multi-Target Equalizing Steering. *internes Dokument*, 1998.

[Pyr00] J. Pyrlik. The HERA-B ring imaging Cherenkov system: Design and performance. *Nucl. Instrum. Meth.*, A446:299–304, 2000.

[PZ99] Y. Papaphilippou and F. Zimmermann. Weak-strong beam-beam simulations for the LHC. CERN-SL-99-039 AP:95–107, 1999.

[R$^+$00] D. Robin et al. Global Dynamics of the Advanced Light Source Reveald through Experimental Frequency Analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 85:558–561, 2000.

[Ren00] Fa. Renishaw. RGH22 - Data Sheet, 2000.

[RW90] G. Ripken and F. Willeke. ON THE IMPACT OF LINEAR COUPLING ON NON-LINEAR DYNAMICS. *Part. Accel.*, 27:203–208, 1990.

[S$^+$94] H.-J. Shih et al. *Part. Acc.*, 43:159, 1994.

[S⁺02] W. Stein et al. Thermal Stress Analyses for the NLC Positron Target. *LCC-0088, UCRL-ID-148936*, 2002.

[Sch98] S. Schaller. Untersuchung der Beiträge einzelner Protonbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA-B-Experiments. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts-Karls-Universität Heidelberg, 1998.

[Sch02] Fa. Schneeberger. http://www.schneeberger.com, 2002.

[Sch03] B. Schwingenheuer. private mitteilung, Mai 2003.

[Sei94] M. Seidel. *The Proton collimation system of HERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1994.

[Sei95] M. Seidel. HERA-B Interaction Rate versus Luminosity at ZEUS and H1. *DESY-95-10*, 1995.

[SIS00] Fa. SIS. http://www.struck.de, 2000.

[Spr00] S. Spratte. *Determination of the interaction rate at the HERA-B target and study of the coasting beam at the HERA proton ring. (In German).* Doktorarbeit, Lehrstuhl für experimentelle Physik V, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2000.

[Tit96] M. Titov. Muon identification and background studies at the HERA-B experiment. *ITEP-24-96*, 1996.
http://www-hera-b.desy.de/general/publications/description/titov.ps.gz.

[TS99] S. Peggs T. Satogata. Hadron beam-beam diffusion in 2.5-D. CERN-SL-99-039 AP:108–113, 1999.

[Uns81] K. Unser. A Torodial D.C. Beam Current Transformer with High Resolution. *IEEE Trans. Nucl.*, NS-28:2344–2346, 1981.

[VEF⁺99] Ju. Vassiliev, K. Ehret, M. Funcke, et al. Multi Target Operation at the HERA-B Experiment. In H. O. Meyer and P. Schwandt, editors, *Nuclear physics at storage rings. Proceedings, 4th International Conference, STORI'99, Bloomington, USA, September 12-16, 1999*, page 359, 1999.

[W⁺57] C. S. Wu et al. *Phys. Rev.*, 105:1413, 1957.

[W⁺86] G. Wolf et al. The zeus detector: Technical proposal. *DESY-HERA-ZEUS-1*, 1986.

[Wan03] R. Wanzenberg. persönliche Mitteilung, 2003.

[Wie99] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physiks I + II.* Springer Verlag, 1999.

[Wil92] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen.* Teubner Studienbücher, Physik, 1992.

[WP01] J. Wei and G. Parzen. Intra-Beam Scattering Scaling for Very Large Hadron Colliders. *Presented at IEEE Particle Accelerator Conference (PAC2001), Chicago, Illinois, 18-22 Jun 2001*, 2001.

[WR88] F. Willeke and G. Ripken. METHODS OF BEAM OPTICS. *DESY 88/114*, 1988.

[Zeu00] T. Zeuner. The msgc-gem inner tracker for hera-b. *Nucl. Instrum. Meth.*, A446:324–330, 2000.

[Zoc00] A. Zoccoli. The electromagnetic calorimeter of the HERA-B experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A446:246–252, 2000.

[ZW00] M. P. Zorzano and R. Wanzenberg. Intrabeam scattering and the coasting beam in the HERA proton ring. *CERN-SL-2000-072-AP*, 2000.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Anhang A

Technische Zeichnungen der Targetmechaniken

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die HERA-B-Targetmechanik in Zusammenarbeit mit dem Konstruktionsbüro des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund neukonstruiert. Dieser Anhang enthält die Konstruktionszeichnungen der einzelnen großen Komponenten. Natürlich sind die Zeichnungen hier viel zu klein wiedergegeben, ihre originale Größe ist DIN A0. Trotzdem geben die Zeichnungen einen guten Überblick über den genaueren Aufbau der einzelnen Baugruppen.

