
Aufbau eines Strahldiagnosesystems am LINAC I an ELSA

Diplomarbeit in Physik
von
Nadine Hofmann

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Dezember 2010

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: PD Dr. W. Hillert
Korreferent: Prof. Dr. R. Maier

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das neue Injektionssystem	6
3	Modell der longitudinalen Pulsform	8
3.1	Bunching ohne Wechselwirkung der Teilchen untereinander	8
3.2	Bunching mit Wechselwirkung der Teilchen untereinander	10
4	Der Chromoxschirm	12
4.1	Funktionsweise des Chromoxschirms	12
4.2	Bestimmung des Strahlquerschnitts	13
5	Der Faraday-Cup	15
5.1	Theoretische Grundlagen des Faraday-Cups	15
5.2	Strahlstrommessung	16
6	Der Strahllagemonitor	18
6.1	Theoretische Betrachtung des Strahllagemonitors	18
6.2	Kalibration des Strahllagemonitors	20
6.3	Messungen mit dem Strahllagemonitor	22
7	Transferverhalten von Monitorkomponenten	24
7.1	Theoretisches Transferverhalten	24
7.1.1	Einfaches Passverhalten	24
7.1.2	Tiefpassverhalten	25
7.1.3	Hochpassverhalten	27
7.1.4	Bandpassverhalten	28
7.2	Simuliertes Transferverhalten	28
7.2.1	Tiefpasssimulation	28
7.2.2	Hochpasssimulation	29
7.2.3	Bandpasssimulation	30
8	Zeitbereichsreflektometrie	33
9	Die Wandstrommonitore	36
9.1	Theoretische Betrachtung des Wandstrommonitors	36
9.2	Kalibrationsmessungen der Wandstrommonitore	37
9.3	Bestimmung der Pulslänge	39
10	Zusammenfassung und Ausblick	42
A	Mathematica[®]-Programm	44
A.1	Parametertabelle	44
A.2	Programmzeilen zur Berechnung der Wertetabelle $t[[j, i]]$ ohne Wechselwirkung	45
A.3	Programmzeilen zur Berechnung der Wertetabelle $t[[j, i]]$ mit Wechselwirkung	45
A.4	Programmzeilen zur Darstellung der Elektronenpositionen mit manueller Zeitbestimmung	45
A.5	Programmzeilen zur Darstellung der Elektronenverteilung mit manueller Zeitbestimmung	46

A.6 Programmzeilen zur Bestimmung des Signals am Ort des dritten Wandstrommonitors	46
Literaturverzeichnis	47
Danksagung	48

1 Einleitung

Zur Erforschung der Substruktur des Nukleons verfügt das physikalische Institut der Universität Bonn über eine Forschungsanlage, basierend auf einem Beschleuniger für Elektronen. Die sogenannte **EL**ektronen-**St**retcher-**A**nlage ELSA, die die eigentliche Beschleunigeranlage umfasst (siehe Abb. 1.1), setzt sich aus drei Beschleunigungsstufen zusammen, die im Folgenden kurz vorgestellt werden. Im Linearbeschleuniger LINAC¹ II werden wahlweise spinpolarisierte Elektronen, die durch Bestrahlung eines speziell beschichteten GaAs-Kristalls mit zirkularpolarisiertem Laserlicht generiert werden, oder thermisch erzeugte, unpolarisierte Elektronen auf eine Energie von etwa 20 MeV vorbeschleunigt. Diese werden in das sich anschließende Booster Synchrotron transferiert und durch ein hochfrequentes Wechselfeld von 500 MHz auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt. Nach der Injektion der Elektronen in den Stretcherring ist eine Nachbeschleunigung auf bis zu 3,5 GeV möglich. Durch die Methode der Resonanzextraktion wird der Elektronenstrahl den angeschlossenen Experimenten zugeführt.

Um die experimentellen Möglichkeiten des im Bereich der Hadronenphysik eingesetzten Crystal Barrel-Experiments zur Untersuchung des Nukleonaufbaus zu verbessern, ist eine interne Strahlstromerhöhung auf bis zu 200 mA im Stretcherring wünschenswert. In einem Bremsstrahltarget werden die aus ELSA extrahierten, hochenergetischen Elektronen zur Produktion von Photonen verwendet. Diese treffen auf ein polarisiertes Target. Durch eine Strahlstromerhöhung kann unter anderem die Rückstoßmessung zur Bestimmung der Polarisation der Teilchen im Ausgangskanal der Targetreaktion verbessert werden.

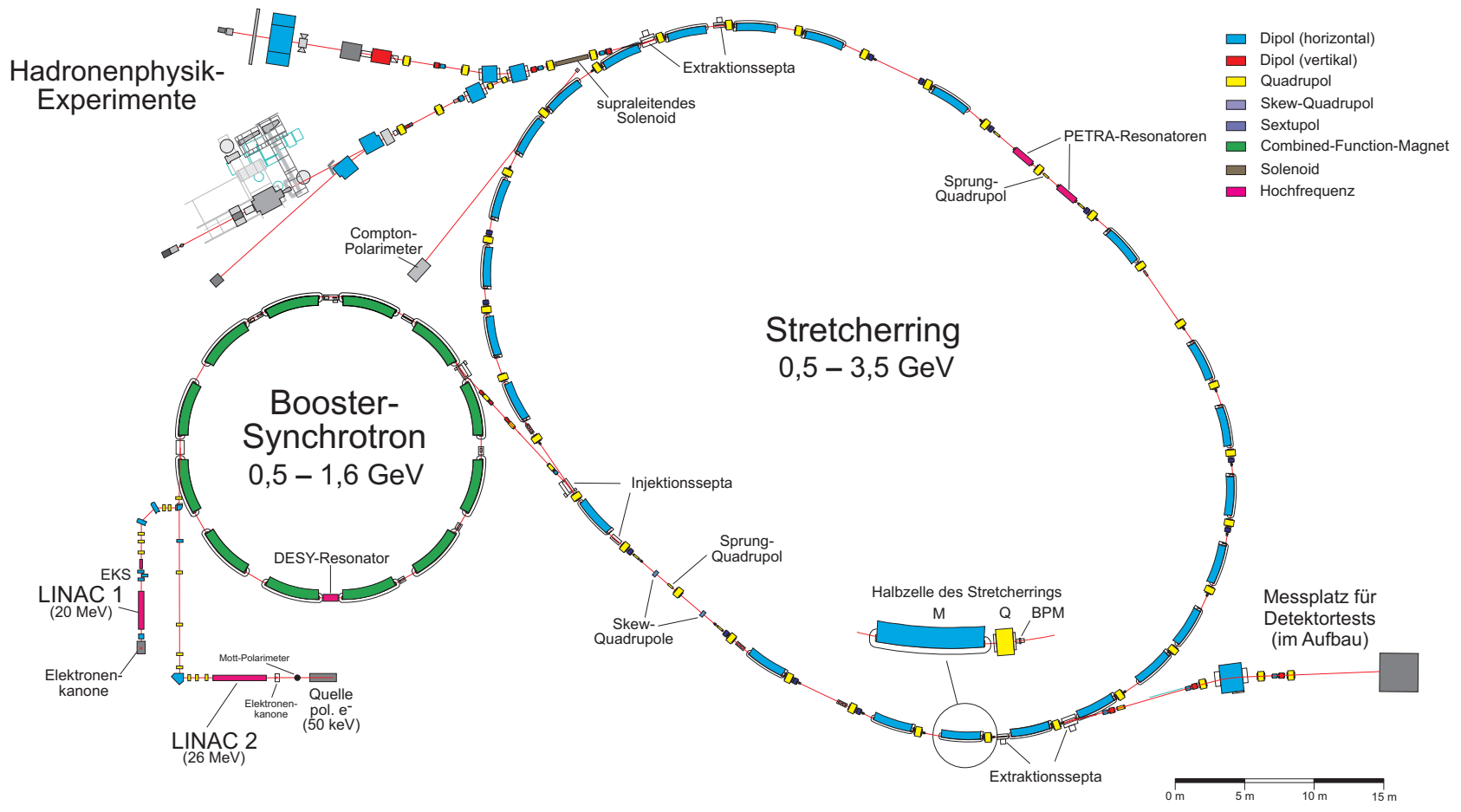
Um die gewünschte Strahlstromerhöhung realisieren zu können, wurde das Injektionssystem der LINAC I-Sektion demontiert und soll durch einen neuen Aufbau ersetzt werden, der einen Langpulsbetrieb mit einem Strahlstrom von bis zu 500 mA ermöglicht. Weitere Anforderungen an den neuen Injektor sind ein kleiner Strahlquerschnitt und kleine Strahldivergenzen sowie eine effektive Injektion in den nachfolgenden Linearbeschleuniger. Zusätzlich sollen zukünftig Strahlinstabilitäten, die durch erhöhte Strahlströme im Speicherring auftreten, untersucht werden. Daher soll der Neuaufbau des LINAC I ebenfalls einen Kurzpulsbetrieb mit einer Pulslänge von weniger als 1 ns im Injektor ermöglichen, der als Grundlage für einen Einzelpulsbetrieb an ELSA erforderlich ist. Ideal wäre eine Pulslänge $\leq 0,17$ ns eingangs der Linac-Struktur, da so die Beschleunigung aufgrund des hochfrequenten Wechselfeldes (3 GHz) optimal wäre. Mit Hilfe dieses Einzelpulsbetriebs kann die Wechselwirkung der umlaufenden Elektronen mit dem Stretcherring, der sich beispielsweise in Form von Wakefeldern und der Verschiebung der Arbeitspunkte äußert, besser untersucht werden. Mit dem bisherigen Multibunchbetrieb ist diese Untersuchung aufgrund von Wechselwirkungen der einzelnen Elektronenpakete untereinander nicht möglich.

Ziel dieser Arbeit ist, ein Strahl Diagnosesystem am LINAC I aufzubauen, um die Erfüllung der Anforderungen an das Injektionssystem zu überprüfen.

Hierzu wird in Kapitel 2 zuerst das Injektionssystem vom LINAC I vorgestellt. Die sich zeitlich verändernde, longitudinale Pulsform aufgrund von komprimierenden Strahlführungselementen wird in Kapitel 3 theoretisch untersucht. Die Monitore, die das Strahl Diagnosesystem bilden, werden in getrennten Kapiteln betrachtet. Der Chromoxschirm zur Bestimmung der transversalen Strahlausdehnung wird in Kapitel 4 vorgestellt. Daran schließt sich in Kapitel 5 die Beschreibung des Faraday-Cups an, mit dem der Strahlstrom gemessen werden kann. Der longitudinale Ladungsschwerpunkt des Elektronenpulses kann mit den in Kapitel 6 beschriebenen Strahl Lagemonitoren bestimmt werden. In Kapitel 7 und 8 wird zum einen der Einfluss von Filtern auf zu messende Signale betrachtet und zum anderen die Messmethode der Zeitbereichsreflektometrie vorgestellt. Diese sind zum besseren Verständnis der in Kapitel 9 beschriebenen Wandstrommo-

¹Abkürzung für den englischen Ausdruck **LIN**ear **AC**celerator.

Abbildung 1.1: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage ELSA (Stand: November 2010).



nitore, die zur Messung der longitudinalen Pulslänge eingesetzt werden, wichtig. Es schließt sich eine kurze Zusammenfassung und ein Ausblick in Kapitel 10 an.

2 Das neue Injektionssystem

2006 wurde mit der Entwicklung eines neuen Injektionssystems für den LINAC I begonnen, mit dem der Kurzpulsbetrieb und die Strahlstromerhöhung im ELSA-Stretcherring realisiert werden sollen [Kla06]. Der Aufbau des Injektionssystems wurde 2010 nahezu abgeschlossen und ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

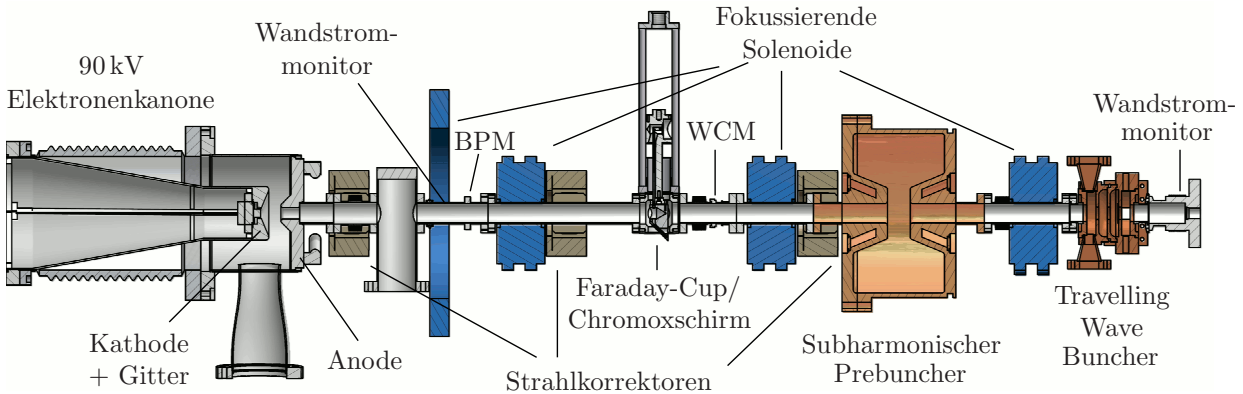


Abbildung 2.1: Überblick der Injektorkomponenten.

Im Folgenden wird das neue Injektionssystem näher beschrieben und die einzelnen Komponenten werden vorgestellt. In der Elektronenkanone, die auf einem Potential von 90 kV liegt, befindet sich eine Kathode im Triodenaufbau zur Elektronenemission, bestehend aus einer heizbaren Kathode, einer Anode und einem Gitter. Die aus der Kathode austretenden Elektronen werden durch die anliegende Hochspannung zur Anode hin beschleunigt. Das integrierte Gitter ermöglicht das Anlegen einer zur Hochspannung vergleichsweise niedrigen Gegenspannung, wodurch das Pulsen im benötigten Nanosekunden-Bereich realisiert wird. Der Kurzpuls- und der Langpulsbetrieb, benötigen jeweils unterschiedliche Ansteuerungen der Kathode, die durch zwei verschiedene Platinen realisiert werden. Je nach Betriebsart kann die entsprechende Platine rückseitig in den Innenkonus der Elektronenquelle geschoben werden.

Die Platine für den Kurzpulsbetrieb generiert laut Herstellerangaben idealerweise einen 1 ns langen Puls mit einem Strom zwischen 0,1 A und 1,5 A [Pla07]. Mit der für den Langpulsbetrieb vorhandenen Platine können Strahlströme von bis zu 500 mA erzeugt werden. Durch eine Erweiterung der Elektronik der Langpulsplatine wurde im Rahmen dieser Arbeit der maximal erreichbare Strahlstrom auf etwa 900 mA erhöht. Die Pulslänge kann im Bereich von 0,3 μ s bis 3 μ s durch geeignete Wahl der Länge des Triggerpulses variiert werden. Der von einem Pulsgenerator erzeugte Triggerpuls wird mit Hilfe einer Kombination aus angepasster Übertragungselektronik und Lichtwellenleiter potentialfrei auf die Elektronik der Platine transferiert. Durch diesen Aufbau ist eine schnelle Triggerpulsübertragung gewährleistet.

Der subharmonische Prebuncher moduliert die Geschwindigkeit des Elektronenpulses durch ein mit 500 MHz alternierendes elektrisches Feld, wodurch die Elektronen zu Elektronenpaketen (auch Bunche genannt) zusammenlaufen (siehe hierzu [Rei10]). Die aus der Kathode austretenden Elektronen haben eine mittlere Geschwindigkeit von $v = \beta \cdot c \approx 1,58 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, wobei $\beta = \frac{v}{c} = 0,526$ der Lorentzfaktor ist. Die Elektronengeschwindigkeit muss auf die Phasengeschwindigkeit $\beta = 1$ der Linac-Struktur angepasst werden, um die Elektronen effektiv weiter beschleunigen zu können. Der sich im Abstand der höchsten Kompression dieses „Bunchings“ anschließende Travelling Wave-Buncher führt zu einer weiteren Komprimierung der Bunche und beschleunigt diese auf $\beta = 0,89$. So ist die Länge der Teilchenpakete, deren Abstände untereinander und ihre Geschwindigkeit auf die an den Injektor folgende Linac-Struktur, angepasst

(„ β -Matching“). Die Elektronen werden auf diese Weise auf eine Energie von 20-25 MeV beschleunigt.

Um an jeder Stelle entlang des Injektors einen hinreichend kleinen Strahlquerschnitt zu erhalten und damit Strahlverluste zu vermeiden, ist es erforderlich, den raumladungsbedingt divergent propagierenden Elektronenstrahl zu fokussieren. Dies geschieht mit Hilfe von Solenoidspulen entlang des Strahlrohres (in Abbildung 2.1 blau dargestellt).

Darüber hinaus ist es notwendig, dass die Elektronen das Strahlrohr zentriert passieren, um den Einfluss von inhomogenen magnetischen Feldern, die durch Fehlaufstellungen der fokussierenden Solenoide hervorgerufen werden, zu minimieren. Andernfalls träfen die Elektronen nach kurzer Zeit auf die Kammerwand und es käme zum Strahlverlust. Um dies zu verhindern, sind kleine Magnete zur Strahlkorrektur in Form von stromdurchflossenen Leiterspulen in das System eingebaut (dunkelgrau in Abbildung 2.1). Diese ermöglichen es den Strahl in beiden transversalen Richtungen zu verschieben.

Um Auskunft über die Strahleigenschaften wie Stromstärke, Lage und zeitliche Struktur der Elektronenpulse zu erhalten, muss ein Diagnosesystem installiert werden. Dieses setzt sich im vorliegenden Fall aus vier Monitortypen zusammen. Zur Bestimmung der Pulslänge, die vor allem im Kurzpulsbetrieb interessant ist und eine hohe Bandbreite des Monitors benötigt, stehen drei Wandstrommonitore (WCM²) zur Verfügung. Ein Strahllagemonitor (BPM³), der in das Bauteil eines Wandstrommonitors integriert ist, kann zur Bestimmung der transversalen Strahlage herangezogen werden. Hierzu kann ebenfalls der integrierte Chromoxschirm genutzt werden, der zusätzlich Aussagen über den Strahlquerschnitt ermöglicht, allerdings strahlzerstörend wirkt und folglich nicht während des laufenden Strahlbetriebs eingesetzt werden kann. Eine weitere destruktive Monitorkomponente ist der Faraday-Cup. Er dient zur Messung des Strahlstroms, der vor allem im Langpulsbetrieb interessant ist. Da diese Komponenten wichtige Bestandteile dieser Arbeit sind, werden sie in den Kapiteln 4, 5, 6 und 9 genauer beschrieben.

²Abkürzung des englischen Begriffs **W**all **C**urrent **M**onitor.

³Abkürzung des englischen Begriffs **B**eam **P**osition **M**onitor.

3 Modell der longitudinalen Pulsform

Um Aussagen über die zeitabhängige, longitudinale Pulsform und die zu erwartenden Monitorsignale machen zu können, wird ein geeignetes theoretisches Modell benötigt. Das Simulationsprogramm Parmela berechnet für das Bunchingverhalten durch den subharmonischen Prebuncher des LINACI unerwartet kurze Pulslängen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Modell mit Hilfe des Programms Mathematica[®] entwickelt und analysiert. In diesem Kapitel wird das Programm vorgestellt (der Quellcode befindet sich im Anhang A) und die sich ergebende Problematik dargestellt.

Mathematica[®] ist ein Softwarepaket der Firma Wolfram Research, welches dem Benutzer das Lösen von mathematischen Problemen erleichtert. Einzelne Befehle für Berechnungen und graphische Darstellungen können, beispielsweise über Schleifen, miteinander verknüpft werden.

Die nachfolgenden Betrachtungen beschränken sich auf eine Raumdimension, welche der longitudinalen Ausbreitungsrichtung des Strahls entspricht.

3.1 Bunching ohne Wechselwirkung der Teilchen untereinander

Zum Zeitpunkt $t = 0$ s beginnt die Kathode Elektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 in die positive s -Richtung zu emittieren. Dies entspricht im Rahmen der eindimensionalen Betrachtung dieses Programms einer Reihe von Teilchen mit äquidistantem Abstand (siehe Abb. 3.1).

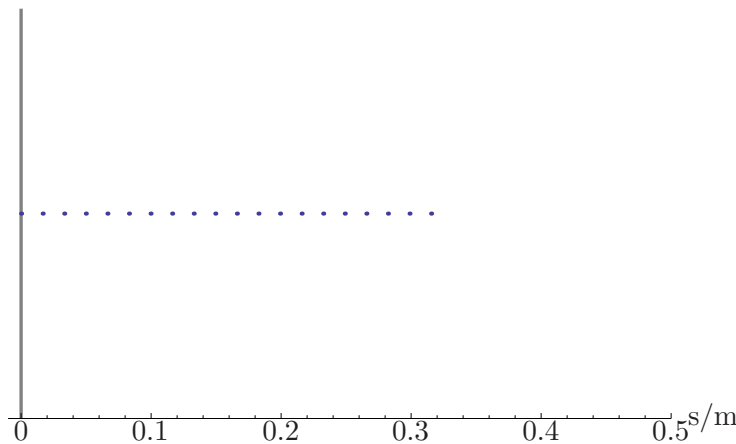


Abbildung 3.1: Puls nach vollständiger Emission aus der Kathode.

Die blauen Punkte repräsentieren jeweils ein Elektron und die graue Linie bei $s = 0$ m markiert die Kathode. Auf der horizontalen Achse ist die Position in Metern angegeben. Zur Veranschaulichung wurde in Abbildung 3.1 die Anzahl der Teilchen in einem 2 ns langen Bunch auf $m = 20$ beschränkt.

Das Programm bestimmt für jedes Teilchen iterativ nach jedem Zeitintervall Δt die Position entsprechend der allgemeinen Bewegungsgleichung $s = s_0 + vt$ und schreibt das Ergebnis in eine Tabelle, die wiederum als Anfangsbedingung für den nächsten Iterationsschritt benutzt wird.