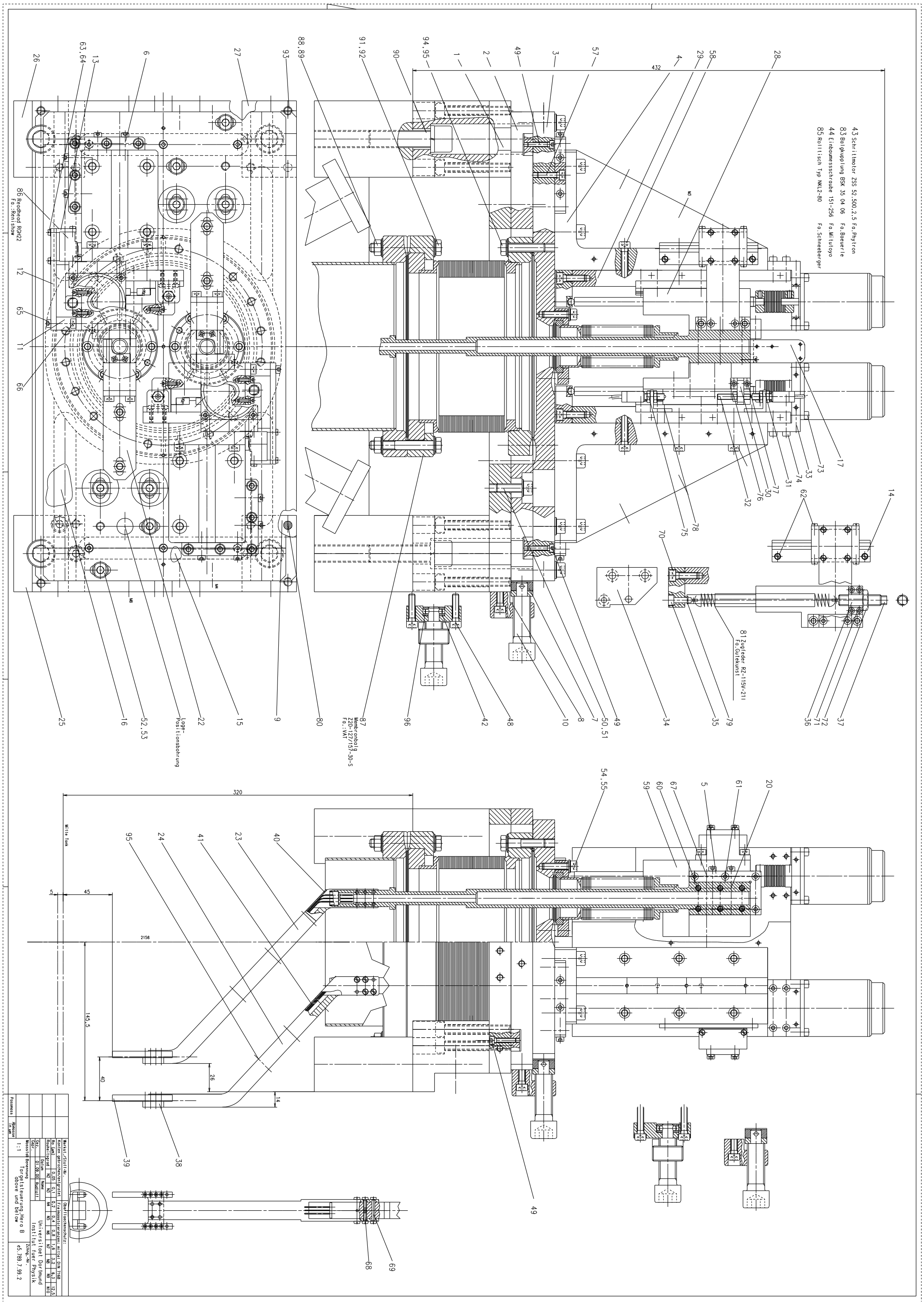


Abbildung A.1: *Die oben/ unten Mechanik.*

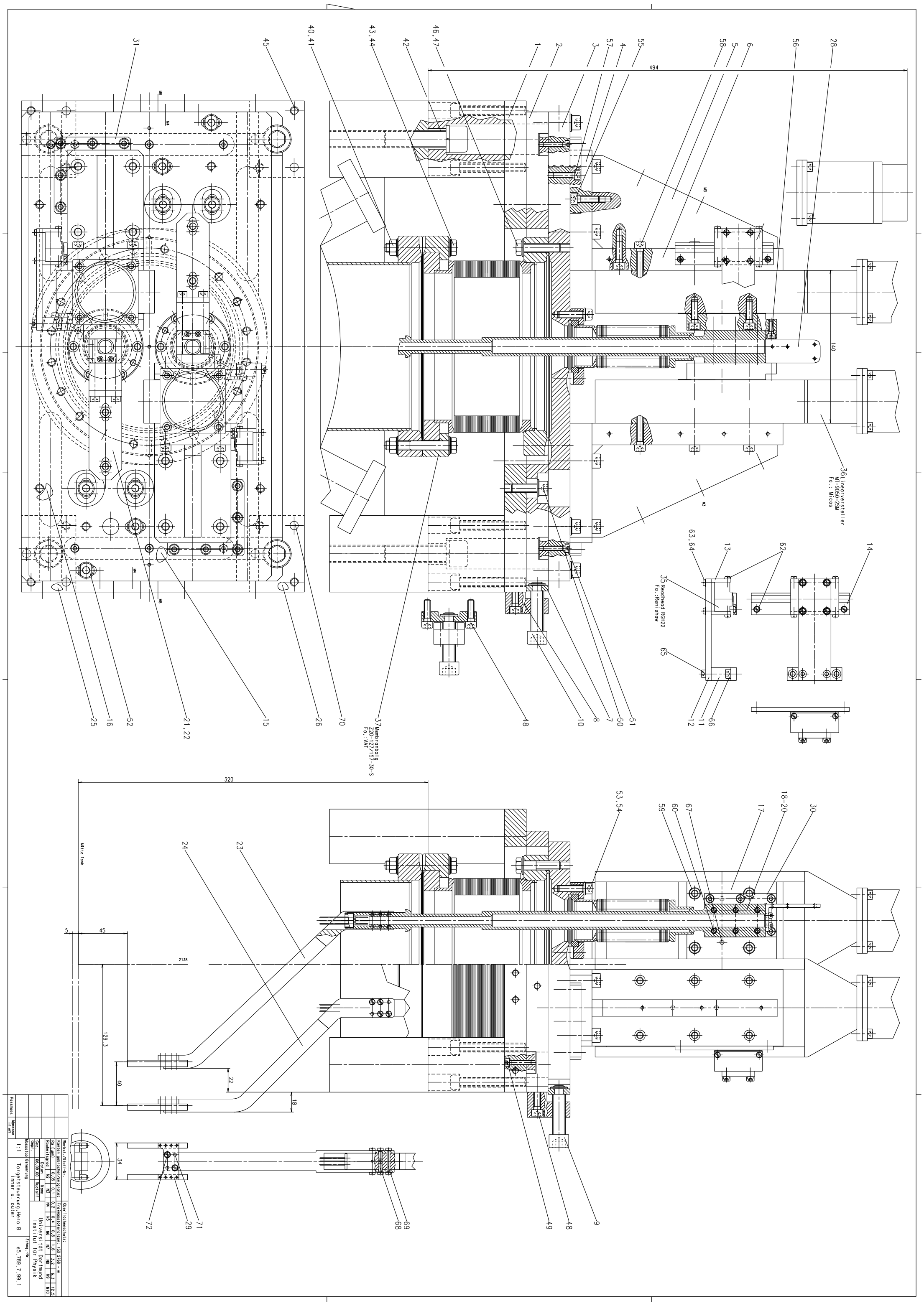


Abbildung A.2: *Die innen/ außen Mechanik.*

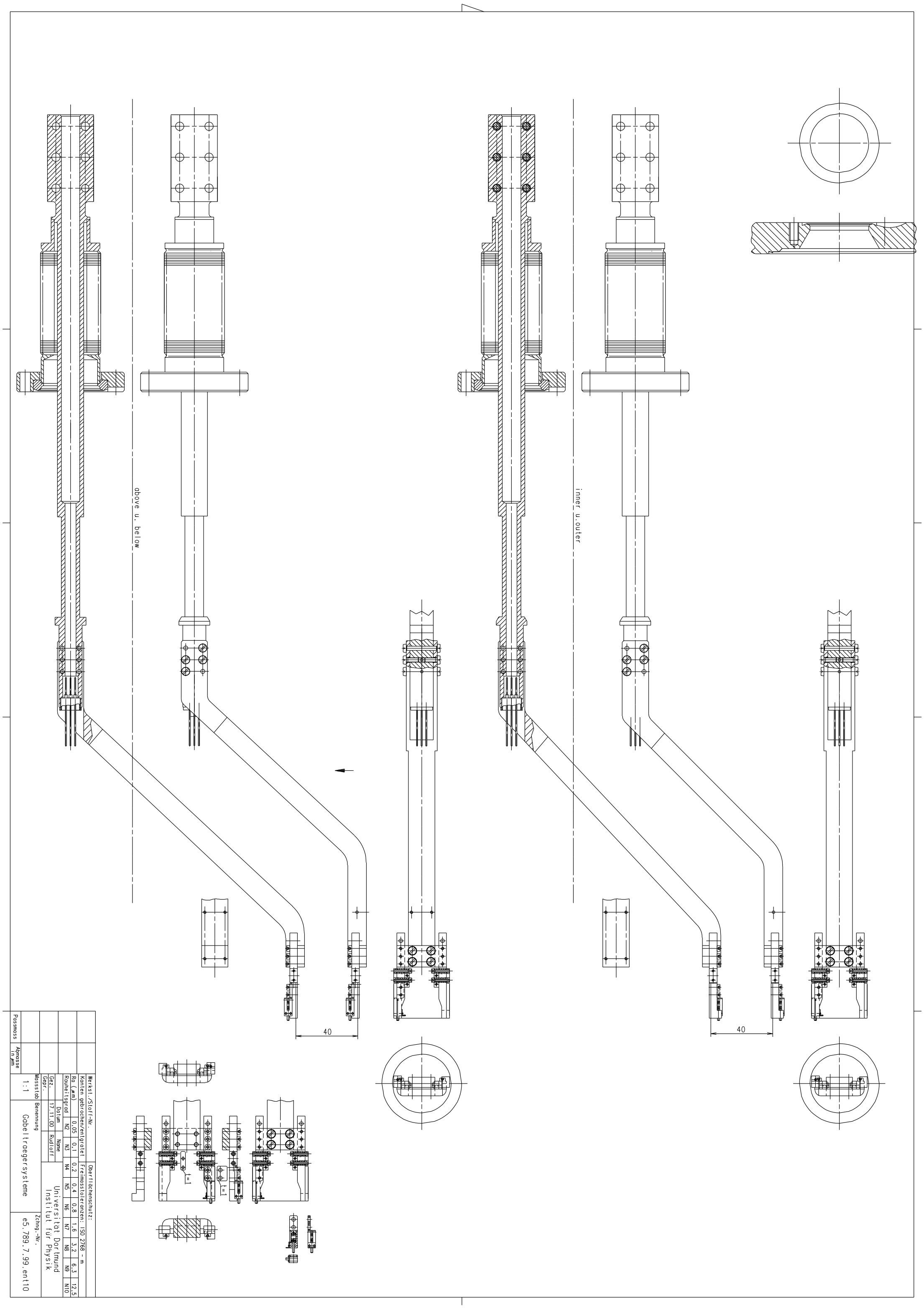