Neben der konstanten Anfangsgeschwindigkeit v_0 , mit der die Elektronen emittiert werden, muss die durch den Prebuncher hervorgerufene Geschwindigkeitsänderung bestimmt werden. Jedes Teilchen erfährt eine andere Geschwindigkeitsmodulation v_{pb} in Abhängigkeit von der aktuellen Phase der Prebuncherhochfrequenz zur Zeit des Eintritts des Teilchens in den Prebuncher. Um dies zu simulieren wird der Prebuncher als punktförmig angenommen und bei jedem Iterationsschritt die Position des Teilchens mit dem Ort des Prebunchers s_{pb} verglichen. Hat ein

Teilchen die Höhe des Prebunchers erreicht, so wird die zu diesem Zeitpunkt auf das Teilchen gewirkte Geschwindigkeitsänderung bestimmt und für die folgenden Iterationsschritte zu v_0 dazu addiert. Abbildung 3.2 zeigt für ausgewählte Zeiten die Elektronenverteilung. Im Gegensatz zu

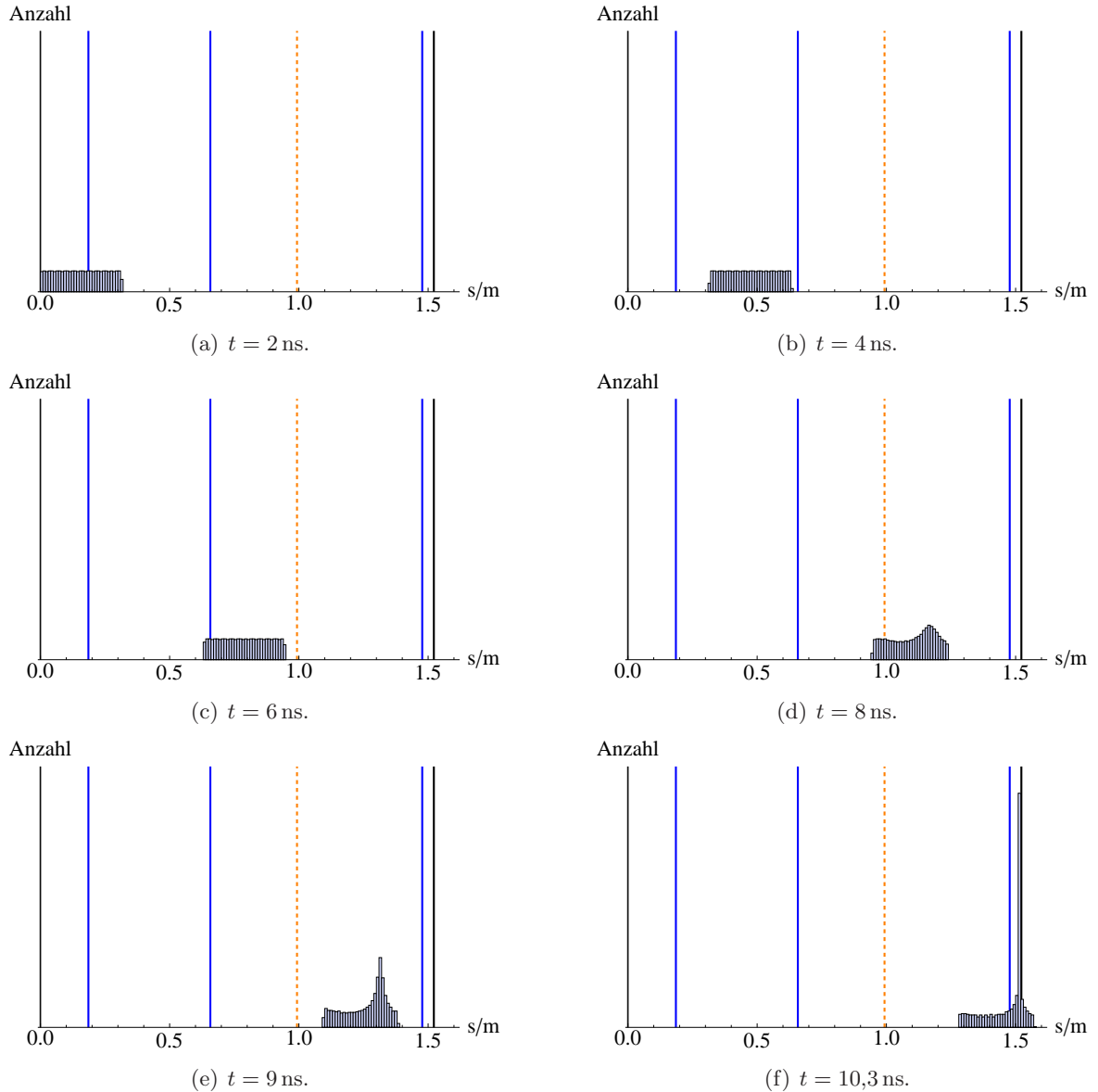


Abbildung 3.2: Histogramm der longitudinalen Elektronenverteilung zu unterschiedlichen Zeiten t .

Abbildung 3.1 wurden hier $m = 1000$ Teilchen betrachtet, um eine besser Statistik zu erhalten. Außerdem wurde die Darstellung in Form eines Histogramms gewählt, da so die Elektronenverteilung besser zu erkennen ist.

Der schwarze Balken bei $s = 1,522$ m gibt den Ort des Eingangs in die Linac-Struktur an, die blauen Balken repräsentieren die Positionen der drei eingebauten Wandstrommonitore, in orange ist die Position des Prebunchers markiert.

Der Einfluss des Prebunchers ist deutlich zu erkennen. So wird der Elektronenpuls nach Passieren des Prebunchers zusehens komprimiert.

Um eine Aussage über die zeitliche Bunchlänge treffen zu können, wird im Folgenden der zeitli-

che Signalverlauf am Ort des dritten Wandstrommonitors, der sich kurz vor der Linac-Struktur befindet, betrachtet. Hierzu bestimmt das Programm für jedes Teilchen i den minimalen Abstand zum betrachteten Wandstrommonitor und schreibt den dazugehörigen Zeitpunkt in eine Tabelle. So kann mit Hilfe von Mathematica[®] eine zeitliche Elektronenverteilung in Form eines Histogramms dargestellt werden, die in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

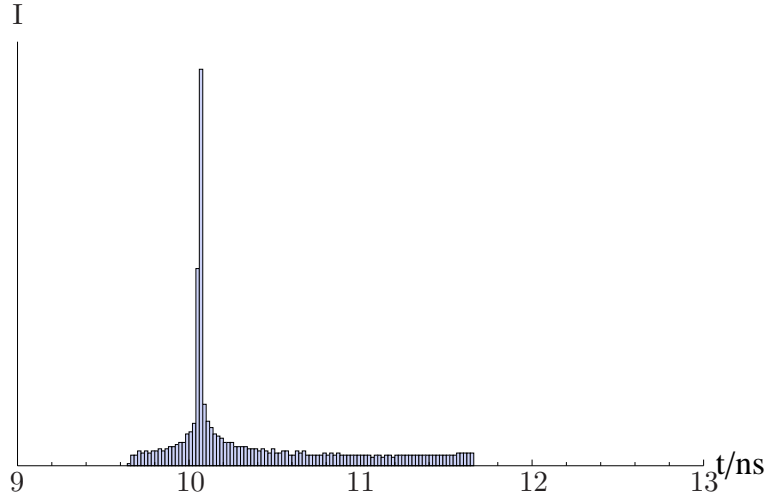


Abbildung 3.3: Zeitlicher Signalverlauf am Ort des dritten Wandstrommonitors.

Hieraus lässt sich die Bunchlänge zu etwa 0,04 ns bestimmen, was um eine Größenordnung kleiner als die gemessene Pulslänge ist. Dieses Programm stellt in der bisherigen Form somit keine Verbesserung zum Simulationsprogramm Parmela dar. Aus diesem Grund soll im folgenden Abschnitt die Coulombwechselwirkung der Teilchen untereinander mit berücksichtigt werden, um die Simulation zu verbessern.

3.2 Bunching mit Wechselwirkung der Teilchen untereinander

Unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung zwischen den Teilchen muss die hieraus resultierende Beschleunigung bei der iterativen Berechnung der Elektronenpositionen mit eingebunden werden.

Die auf ein Teilchen wirkende Beschleunigung ergibt sich aus der Coulombkraft

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^3} \vec{r}, \quad (3.1)$$

die ein Elektron auf ein anderes ausübt. Die Gleichung vereinfacht sich, da sich die Elektronen im Vakuum befinden ($\epsilon_r = 1$), alle Teilchen dieselbe Ladung tragen ($q_1 = q_2 = -e$) und nur eine Dimension betrachtet wird zu

$$F_C = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}. \quad (3.2)$$

Die Richtung der Kraftwirkung wird durch das Vorzeichen bestimmt: ist dieses positiv, so wirkt die resultierende Kraft in Flugrichtung, anderenfalls entgegen der Flugrichtung. Das Vorzeichen (VZ) stimmt mit dem der Position des aktuell betrachteten Elektrons s_i abzüglich der Position des mit dem Elektron i wechselwirkenden Elektrons j überein und wird folglich durch die Gleichung

$$VZ = \text{sign}(s_i - s_j) \quad (3.3)$$

bestimmt. Abschließend wird die Summe aller Kräfte auf ein Teilchen berechnet, woraus sich die Beschleunigung

$$a = \frac{\sum F}{m_e} \quad (3.4)$$

ergibt. Die Bewegungsgleichung wird durch den entsprechenden Beschleunigungsterm zu $s = s_0 + vt + \frac{1}{2}at^2$ erweitert.

Aufgrund der durchgeführten Erweiterung des Programms konnten keine Verbesserungen erzielt werden. Durch die zusätzliche Betrachtung der Coulombwechselwirkung kommt es jedoch zu vereinzelt Teilchenverlusten. Dieser ist bedingt durch die angenommenen Vereinfachungen zur Realisierung des Programms, die kurz vorgestellt werden.

Der Betrag der Coulombkraft ist wesentlich von der Anzahl m der betrachteten Elektronen abhängig. Zum einen ist bei zunehmendem m der Abstand der Teilchen untereinander geringer, da sich mehr Teilchen auf denselben Raum (hier: die Bunchlänge) verteilen müssen, was eine stärkere Coulombabstoßung ($F_C \propto \frac{1}{r^2}$) zur Folge hat, die zum anderen auch durch die höhere Dichte von Elektronen ($F_{C,\max} \propto (m-1)e$) vergrößert wird. Des Weiteren ist eine unnatürlich starke Beschleunigung ($a \rightarrow \infty$) aufgrund der Coulombwechselwirkung nicht ausgeschlossen, da sich Teilchen beliebig nah beieinander befinden können und zudem keine Geschwindigkeitsbeschränkung der Form $v \leq c$ vorliegt.

Die Beschränkung auf eine Raumdimension vermindert ebenfalls die Aussagekraft der Simulationsergebnisse.

Am stärksten wirkt sich neben unnatürlich starken Beschleunigungen jedoch die begrenzte Zeitauflösung auf die Qualität des Programms aus. Die begrenzte Rechenleistung und -zeit beschränkt die Größe des gewählten Zeitintervalls Δt , wodurch die Ungenauigkeit der Berechnungen zunimmt. Im Idealfall sollte das Zeitintervall unendlich klein werden, was jedoch mit keinem Simulationsprogramm realisierbar ist.

Zwar können mit diesem Programm die zu erwartenden Pulslängen nicht bestimmt werden, das Prinzip des Bunchings kann jedoch anschaulich dargestellt werden und hilft beim Verständnis der späteren Messungen mit den Wandstrommonitoren.

4 Der Chromoxschirm

Einer der vier eingebauten Monitortypen ist der Chromoxschirm. In diesem Kapitel werden die Funktionsweise und die durchgeführten Messungen mit diesem Monitor vorgestellt und ausgewertet.

4.1 Funktionsweise des Chromoxschirms

Ein spezieller Fall eines Fluoreszenzschirms ist der sogenannte Chromoxschirm. Hierbei handelt es sich um eine Scheibe aus Al_2O_3 , die mit Chrom dotiert ist. Dieses Material zeichnet sich durch eine hohe Strahlbeständigkeit⁴ aus, wodurch die sogenannte Abgasrate⁵ sehr gering ist und demzufolge das Vakuum nur in vernachlässigbarer Weise beeinflusst wird.

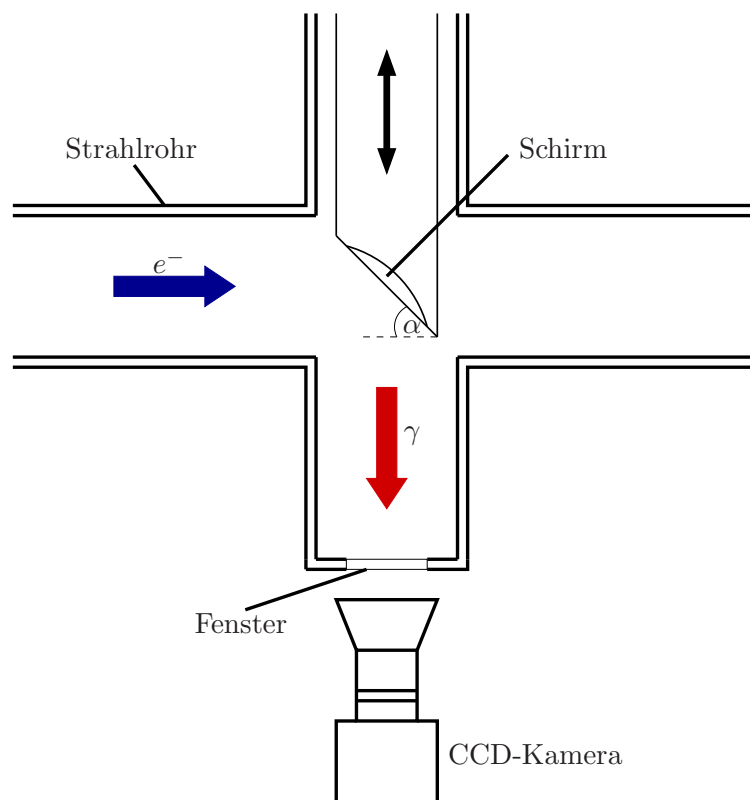


Abbildung 4.1: Integration des Chromoxschirms in das Strahlrohrsystem.

Der unter $\alpha = 45^\circ$ zur Strahlachse orientierte Chromoxschirm (siehe Abb. 4.1) wird in den Strahl gefahren und von den auftreffenden Elektronen zur Fluoreszenz im roten Spektralbereich angeregt; auf diese Weise wirkt dieser Monitor destruktiv und kann während des Betriebs nicht dauerhaft eingesetzt werden. Mithilfe einer Kamera und auf dem Chromoxschirm aufgebrachten Gitterlinien kann die transversale Strahlgröße, -form und -lage bestimmt werden. Strahlquerschnitt sowie Strahlgröße geben Aufschluss darüber, ob die eingestellten Stärken der Magnete optimal gewählt wurden oder gegebenenfalls korrigiert werden müssen. Gewünscht ist ein kreisförmiger, zentrierter Strahlfleck, da in diesem Fall der Strahlverlust minimal ist.

⁴Bei einer hohen Strahlbeständigkeit ist keine Materialveränderung durch Elektronenbeschuss zu erwarten.

⁵Die Abgasrate gibt die Anzahl der Teilchen an, die sich pro Zeitintervall aus dem Material lösen.

Die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls kann mit Hilfe des Chromoxschirms nicht aufgelöst werden, da die Nachleuchtdauer zu groß ist. Prinzipiell ist die Messung des Strahlstroms mit Hilfe des Schirms möglich, allerdings ist die Lichtausbeute nur bis zu einem materialbedingten Sättigungsbereich proportional zum Strom. Da dieser Bereich am LINACI überschritten wird, kann zur Strommessung anstelle des Chromoxschirms ein Faraday-Cup in den Strahl gefahren werden.

Die Möglichkeit, einen weniger sensitiven Aluminiumschirm (OTR⁶-Schirm) anstelle des Chromoxschirms einzusetzen, wurde aufgrund folgender Überlegungen nicht realisiert: Die Messung mit einem OTR-Schirm ist von der Übergangsstrahlung abhängig. Diese entsteht, wenn die Elektronen auf den Schirm treffen. Die Übergangsstrahlung bedingt eine winkelabhängige Abstrahlcharakteristik, die von β , also der Elektronengeschwindigkeit, abhängt [WRL⁺75]. Die im Bereich des Injektionssystems nichtrelativistischen Elektronen würden beim vorgegebenen Winkel des Schirms zur Strahlachse von $\alpha = 45^\circ$ eine neue, nicht realisierbare Kamerapositionierung erfordern.

Im folgenden Abschnitt wird die Messung mit dem eingebauten Chromoxschirm dargestellt und ausgewertet.

4.2 Bestimmung des Strahlquerschnitts

Mit dem Chromoxschirm sollen die horizontale und vertikale Strahlausdehnung bestimmt werden. Hierzu zeigen die Abbildungen 4.2 und 4.3 Aufnahmen der CCD-Kamera, die auf den Chromoxschirm gerichtet ist.

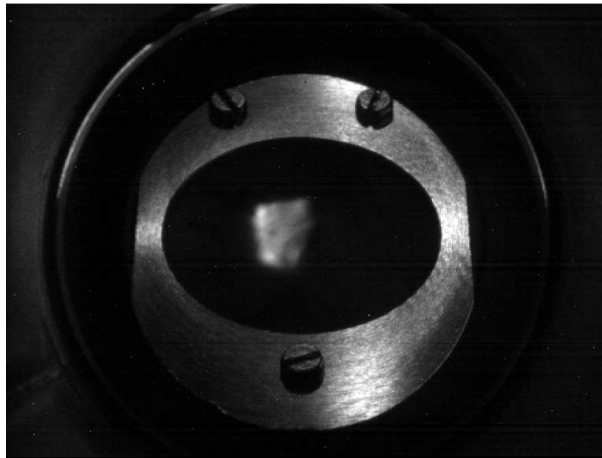


Abbildung 4.2: Aufnahme des Chromoxschirms vor Einschalten des Triggerpulses.

Vor dem Einschalten des Triggerpulses ist auf dem Chromoxschirm ein Strahlfleck zu erkennen (siehe Abb. 4.2). Dieser entspricht einem emittierten, durch den Faraday-Cup bestimmten Strahlstrom im μA -Bereich. Dies ist möglicherweise auf eine Emission des Kathodengitters zurückzuführen und scheinbar ein ungewollter Nebeneffekt dieses Kathoden-Typs. Für getriggerte Messungen ist dies allerdings vernachlässigbar, da die hierbei erreichten Strahlströme im mA-Bereich deutlich größer sind, wodurch die Helligkeit des Strahlflecks auf dem Schirm zunimmt und das beschriebene „Kathodenleuchten“ überdeckt.

Mit Hilfe eines Framegrabbers⁷ wird die Auswertung der von der CCD-Kamera aufgenommenen

⁶Abkürzung des englischen Begriffs **O**ptical **T**ransition **R**adiation.

⁷Der Framegrabber digitalisiert die analogen Videosignale und ermöglicht eine Auswertung der aufgenommenen Bilder am Computer.



Abbildung 4.3: Aufnahme des Chromoxschirmes bei getriggertem Kathodenstrahl.

en Bilder vereinfacht und im vorliegenden Fall die Bestimmung der transversalen Strahlgröße realisiert. Abbildung 4.3 zeigt eine Aufnahme mit entsprechender Längenskala. Die horizontalen und vertikalen Strahldurchmesser d_x bzw. d_z ergeben sich anhand Abbildung 4.3 zu

$$d_x = (8,8 \pm 0,3) \text{ mm} \quad \text{bzw.} \quad d_z = (7,5 \pm 0,3) \text{ mm}. \quad (4.1)$$

Die Magneteinstellungen wurden so gewählt, dass der beobachtete Strahlfleck möglichst rund ist und der größtmögliche Anteil des Strahls zur Beschleunigung in der Linac-Struktur eingefangen wird. Die daraus resultierende Abweichung der Strahllage vom Zentrum des Schirm ist auf Aufstellungsfehler der Solenoide oder Inhomogenitäten der Magnetfelder zurückzuführen.

Anstelle des Chromoxschirmes kann auch ein Faraday-Cup zur Bestimmung des Strahlstroms in den Strahlweg gefahren werden, dieser wird im folgenden Kapitel beschrieben.

5 Der Faraday-Cup

Zur Messung des Strahlstroms befindet sich ein Faraday-Cup im Injektionssystem. Dieser Monitor wird im Rahmen dieses Kapitels beschrieben und die durchgeführten, ausgewerteten Messungen werden dargestellt.

5.1 Theoretische Grundlagen des Faraday-Cups

Ein Faraday-Cup (siehe Abb. 5.1(a)), der wie der Chromoxschirm destruktiv ist, ermöglicht eine zeitlich aufgelöste Strahlstrommessung mit hoher Genauigkeit, wenn eine Bandbreite von einigen GHz gewährleistet ist. Der Strahlstrom, der auf den Innenleiter des Faraday-Cups trifft, wird in ein Koaxialsignal transformiert. Um Reflexionen des Stromsignals und dadurch entstehende Verfälschungen der Messungen zu vermeiden, wird in der Regel der koaxiale Aufbau des Monitors auf $50\ \Omega$ angepasst. Dies bedeutet, dass ein konstantes Verhältnis von Außen- zu Innendurchmesser, entsprechend

$$Z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \ln \frac{D}{d} \stackrel{!}{=} 50\ \Omega \quad \Rightarrow \quad \frac{D}{d} \approx 2,3 \quad (5.1)$$

entlang des Signalverlaufs gewährleistet sein muss. Dadurch ergibt sich die konische, koaxiale Struktur des Kollektors (siehe Abb. 1(a)). Der Wert von $50\ \Omega$ wird gewählt, da dies der Impedanz der angeschlossenen Leitung und Diagnoseelektronik entspricht.

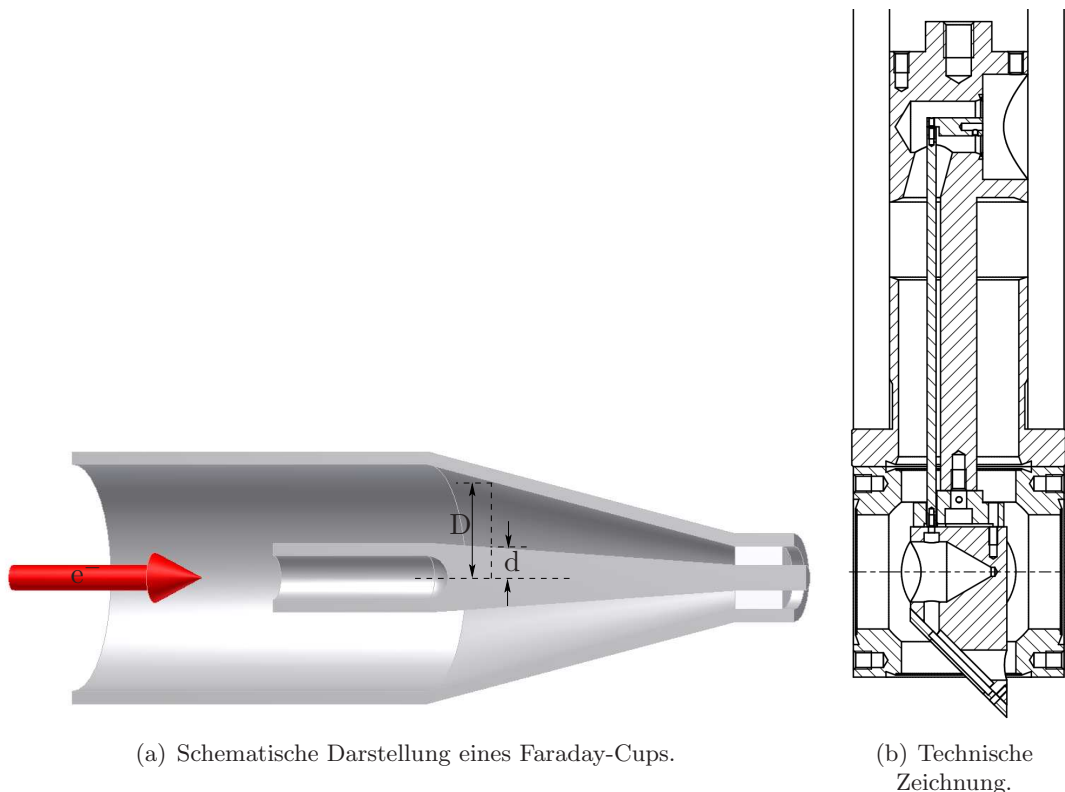


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines Faraday-Cups und technische Zeichnung des eingesetzten Faraday-Cups.