Abbildung A.3: *Der Targetarm.*

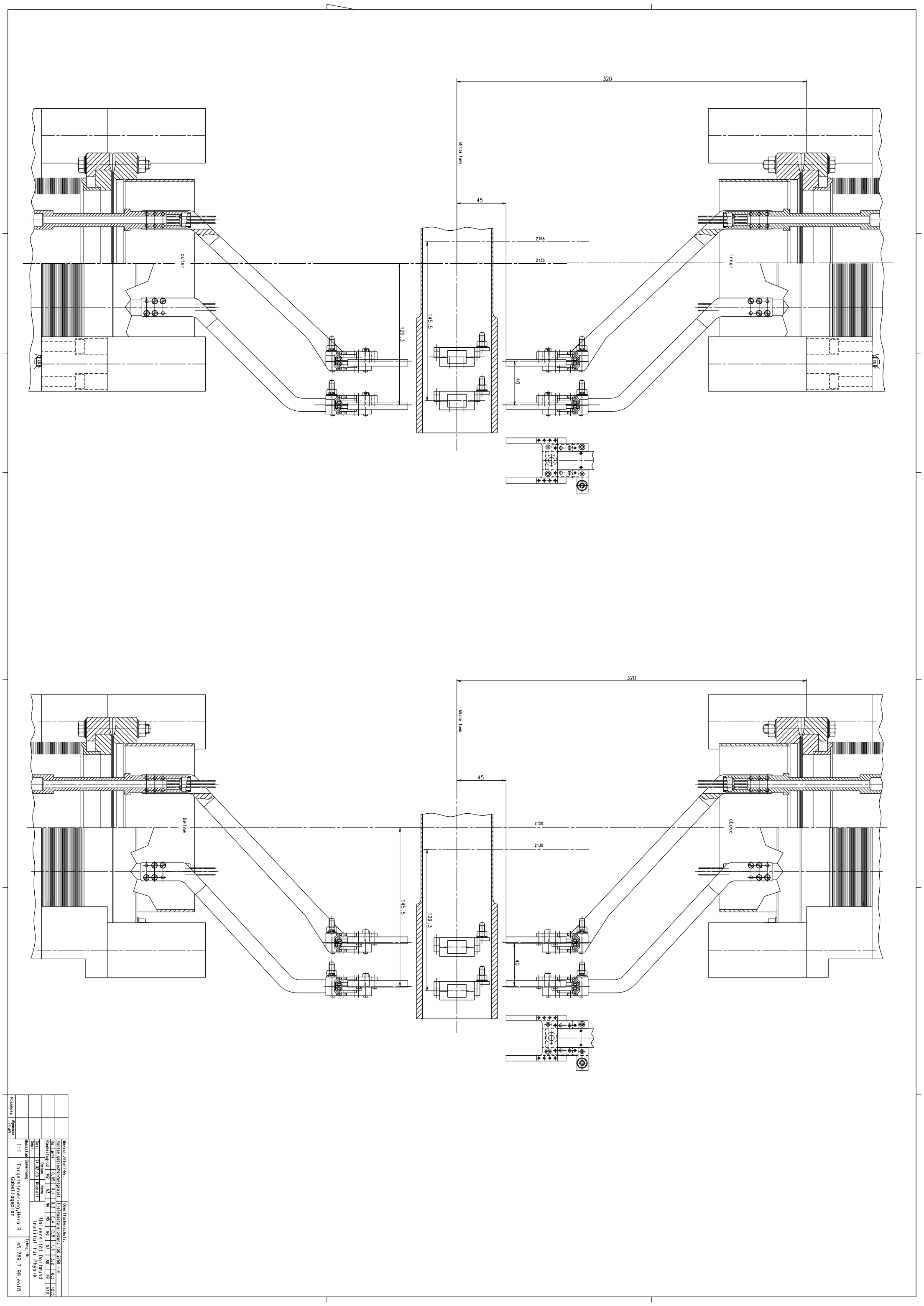


Abbildung A.4: *Anordnug der Gabelfüße am Targetkäfig. Die Zeichnung zeigt noch die Gabelfüße der alten Targetmechanik.*

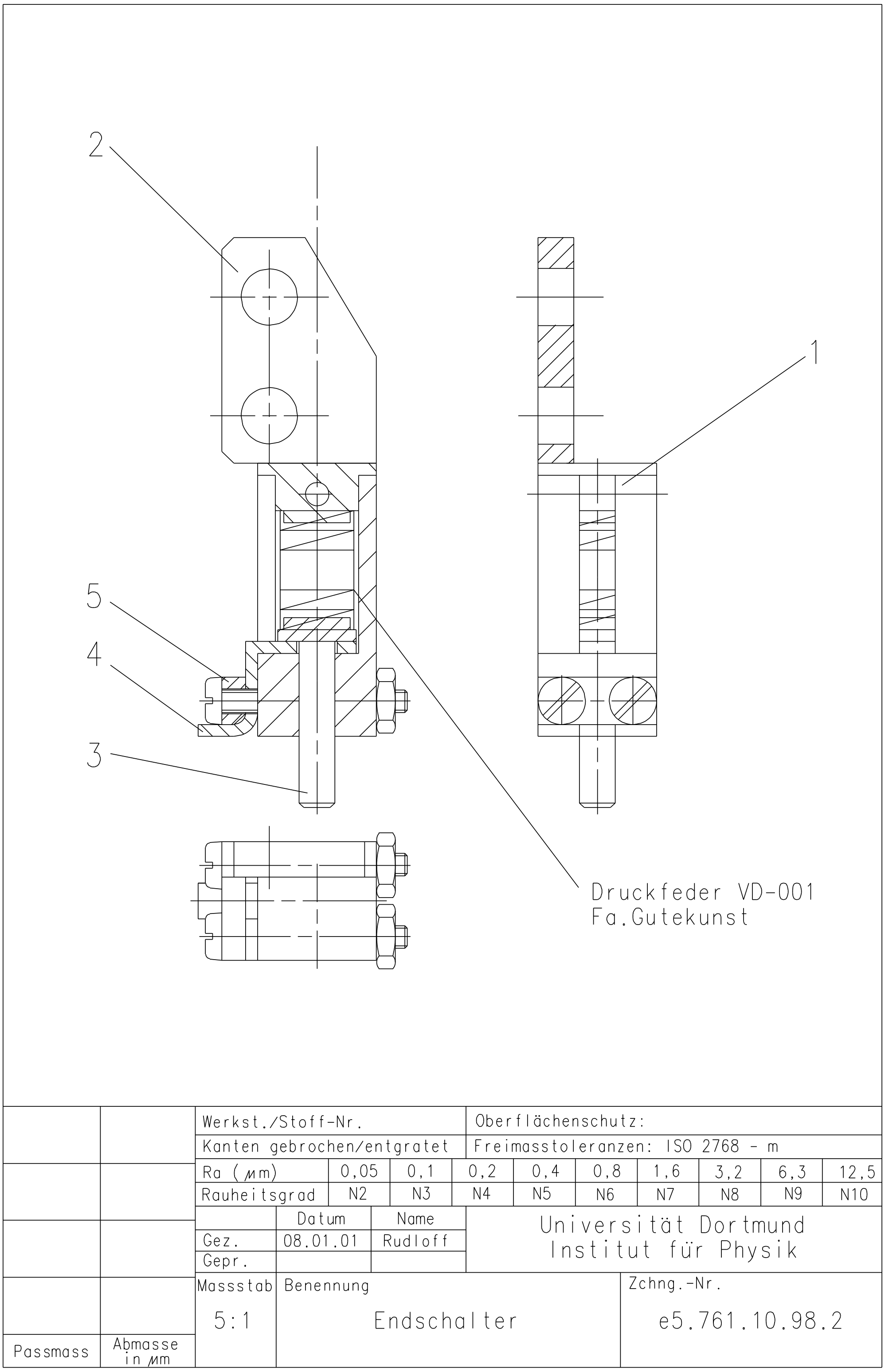


Abbildung A.5: *Der relative Endschalter.*

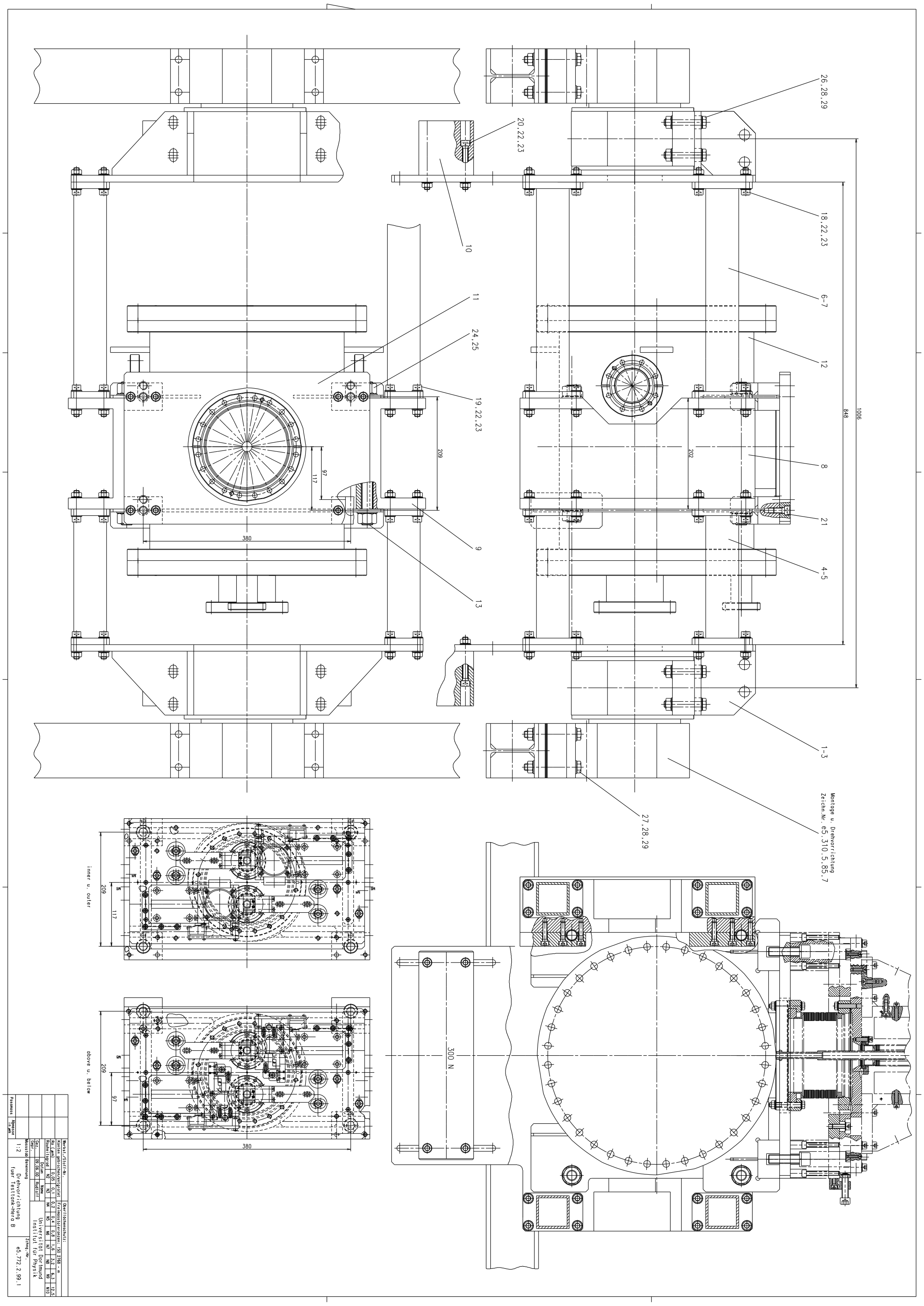


Abbildung A.6: *Der Testtank.*

Anhang B

Vergleich von alter und neuer Simulation

Der Ablauf der alten Simulation ist weitgehend identisch mit dem der neuen Simulation. Eine genaue Beschreibung der alten Simulation findet sich in [E$^+$94, Jag98]. Werden in der neuen Simulation Teilchen mit einer gaußförmigen Energieverteilung simuliert und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung abgeschaltet, so liegt der wesentliche Unterschied der Simulationen in der Bestimmung der Startparameter.

Zum Vergleich der Simulationen wurden mit beiden Simulationen Targeteffizienzen für verschiedene Targetpositionen bestimmt. Abbildung B.1 zeigt einen Vergleich der ermittelten Targeteffizienzen. In beiden Simulationen wurden die gleichen Eingangsparameter und die gleiche freie Apertur gewählt. Die freie Apertur beträgt $6\ \sigma$. Die Eingangsparameter stimmen mit Tabelle 4.4 überein.

Die mit den beiden verschiedenen Simulationen ermittelten Werte unterscheiden sich signifikant. Die mit der alten Simulation ermittelten Effizienzen fallen in Richtung Kollimator deutlich eher ab als die mit der neuen Simulation ermittelten Effizienzen. Die mit der alten Simulation ermittelten Effizienzen sind daher nicht mit der in Abbildung 4.14 gezeigten Messung zu vereinbaren. Zu dem gleichen Ergebnis kommt auch [Iss01].