In Abbildung 5.1(b) ist eine technische Zeichnung des tatsächlich im Injektionssystem eingebauten Faraday-Cups zu sehen. Dieser ist zusammen mit dem Chromoxschirm in ein Bauteil

integriert, wobei nach Bedarf einer der beiden Monitore in den Strahlweg gefahren werden kann. Im vorliegenden Fall wurde aus fertigungstechnischen Gründen auf eine $50\ \Omega$ -Anpassung des Faraday-Cups verzichtet, so muss mit Reflexionen am Ort der Auskopplung gerechnet werden. Dies ist ein Grund, warum eine präzise Pulslängenmessung mit dem Faraday-Cup nicht möglich ist. Äußere Störfelder haben jedoch keinen Einfluss auf die Messung, da diese durch den Außenleiter abgeschirmt werden.

Der Einsatz dieser Monitorart ist nur bei Strahlenergien von wenigen MeV sinnvoll, da die Eindringtiefe der Elektronen bei zunehmender Energie ansteigt und somit die Dicke des Innenleiters entsprechend vergrößert werden muss. Desweiteren vergrößert sich hierdurch die deponierte Energie, wodurch sich der Absorber stark aufheizt. Zusätzlich führt ein hochenergetischer Strahl zu Teilchenverlusten durch Vielfachstreuung, was eine Abnahme der Messgenauigkeit zur Folge hat. Kommerziell sind Faraday-Cups für Strahlenergien von ein paar hundert MeV und einer Leistung von einigen kW erhältlich. Mit zunehmender Strahlenergie steigt die Anzahl der Sekundärteilchen, die durch Paarerzeugung emittiert werden. Um die ausgelösten Elektronen auf den Absorber zurückzuführen, wird dieser auf ein positives Potential gelegt.

5.2 Strahlstrommessung

Sowohl im Kurzpuls- als auch im Langpulsbetrieb sollen die Strahlströme mit Hilfe des Faraday-Cups bestimmt werden. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen beispielhaft hierzu aufgenommene Oszilloskopbilder.

Im Kurzpulsbetrieb ergibt sich für eine Gitterspannung von $U_{\text{Gitter}} = 50\ \text{V}$ und eine Pulsspannung von $U_{\text{Puls}} = 310\ \text{V}$ die maximal gemessene Spannung zu $U_{\text{max}} = (43 \pm 1)\ \text{V}$, woraus der für diese Einstellung erreichbare maximale Strahlstrom

$$I_{\text{max}} = \frac{U_{\text{max}}}{50\ \Omega} = (860 \pm 20)\ \text{mA} \quad (5.2)$$

bestimmt werden kann. Der experimentell gemessene Strahlstrom, der im Kurzpulsbetrieb derzeit maximal erreicht werden kann, beträgt $1,3\ \text{A}$.

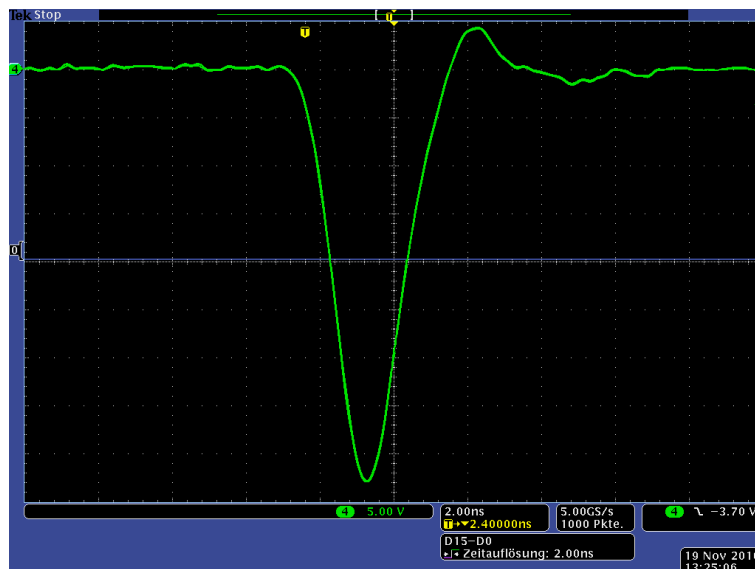


Abbildung 5.2: Strahlstrommessung im Kurzpulsbetrieb.

Neben der Bestimmung des Strahlstroms, kann ebenfalls eine erste Aussage über die longitudinale Pulsform getroffen werden. Im Kurzpulsbetrieb emittiert die Kathode eine zeitlich gaußförmig

verteilte Anzahl von Elektronen. Im Gegensatz dazu zeigt Abbildung 5.3 eine rechteckförmige Ladungsverteilung im Langpulsbetrieb.

In Abhängigkeit von den angelegten Spannungen an der Kathode U_{Puls} und dem Gitter U_{Gitter} kann der Strahlstrom entsprechend variiert werden. Beispielhaft zeigt Abbildung 5.3 einen gemessenen Langpuls bei einer Pulsspannung von $U_{\text{Puls}} = 50 \text{ V}$ und einer angelegten Gitterspannung von $U_{\text{Gitter}} = 35 \text{ V}$. Die über einen Zeitraum von etwa $1,2 \mu\text{s}$ im Mittel gemessene Spannung beträgt $U = (31 \pm 1) \text{ V}$ woraus sich, analog zum Kurzpuls, ein Strahlstrom von

$$I_{\text{Strahl}} = \frac{U}{50 \Omega} = (620 \pm 20) \text{ mA} \quad (5.3)$$

ergibt. Der maximal erreichbare Strahlstrom bei Einsatz der Langpulsplatine liegt aktuell bei 900 mA .

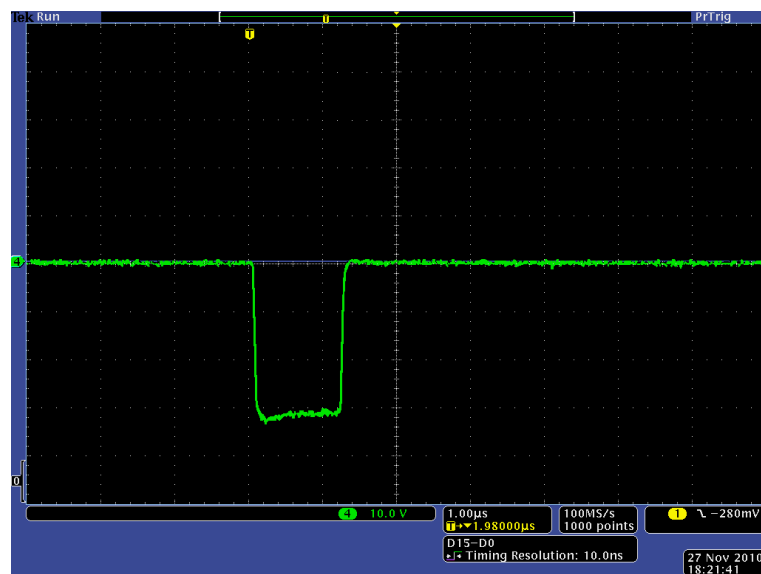


Abbildung 5.3: Strahlstrommessung im Langpulsbetrieb.

6 Der Strahllagemonitor

6.1 Theoretische Betrachtung des Strahllagemonitors

Zur Bestimmung des transversalen Ladungsschwerpunkts der Elektronenpakete, im Folgenden als Strahlage bezeichnet, stehen sogenannte Strahllagemonitore bzw. BPMs zur Verfügung, die sensitiv auf das elektrische Feld des Elektronenstrahls sind. Eine Variante des Strahllagemonitors ist der Knopfmonitor, der im Folgenden vorgestellt wird. Abbildung 6.1 zeigt einen schematischen Querschnitt des am Injektionssystem eingebauten Monitors.

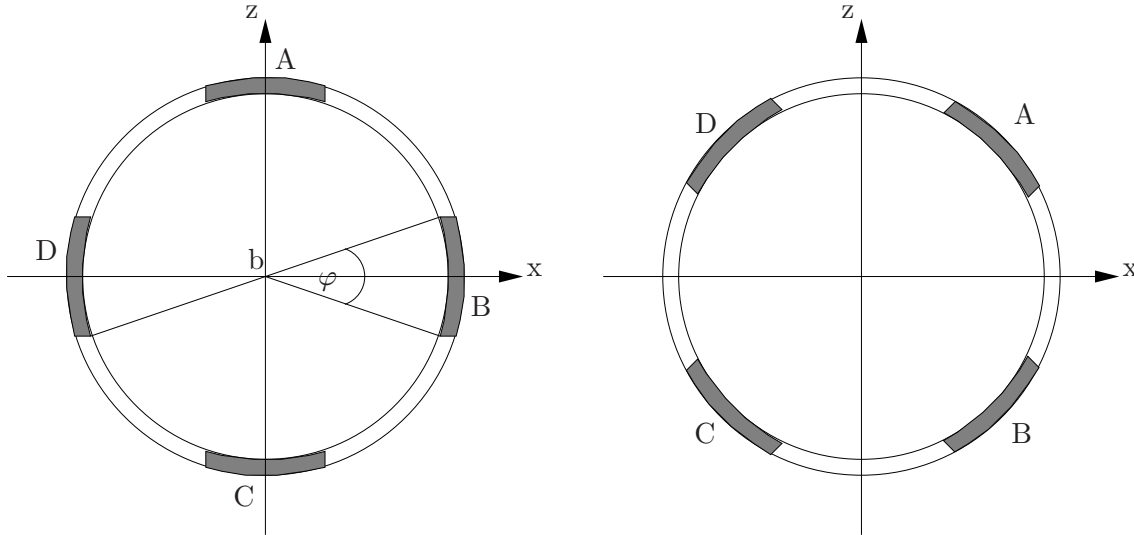


Abbildung 6.1: Unterschiedliche Ausrichtungen der Elektroden eines BPMs.

Der Knopfmonitor besteht im vorliegenden Fall aus vier symmetrisch um die Strahlachse positionierten, in die Kammerwand eingelassenen, runden Elektroden. Die Bestimmung der horizontalen und vertikalen Strahlablagen geschieht mit Hilfe von Breitbandhybriden⁸, die an die Elektroden angeschlossen sind. Bei der Auswertung muss ebenfalls die Ausrichtung der Elektroden zu den Koordinatenachsen (siehe Abb. 6.1) berücksichtigt werden. Liegen diese auf den Achsen (Abb. 6.1, links), so ergeben sich die auf die Gesamtintensität normierten Ablagen in der horizontalen Ebene x und vertikalen Ebene z zu

$$x = \alpha \frac{I_B - I_D}{I_B + I_D} \quad \text{sowie} \quad z = \alpha \frac{I_A - I_C}{I_A + I_C}, \quad (6.1)$$

wobei α eine individuelle Monitorkonstante ist. Diese ergibt sich nach [Ric06] zu

$$\alpha = b \frac{\varphi}{4 \sin \frac{\varphi}{2}} \quad (6.2)$$

mit dem Strahlrohrdurchmesser b und dem einer Elektrode zugehöriger Mittelpunktswinkel φ . Sind die Elektroden hingegen um 45° gedreht (Abb. 6.1, rechts), so ergeben sich die normierten Strahlablagen zu:

$$x = \alpha \frac{(I_A + I_B) - (I_C + I_D)}{I_A + I_B + I_C + I_D} \quad \text{sowie} \quad z = \alpha \frac{(I_A + I_D) - (I_B + I_C)}{I_A + I_B + I_C + I_D}. \quad (6.3)$$

Verläuft der Strahl durch das Strahlrohrzentrum, so gilt für die Strahlablagen $x = z = 0$. Damit eine Positionsmessung möglich wird, muss das Ansprechverhalten der vier elektronischen

⁸Ein Breitbandhybrid gibt die Summe sowie die Differenz der beiden anliegenden Signale aus.