Da die alte Simulation weder mit der neuen Simulation noch mit den Beobachtungen übereinstimmt wurde sie eingehend untersucht. Diese Untersuchungen haben ergeben, daß der Ursprung dieser Abweichungen in der initialen Verteilung der Teilchen bei der alten Simulation liegt.

Die initiale Verteilung der Teilchen im Phasenraum findet bei der alten Simulation folgendermaßen statt: In dem Phasenraum, in dem die Teilchen das Target erreichen können (z.B. inneres Target, horizontaler Phasenraum aufgespannt von x, x'), werden die Teilchen gleichmäßig auf einer Ellipse verteilt. Dabei wird die Betatronamplitude so gewählt, daß das Target eine Tangente an diese Ellipse darstellt. Die Teilchen können also nur die Targetkante erreichen. In der anderen Phasenraumebene werden die Teilchen mit der jeweiligen Strahlbreite gaußverteilt.

Bei diesem Vorgehen wird die Kopplung der Phasenraumebenen nicht berücksichtigt. Um trotzdem zu einer realistischen Teilchenverteilung zu gelangen, laufen die generierten Teilchen, ohne Wechselwirkungen mit dem Target oder den Kollimatoren, tausendmal im Modellspeicherring um. Danach wird wird die Teilchenemittanz ε für den Phasenraum, in dem sich das Target befindet, nach Gleichung 4.21 berechnet. Eine Skalierung der Teilchenpositionen (z.B. x, x') soll dann dafür sorgen, daß jedes Teilchen wieder nur das Target erreichen kann. Der Skalierungs-

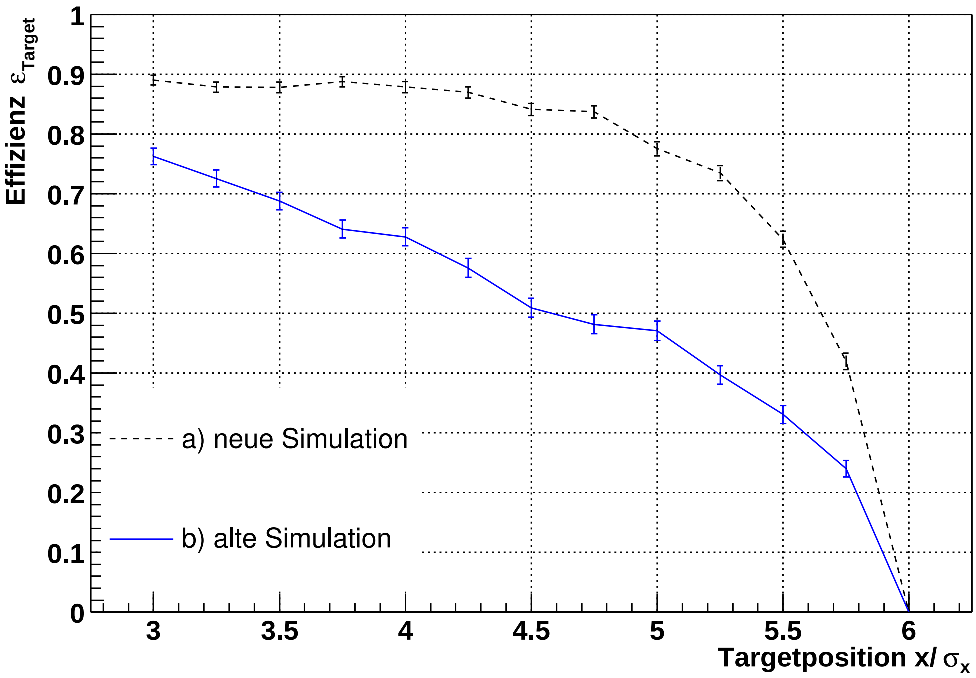


Abbildung B.1: *Vergleich von neuer und alter Simulation.*

faktor f ergibt sich aus dem Quotienten der Teilchenemittanz die notwendig ist um das Target zu erreichen:

$$\varepsilon_{Target} = 1/\beta_x x^2 \tag{B.1}$$

und der aktuellen Teilchenemittanz ε:

$$f = \frac{\varepsilon_{Target}}{\varepsilon} . \tag{B.2}$$

Der Skalierungsfaktor wird danach in beiden Phasenräumen angewendet:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = f \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} . \tag{B.3}$$

Dabei wird zwar erreicht, daß das Teilchen das Target in der einen Phasenraumebene erreichen kann, zusätzlich wird aber auch die Teilchenemittanz der anderen Phasenraumebene aufgeweitet.

Die folgende Untersuchung von Vertexverteilungen der alten Simulation zeigt, daß die Ergebnisse der Simulation durch die gleichzeitige Anwendung des Skalierungsfaktors in beiden Phasenraumebenen unrealistisch werden.

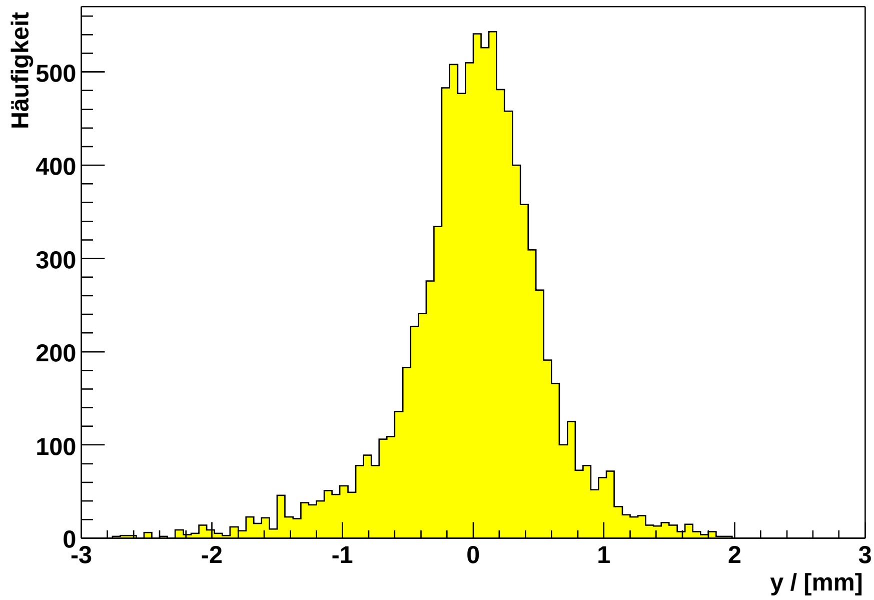


Abbildung B.2: *Simulierte Vertexverteilung eines Kohlenstofftargets mit der modifizierten alten Simulation.*

B.1 Vertexverteilungen mit der alten Simulation

Entlang des Targetdrahtes wird eine Verteilung der primären Vertizes erwartet, deren Breite im wesentlichen durch die Strahlbreite und durch Vielfachstreuung gegeben ist. Zusätzlich können Effekte durch Kopplung auftreten. Aufgrund der unbekannten Form der Vertexverteilung wird die Breite im folgenden als Standardabweichung angegeben.

Mit dem HERA-B-Vertexdetektor wurden im Jahr 2000 Breiten um $550\ \mu\mathrm{m}$ beim Betrieb eines inneren Kohlenstoff-Targets beobachtet. Die Auflösung des Vertexdetektors von $20\ \mu\mathrm{m}$ kann dabei vernachlässigt werden. Die gemessene Strahlbreite entspricht etwa der erwarteten Strahlbreite von $420\ \mu\mathrm{m}$.

Bei realistischen Parametern sind die mit der alten Simulation ermittelten Vertexverteilungen breiter als $700\ \mu\mathrm{m}$ [Jag98], also deutlich breiter als die mit dem Vertexdetektor bestimmten Breiten und viel breiter als theoretisch erwartet.

Daß die simulierte Verteilung breiter ist als die gemessene Verteilung verwundert, da in die Simulation keine Strahlbewegungen, keine Vertexdetektorauflösung oder ähnliche Effekte eingehen, die während der Messung auftreten können und dadurch den die gemessene Strahlbreite vergrößern.

Diese Inkonsistenz von Simulation und Daten resultiert aus der Anwendung des Skalierungsfaktors, der im letzten Abschnitt erläutert wurde. Wird in der Simulation die Skalierung nur in der Phasenraumebene des Targets durchgeführt, so ergibt sich in der Simulation eine Primärver-

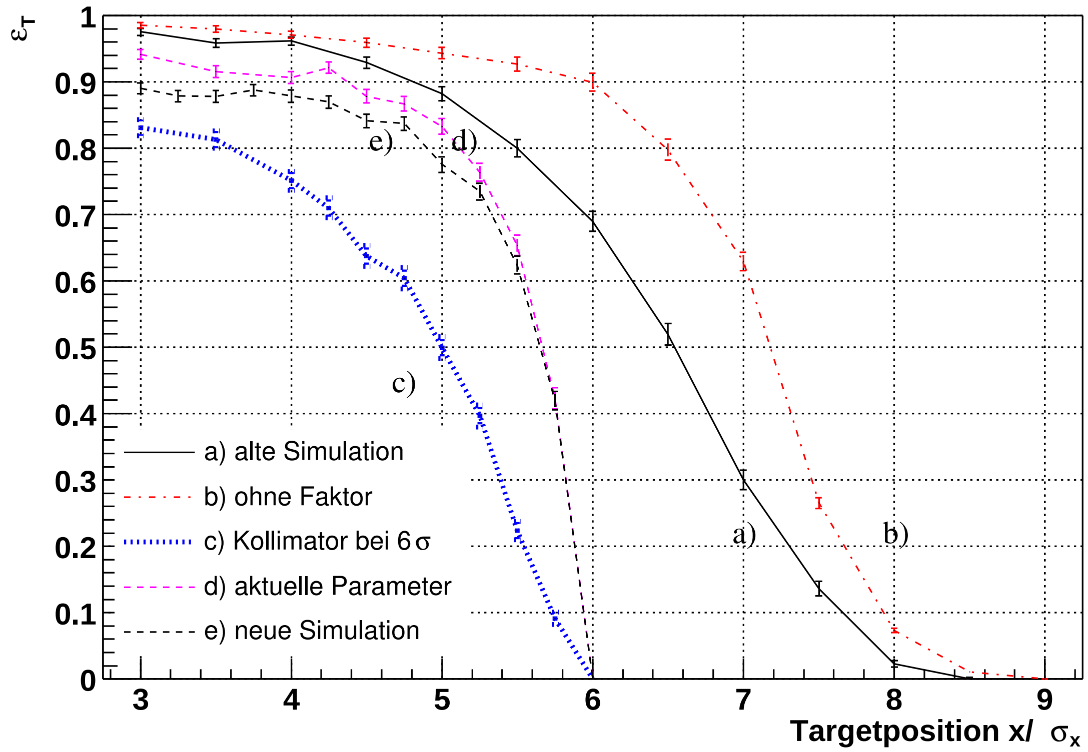


Abbildung B.3: *Targeteffizienzen mit der alten Simulation. Die Daten der Meßreihe e) stammen von der neuen Simulation.*

texverteilung entlang eines inneren Kohlenstofftargets mit einer Breite von $380\ \mu m$. Abbildung B.2 zeigt die simulierte Vertexverteilung in y-Richtung.

Die Ausgangsbreite des simulierten Strahls betrug $\sigma_y = 359\ \mu m$. Er wird in der y-Richtung also nur um etwa $20\ \mu m$ aufgeweitet. Nach der Korrektur der Simulation ist die simulierte Breite der Vertexverteilung wie erwartet kleiner als die mit dem Vertexdetektor gemessene.

Durch die Anwendung der Skalierung in beiden Phasenraumebenen wird die Strahlbreite in einer Phasenraumebene vergrößert. Dies führt dazu, daß die in [Jag98] gezeigten Vertexverteilungen unrealistisch sind. Im folgenden wird der Einfluß dieser Vergrößerung der Strahlbreite auf die in [Jag98] präsentierten Ergebnisse diskutiert.

B.2 Targeteffizienz mit der modifizierten alten Simulation

Mit der alten Simulation wurden eingehende Studien der Targeteffizienz durchgeführt [Jag98]. Im folgenden wird untersucht, welchen Einfluß die falsche Anwendung des Skalierungsfaktors auf die simulierte Targeteffizienz besitzt. Zuerst wurde eine Simulation aus [Jag98] reproduziert.

Die dabei verwendeten Strahlparameter finden sich in Anhang C. Die für verschiedene Targetpositionen bestimmten Targeteffizienzen sind in Abbildung B.3 als Meßreihe a) eingetragen. Die freie Apertur beträgt $9\ \sigma$.

Zum Vergleich wurde eine Simulation b) durchgeführt, bei der der Skalierungsfaktor nur in der Phasenraumebene des Targets angewendet wurde. In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Targeteffizienzen bei Targetpositionen zwischen 5 und $8\ \sigma$ signifikant größer sind als die Referenzwerte der alten Simulation. Bei einem Abstand von weniger als $2\ \sigma$ vom Kollimator wird eine Targeteffizienz von mehr als $50\ \%$ erreicht.

Im nächsten Schritt wurde die Simulation ohne den Faktor in y-Richtung mit einer realistischeren Kollimatorposition von $6\ \sigma$ wiederholt c). Die Targeteffizienz überschreitet die $50\ \%$-Grenze schon bei einem Abstand zwischen Target und Kollimator von etwa $1\ \sigma$.

Um zu noch realistischeren Targeteffizienzen zu gelangen, wurde in Meßreihe d) die Strahlenergiestreuung $\Delta E/E$ von $1 \cdot 10^{-3}$ auf $6 \cdot 10^{-5}$ und die Kopplung von 0.01 auf 0.002 reduziert. Die $50\ \%$-Grenze wird jetzt schon bei einem Abstand von weniger als $0.5\ \sigma$ überschritten.

Diese Analyse zeigt, daß der Skalierungsfaktor einen signifikanten Einfluß auf die Targeteffizienzen hat. Die Analysen in [Jag98] ergaben, daß ein Abstand von $3\ \sigma$ zwischen Kollimator und Target notwendig ist um Targeteffizienz über 50% zu erreichen (vgl. Abbildung B.3 a)), dieses Ergebnis ist nun hinfällig.

B.3 Erneuter Vergleich von alter und neuer Simulation

Nach der Modifikation der alten Simulation können neue und alte Simulation erneut verglichen werden. In Abbildung B.3 sind in Meßreihe d) die Targeteffizienzen mit aktuellen Parametern in der modifizierten alten Simulation und in Meßreihe e) die mit der neuen Simulation ermittelten Targeteffizienzen gegen die Targetposition aufgetragen. Bei beiden Simulationen wurden die gleichen, oben angegebenen, Parameter verwendet.

Bei Targetpositionen kleiner als etwa $5\ \sigma$ sind die mit der neuen Simulation bestimmten Targeteffizienzen systematisch um etwa 5 Prozent kleiner als die mit der alten Simulation bestimmten. Das qualitative Verhalten der simulierten Targeteffizienzen stimmt gut überein. In der Nähe des Kollimators sind die ermittelten Targeteffizienzen gleich.

Beide Simulationen unterscheiden sich im wesentlichen bei der Bestimmung der initialen Verteilung der Teilchen. Der Grund für den Unterschied der Targeteffizienzen bei kleinen Targetpositionen, muß in der realistischeren initialen Verteilung der Teilchen bei der neuen Simulation oder/und in den zusätzlich berücksichtigen Effekten liegen.