Kanäle identisch sein. Die beste Ankopplung an das elektrische Feld ergibt sich, wenn die Bunchlänge in etwa dem Knopfdurchmesser entspricht [HS06]. Beim Injektionssystem des LINAC I liegen die Elektroden des BPMs auf den Koordinatenachsen (entsprechend Abb. 6.1 links). Für diesen Fall zeigt Abbildung 6.2 die drei- und zweidimensionale Darstellung des auf die Summe normierten horizontalen Signals nach Gleichung (6.1); der Proportionalitätsfaktor α wurde vernachlässigt, da es sich hierbei um eine Konstante handelt und somit die Form des beschriebenen Verlaufs nicht beeinflusst wird. In der dreidimensionalen Darstellung ist zur besseren Anschauung ein rechteckförmige Ausschnitt gewählt worden, wodurch der nichtlineare Verlauf aufgrund des elektrischen Feldes des Elektronenstrahls zu erkennen ist. Der relevante Bereich für Messungen am LINAC I beschränkt sich bei optimaler Strahlage auf einen Radius von etwa 10 mm um das Strahlrohrzentrum, wobei der Strahlrohrradius 17 mm beträgt. Hierauf beruht die zweidimensionale Darstellung in Abbildung 6.2, wobei der Signalverlauf in diesem Bereich als linear angesehen werden kann.

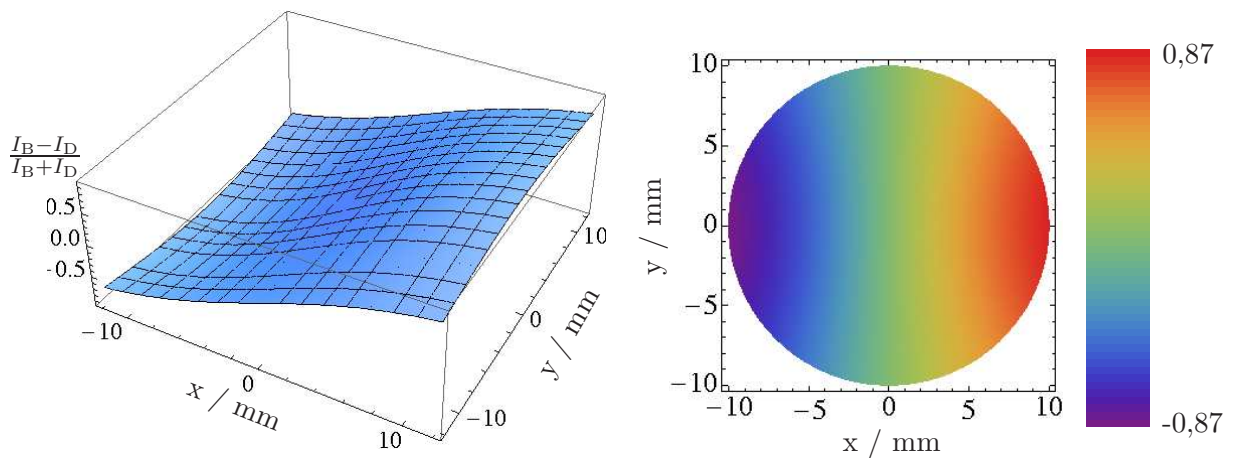


Abbildung 6.2: Drei- und zweidimensionale Darstellung des horizontalen Signals.

Nach demselben Prinzip ergibt sich die auf die Summe normierte vertikale Verteilung in Abbildung 6.3.

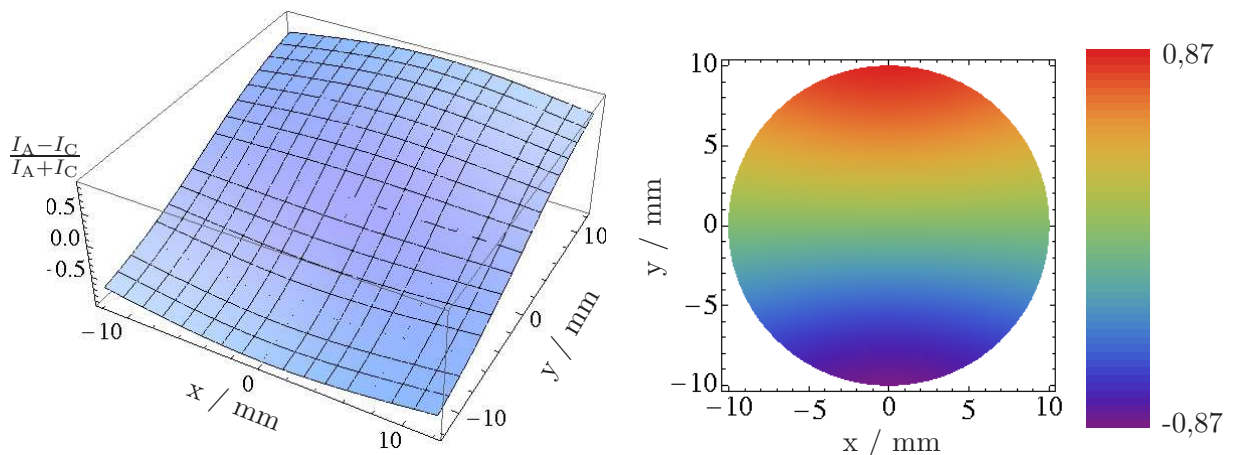


Abbildung 6.3: Drei- und zweidimensionale Darstellung des vertikalen Signals.

Der BPM bietet neben der Positionsmessung die Möglichkeit, den Strahlstrom zu bestimmen, wofür die Strahlage jedoch zentrisch sein muss. Für den Wechselstromwiderstand, über den das

zu messende Signal abgegriffen wird, die sogenannte Transferimpedanz, gilt

$$Z_t(\omega) = \frac{U_p(\omega)}{I_b(\omega)}, \quad (6.4)$$

wobei $U_p(\omega)$ die induzierte Pick up-Spannung und I_b der Bunch- bzw. Strahlstrom ist. Mit dem Knopf-radius a , dem Strahlkammerradius r , der Lastimpedanz R , welche der Parallelschaltung der ohmschen Widerstände entspricht, der Eigenkapazität des Knopfes C zur Masse und dem Zusammenhang

$$Z(\omega) = \frac{\frac{R}{i\omega C}}{R + \frac{1}{i\omega C}} \quad (6.5)$$

folgt nach [HS06] für die Bestimmung der Transferimpedanz bezüglich des zentrierten Strahls

$$Z_t(\omega) = \frac{a^2\omega}{2r\beta c} Z(\omega). \quad (6.6)$$

Aus der gemessenen Spannung kann schließlich der Strahlstrom nach Gleichung (6.4) bestimmt werden.

6.2 Kalibration des Strahllagemonitors

Abbildung 6.5 zeigt das Strahlrohrsegment indem der Strahllagemonitor sowie ein Wandstrommonitor integriert sind. So konnte neben dem erforderlichen Wandstrommonitor eine nicht unbedingt benötigte Komponente zur Bestimmung der Strahlage in das Injektionssystem eingebaut werden. Zur Kalibration des Strahllagemonitors wurde der zur Untersuchung der Monitore in ELSA entwickelte Kalibrationsstand (siehe Abb. 6.4) verwendet.

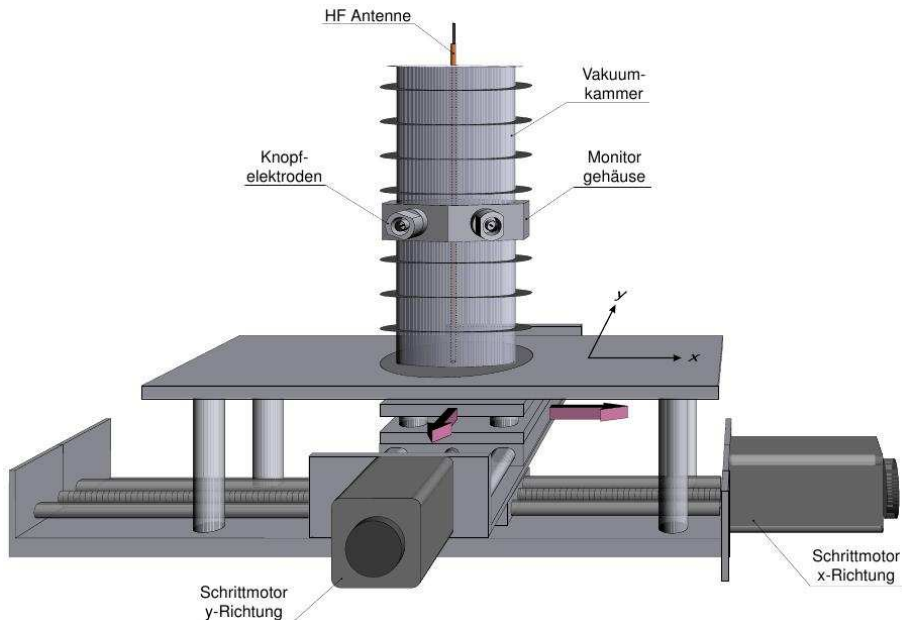


Abbildung 6.4: Kalibrationsstand zur Untersuchung der Strahllagemonitore [Kei00].

In der vertikal befestigten Monitorkomponente befindet sich eine fahrbare HF-Antenne, die ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von $f_{\text{HF}} = 500$ MHz abstrahlt. Daraus ergibt sich eine elektromagnetische Feldverteilung, die ähnlich der eines hochrelativistischen Elektronenstrahls

im ELSA-Speicherring ist, da hier der Bunchabstand 2 ns beträgt. Die angeschlossene Elektronik fährt die Antenne an verschiedene Positionen innerhalb des Strahlrohrs und misst die Signale an den vier Elektroden. Ein speziell hierfür entwickeltes Computerprogramm wertet die Daten entsprechend aus. Abbildung 6.6(b) zeigt graphisch die bei der Kalibration gemessenen Summensignale. Der theoretisch erwartete Signalverlauf ist in Abbildung 6.6(a) gezeigt. Dies veranschaulicht, dass aufgrund des elektrischen Feldes der Elektronen mit einem Summensignalanstieg in der Nähe jeder der vier Elektroden und einem Abfall zwischen zwei Elektroden nahe der Kammerwand gerechnet wird. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kalibrationsmessungen (siehe Abb. 6.6(b)) an dem am LINAC I eingebauten BPM folgen nicht dem erwarteten Verlauf. Eine zu erwartende Symmetrie ist nicht erkennbar.

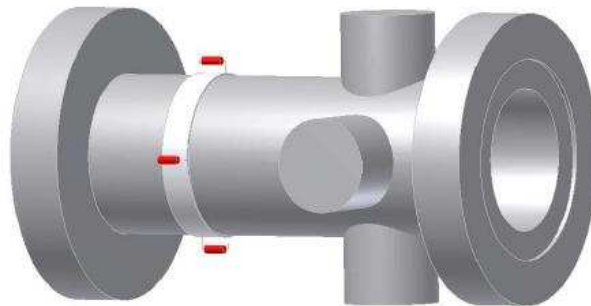
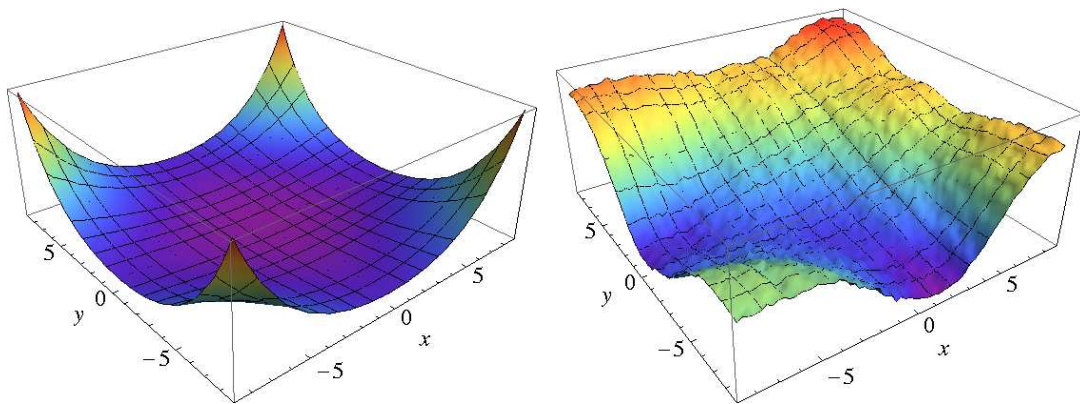


Abbildung 6.5: Untersuchte Monitorkomponente.



(a) Theoretisch erwartetes Summensignal.

(b) Summensignal aus Kalibrationsmessung.

Abbildung 6.6: Summensignale des Strahllagemonitors.

Die Abweichung vom erwarteten Signalverlauf ergibt sich durch den verwendeten Kalibrationsmessstand. Mit dem von der Antenne ausgesandtem Hochfrequenzsignal wird ein gebunchter, hochrelativistischer Elektronenstrahl imitiert. Im Bereich des Injektionssystems vom LINAC I handelt es sich hingegen um nichtrelativistische, ungebunchte Elektronen, worauf der untersuchte Strahllagemonitor ausgelegt wurde.

Eine erneute Kalibrationsmessung im Labor ist nur möglich, wenn das bereits in das Injektionssystem integrierte Monitorbauteil wieder ausgebaut werden würde. Allerdings soll das hierfür notwendige Belüften des evakuierten Strahltransfers vermieden werden. Aus diesem Grund und wegen nicht vorhandener, auswertender Elektronik kann momentan keine Aussage über die Strahlposition mit Hilfe des Strahllagemonitors getroffen werden.

Eine mögliche Kalibrationsmethode ohne erforderlichen Ausbau des Monitorelements ist eine Untersuchung anhand des Netzwerkanalysators (siehe Kap. 8) im Frequenzbereich, in dem das Transferverhalten zwischen den einzelnen Elektroden gemessen wird. Hierzu wird an einer Elektrode das Ausgangssignal des Netzwerkanalysators eingekoppelt; dies imitiert die Antenne im Labor und das transmittierte Signal kann an den anderen Elektroden gemessen werden. Durch eine solche Messung besteht weiterhin eine Möglichkeit zur Kalibration des bereits eingebauten Strahllagemonitors. Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Zu erkennen ist das er-

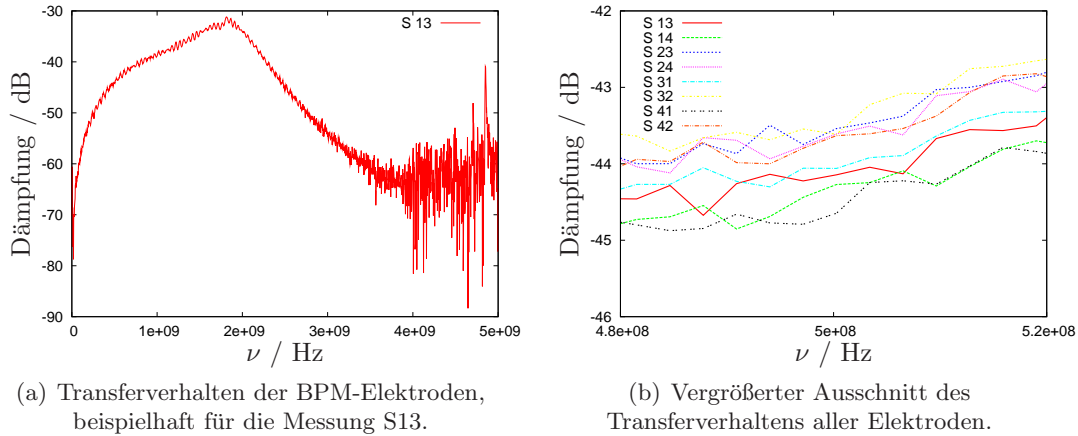


Abbildung 6.7: Kalibration mit dem Netzwerkanalysator.

wartete Bandpassverhalten (siehe hierzu auch Kapitel 7) der Elektroden beispielhaft an einer Elektrodenkombination (Abb. 6.7(a)). Um das Ergebnis mit dem aus der Kalibration im Labor zu vergleichen, zeigt Abbildung 6.7(b) einen Ausschnitt der acht Messkurven im Bereich von 500 MHz. Der Signalverlauf sollte für zwei Messungen, bei denen die Elektroden für Ein- und Auskopplung vertauscht wurden, identisch sein (Beispiel: S13 und S31). Da dies nicht der Fall ist, ergibt sich ein Messfehler von etwa 0,5 dB. Dieser überschreitet jedoch den Messbereich der Laborkalibration und so kann folglich keine qualitative Aussage getroffen werden. Somit steht eine genauere Untersuchung noch aus.

6.3 Messungen mit dem Strahllagemonitor

Trotz des unkalibrierten Zustands wurden Messungen am LINAC I mit dem Strahllagemonitor durchgeführt. Die Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigen die an den vier Elektroden gemessenen Signale für den Kurz- bzw. Langpulsbetrieb.

Die Belegung der Kanäle entspricht der Beschriftung auf dem Monitorbauteil, so lautet die Zuordnung gemäß Abbildung 6.1 links wie folgt:

$$A \rightarrow 1 \quad , \quad B \rightarrow 3 \quad , \quad C \rightarrow 2 \quad , \quad D \rightarrow 4. \quad (6.7)$$

Beobachtet wurde bei einer Verschiebung des Strahls durch die Strahlkorrektoren, dass sich die Signalamplituden zweier gegenüber liegender Elektroden nicht wie erwartet gegensätzlich verhalten, sondern eine Änderung mit demselben Vorzeichen aufweisen.

Auffallend ist die gemessene Signalform im Langpulsbetrieb (siehe Abb. 6.9). Während die Signalform im Kurzpulsbetrieb (siehe Abb. 6.8) dem erwarteten Verlauf, also der zeitlichen Ableitung der Strahlstromstärke, entspricht, ist im Langpulsbetrieb die ursprüngliche Signalform zu sehen. Dieses Verhalten kann nicht durch eine zu geringe Bandbreite des verwendeten Oszilloskops erklärt werden, da der Verlauf auf einem Oszilloskop mit einer Bandbreite von 13 GHz

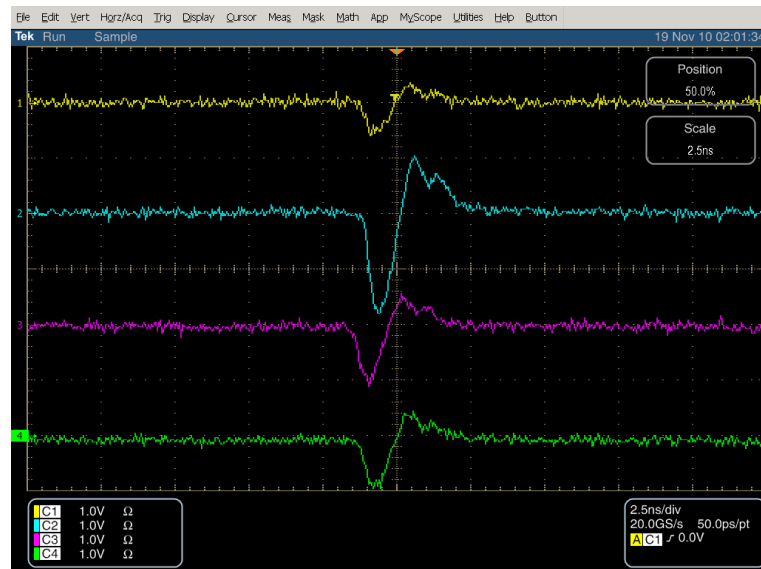


Abbildung 6.8: Messung der Ausgangssignale der vier Knopfelektroden im Kurzpulsbetrieb.

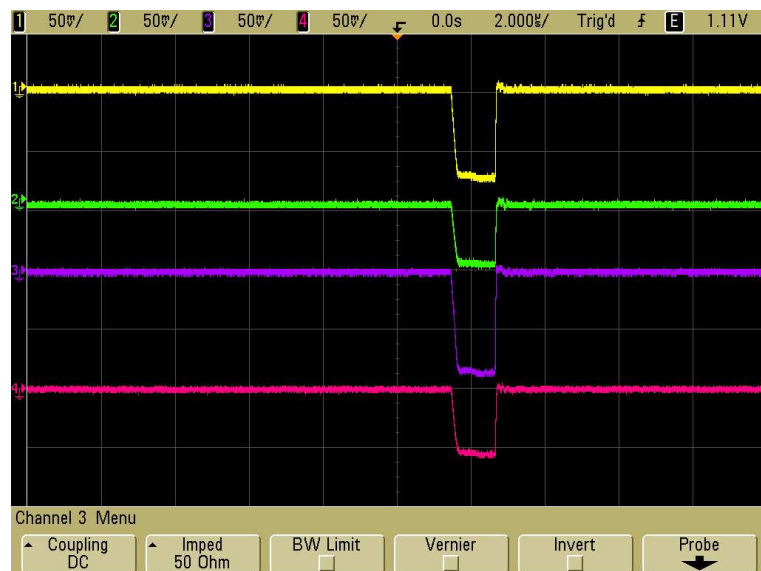


Abbildung 6.9: Messung der Ausgangssignale der vier Knopfelektroden im Langpulsbetrieb.

das identische Verhalten zeigt. Obwohl diese Eigenschaft des Strahllageamonitor nicht erklärt werden kann, hat dies keinen Einfluss auf spätere Positionsmessungen, da hierfür die Signalform unerheblich ist.

7 Transferverhalten von Monitorkomponenten

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Monitore und der daran angeschlossenen Elektronik auf die gemessenen Signale theoretisch (Abschnitt 7.1) und simulativ (Abschnitt 7.2) beschrieben. Dies soll zu einem besseren Verständnis der in Kapitel 9 beschriebenen Wandstrommonitore beitragen.

7.1 Theoretisches Transferverhalten

Reale Monitore zur longitudinalen Strahldiagnose (z.B. Wandstrommonitore und Strahllage-monitore) haben im Gegensatz zu idealen keine unendlich große Bandbreite, wodurch sich die gemessene Signalform von der tatsächlichen unterscheiden kann. Um dieses Verhalten bei den Messungen mit berücksichtigen zu können, werden im Folgenden die Auswirkungen verschiedener nicht idealer Transferfunktionen dargestellt.