Anhang C

Parameter der alten Simulation

```
1              nontuple_1 (0 -> no ntuple_1)
1              nontuple_2 (0 -> no ntuple_2)
1              wire_switch (0 -> no wire interaction)
1000           jump     (speziell fuer 1 Teilchen: Gausssprung)
'g'            gaussart ('g'->gauss, 'b'->boxmuller)
.293           tune_x
.298           tune_y
.0004          tune_synch
35.03          beta_x [m]
34.84          beta_y [m]
0.00           alpha_x [rad]   ???
0.01           alpha_y [rad]   ???
-0.47          eta_x [m]
-0.001         eta_y [m]
-0.0135        etap_x [rad]
0.             etap_y [rad]
0.01           cplng = width of coupling resonance, delta(Q)
5.7e-9         emit_x [m*rad]  ???
3.7e-9         emit_y [m*rad]  ???
1.e-3          relative beam energy_spread
1000000.       max_turns
6.0            col_x [sd] (absolute)
6.0            col_y [sd] (absolute)
20.0           aperture [sd]
0.1            diff [sigma/s]   ???
8.             sigma0 (reference position for diff)   ???
23.             slope_diff         ???
```

```
2.             difftype (1. x,y indep, else: diffusion in total amplitud
0.e10          bunch [e]  (0 = no Positronbeam)
7.             beta_x_w    ???
0.5            beta_y_w    ???
-2.            debug
1              nwire   number of wires in target
 3           wire_sd [sd] (absolute)
 0.             wire_th [degrees]
 50e-6         dwire_t [m]
 500e-6         dwire_l [m]
 'Al'           material
1000          nevt
1              nloop
'col_xy'       lpvar (absolute)
1              lplen
 6
1              ndevice
'delta_sd'     device
7              nscan
 0.
 1.
 2.
 3.
 4.
 5.
 6.
```

Anhang D

Fotos eines geschmolzenen Targetdrahtes

Die Fotos zeigen einen der während der Betriebsperiode 2002/2003 vom Protonenstrahl geschmolzenen Targetdrähte. Er wurde als Innen-1-Target betrieben, bis er am 16.01.03 zerstört wurde. Der gezeigte Targetdraht besitzt einen Durchmesser von $50\ \mu\mathrm{m}$. Die beiden Drahtenden sind mit dem bloßem Auge nicht zu unterscheiden, daher ist leider nicht bekannt, welches der Bilder daß obere und welches das untere Ende des Targetdrahtes zeigt. Der Tropfen an dem einen Ende deutet jedoch darauf hin, daß es sich dabei um den unteren Teil handelt.

Abbildung D.1: *Mikroskopische Aufnahme eines geschmolzenen Targetdrahtes. Der Durchmesser des Drahtes beträgt* $50\ \mu\mathrm{m}$.

Danksagung

Hier möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meiner Frau dafür bedanken, daß sie mich immer nach Kräften unterstützt hat. Nicht minder gilt mein Dank meiner Familie, die während des Studiums und während der Promotion immer für mich da war.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. D. Wegener möchte ich für die interessante Herausforderung dieser Arbeit und die Gelegenheit am DESY in Hamburg zu arbeiten danken. Während der Zeit am DESY und an der Universität habe ich viel für das Leben gelernt. Auch von einigen Extra-Lektionen über die Zusammenarbeit mit Werkstätten werde ich sicherlich noch lange profitieren.

Bei Frau Wegener möchte ich mich für viele unterhaltsame Einladungen bedanken, die immer eine willkommene Abwechslung waren und bei denen es immer mehr als genug Leckeres zu essen und zu trinken gab.

Herrn Prof. Dr. T. Weis danke ich dafür, er sich spontan Zeit genommen hat um für diese Arbeit als Zweitgutachter zur Verfügung zu stehen und einige Punkte mit mir zu diskutieren.

Frau Lorenz, der Sekretärin des Lehrstuhls danke ich für die perfekte Betreuung der vielen Bestellungen, die im Zusammenhang mit der Targetmechanik notwendig waren. Bei ihr ist immer ein Durchschlag von allem zu finden.

Dem Konstruktionsbüro und der Mechanischen Werkstatt gilt mein besonderer Dank. Ohne die Mitarbeit von Herrn Dipl.-Ing. Dretzler, Klaus Rudloff sowie ihren Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen hätte keine Neukonstruktion der Targetmechanik oder Konstruktion des Testtanks stattfinden können. Die Konstruktion ist jedoch nur die halbe Miete, erst in der Mechanischen Werkstatt zeigt sich, wie groß der Aufwand für die Fertigung wirklich ist. Herrn Günter Ernst und Frau Susanne Fricke und Mitarbeitern danke ich dafür, das immer alle mechanischen Komponenten, die wir bei der Konstruktion ausgeheckt haben, innerhalb meiner, oft sehr hochgesteckten Zeitpläne, fertig geworden sind.

Matthias Domke danke ich für viele gute Tipps rund um die Targetmechanik, um DTP und um Haus und Hof. Und natürlich für viele viele Diskussionen übers Tauchen.

Ohne die HERA-B- und HERA-Schichtmannschaften hätten die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Daten nicht aufgezeichnet werden können, das gilt sowohl für dezidierte Targetstudien, wie auch für normale Schichten. Daher gilt auch ihnen mein Dank.

Für die gute Zusammenarbeit und das Korrekturlesen möchte ich mich bei den folgenden Personen bedanken: Dr. Klaus Ehret, der davon träumt das Target irgendwann als Hobby in Betrieb zunehmen. Dr. Klaus Wacker, der der perfekte Ansprechpartner für Statistikfragen ist. Dr. Joachim Spengler, der die Kapitel über den HERA-B-Detektor und über die Targetmechanik unter die Lupe genommen hat. Bei Dr. Rainer Wanzenberg, der mit mir Beschleunigerphysik- und Coasting-Beam-Kapitel diskutiert hat. Bei Dr. Christoph Montag, mit dem die Experimente zum Beam-Tail-Shaping durchgeführt wurden und der das entsprechende Kapitel korrekturgelesen hat. Und bei Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon der sich die gesamte Arbeit nach ihrer Fertigstellung zu Gemüte geführt hat.

Besonderer Dank gilt natürlich meinen Kollegen der Targetgruppe: Klaus Ehret sei hier nochmal erwähnt der, auch nach dem er nicht mehr offiziell der Targetgruppe angehörte, immer mit Rat und Tat zur Verfügung stand. Selim Issever und Stefan Spratte, die mich erst während der Diplomarbeit betreut haben und deren Arbeiten später eine gute Ausgangsbasis für weitere Untersuchungen waren. Den Mit-Doktoranden Mitch Symalla und Christopher van Eldik. Zusammen haben wir das Running 2002-2003 geschmissen und so manche C++, root, Datenbank und Latex Frage diskutiert. Dr. Volodymyr Aushev und Dr. Yuri Vassiliev den ukrainischen Mitgliedern der Targetgruppe, ohne die wir das Tagesgeschäft der letzten Jahre nur schwer hätten bewältigen können und ohne die ich viel weniger über ukrainischen Wodka wüßte.

Auch allen, die hier nicht namentlich genannt sind und die in irgendeiner Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben gilt mein Dank.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft und Technologie unter den Förderkennzeichen 05 7DO55P und 05 HB 1 PEA 17 gefördert.