7.1.1 Einfaches Passverhalten

Um den Effekt des frequenzabhängigen Transferverhaltens analysieren zu können, muss das untersuchte, gesampelte Signal (siehe Abb. 7.1(a)) durch diskrete Fouriertransformation in den reziproken Raum überführt werden (siehe Abb. 7.1(b)). Durch eine nicht vollständige Fre-

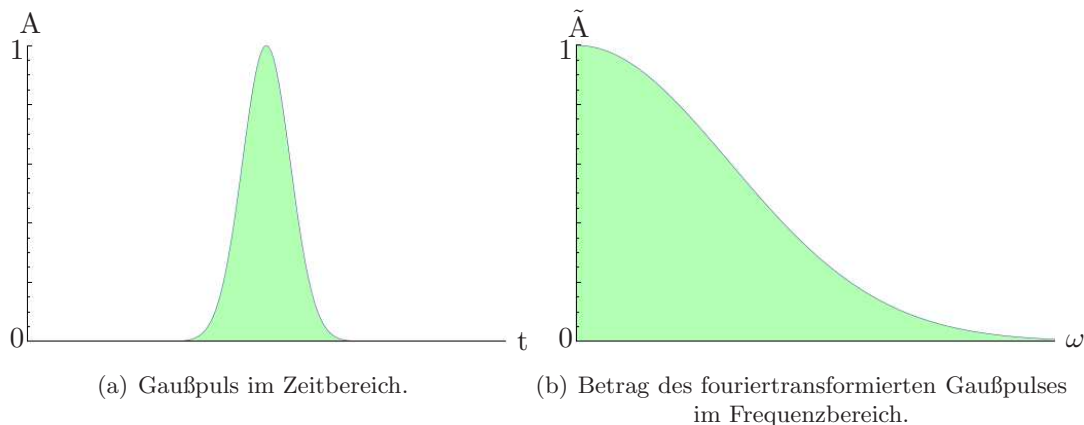


Abbildung 7.1: Zu untersuchender gaußförmiger Puls.

quenzübertragung kommt es zum Informationsverlust. Anhand einer theoretischen, exemplarischen Betrachtung soll dies zunächst für eine vergleichbar einfache Transferfunktion analysiert werden.

Werden die Frequenzanteile unterhalb der Grenzfrequenz perfekt übertragen und verschwinden Frequenzanteile oberhalb dieser, so ergibt sich das in Abbildung 7.2 dargestellte transferierte Signal im Frequenzraum. Um hieraus auf die Signalform im Zeitbereich schließen zu können, wird eine diskrete inverse Fouriertransformation durchgeführt, woraus sich das Signal in Abbildung 7.3 ergibt. Dies ist das bei einer Messung zu erwartende Signal. Der erwähnte Informationsverlust ist deutlich anhand der sogenannten Überschwinger zu erkennen. Je größer die Bandbreite ist und je mehr Informationen dadurch übertragen werden, desto besser kann das ursprüngliche Signal gemessen werden.

Bei dieser einfachen Betrachtung wurde nur der Absolutbetrag der Fouriertransformation berücksichtigt, da die Phase sich nur um einen festen Wert verschiebt und dies keinen Einfluss auf die resultierende Signalform hat. Für eine frequenzabhängige Phasenmodulation, die in den folgenden Abschnitten auftritt, muss sowohl der Absolutbetrag als auch die Phase oder der Real-

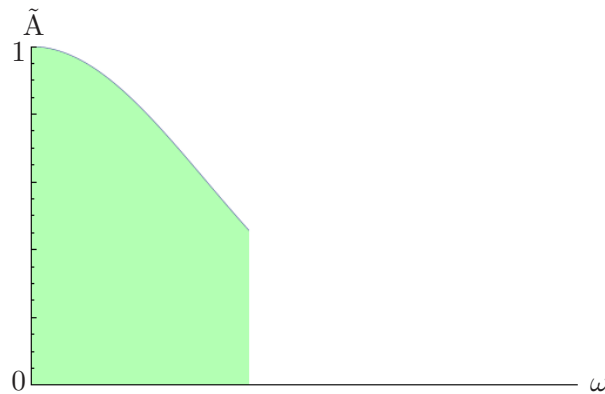


Abbildung 7.2: Transferiertes Signal im Frequenzbereich.

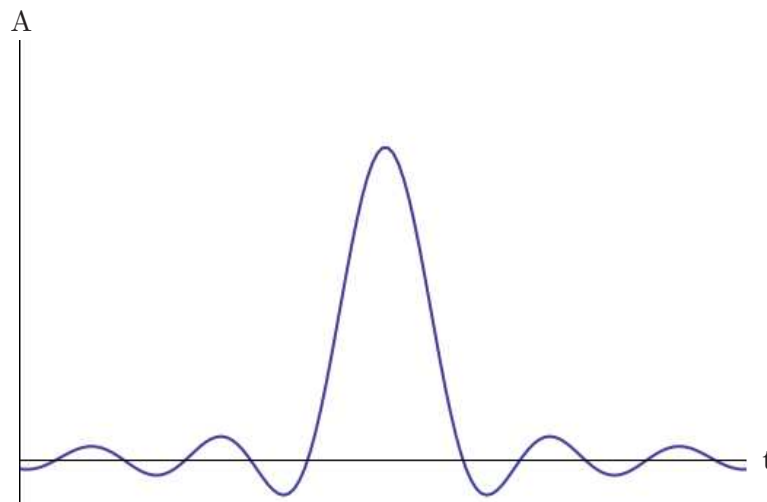


Abbildung 7.3: Zu erwartendes Messsignal bei entsprechendem Transferverhalten.

und der Imaginärteil der fouriertransformierten Signalform berücksichtigt werden. Auf dieses wurde jedoch verzichtet, da die alleinige Betrachtung des Absolutbetrags zur Beschreibung des Effekts der einzelnen Filter ausreichend ist.

In der Realität weisen Monitorelemente ein Bandpassverhalten auf. Hierdurch werden sehr niedrige und sehr hohe Frequenzen vollständig unterdrückt und die übrigen Frequenzen nicht gleich gut übertragen. Um das Bandpassverhalten besser verstehen zu können, werden im Folgenden zuerst der Einfluss eines Tiefpasses und eines Hochpasses beschrieben, bevor der Bandpass vorgestellt wird.

7.1.2 Tiefpassverhalten

Zunächst soll der Einfluss eines durch den Monitor dargestellten Tiefpasses beschrieben werden. Wie auch in Abschnitt 7.1.1 und den folgenden wird die Auswirkung auf einen gaußförmigen Puls betrachtet. Abbildung 7.4 ist in zwei Bereiche, zum einen in den Zeitbereich auf der linken Seite und zum anderen in den Frequenzbereich auf der rechten Seite, unterteilt. Beginnend mit dem linken oberen Bild ist die Darstellung im Uhrzeigersinn zu betrachten. Um das Transferverhalten untersuchen zu können, wird der betrachtete Gaußpuls, entsprechend Abschnitt 7.1.1 durch diskrete Fouriertransformation in den reziproken Raum übertragen (rechts oben).

Die Transferfunktion des Tiefpasses ergibt sich zu

$$T_{\text{Tief}}(\omega) = \frac{1 - i\omega C}{1 + \omega^2 C^2}, \quad (7.1)$$

wobei C eine Konstante ist. Je größer die Frequenz ist, desto schlechter ist die Übertragung. Beispielhaft zeigt Abbildung 7.4 in der rechten Mitte Tiefpassfilter für drei Konstanten C , für die gilt

$$C_1 < C_2 < C_3. \quad (7.2)$$

Durch die Faltung (in der Abbildung durch \times veranschaulicht) des Signals mit den jeweiligen Filtern ergeben sich („ \Rightarrow “) die transferierten Signale im Frequenzraum (Abbildung 7.4, rechts unten). Gleiche Farben beziehen sich immer auf denselben Filter.

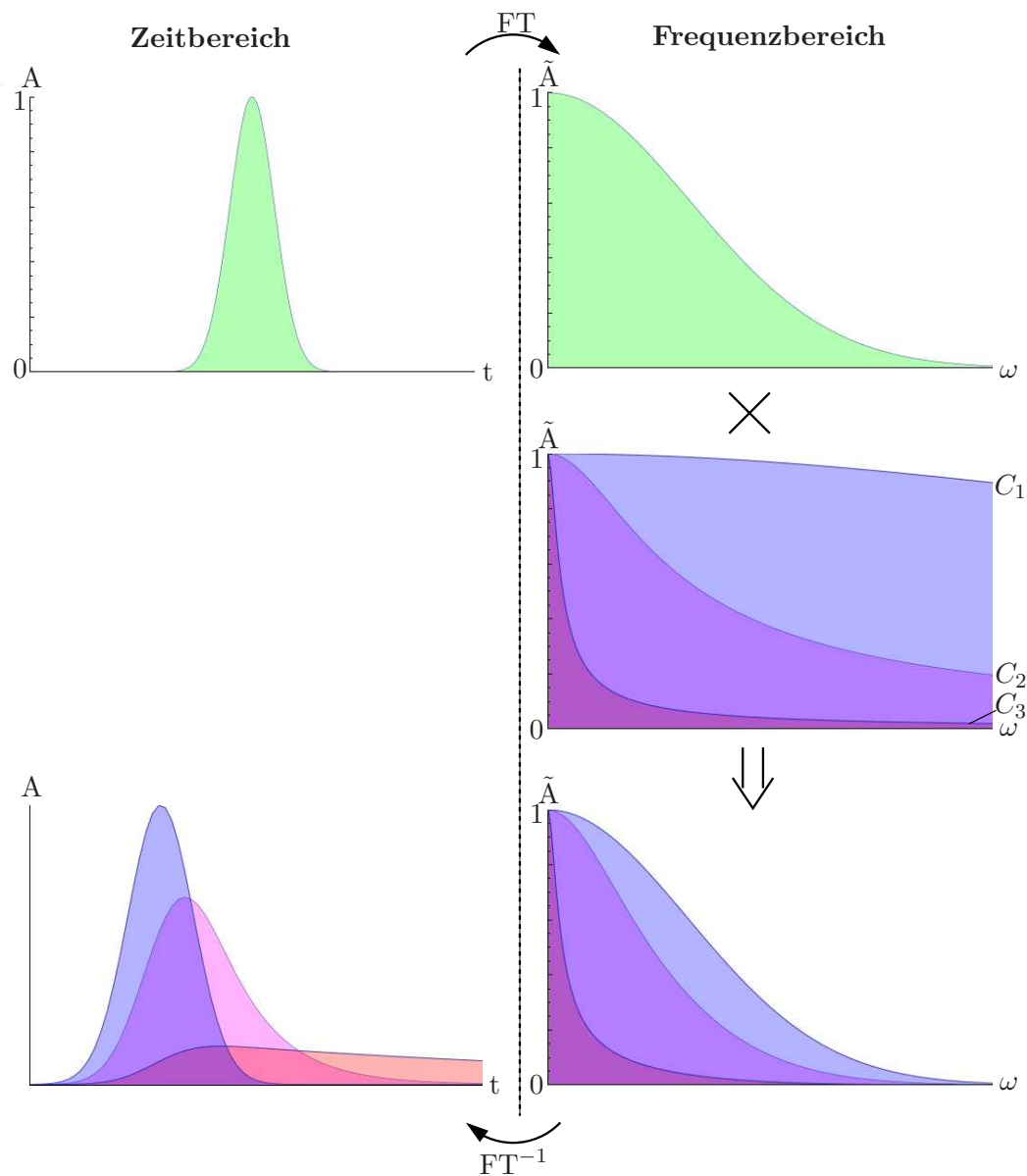


Abbildung 7.4: Einfluss eines Tiefpassfilters auf ein gaußförmiges Signal.

Entsprechend Abschnitt 7.1.1 ergibt sich abschließend durch inverse Fouriertransformation (FT^{-1})

das übertragene Signal im Zeitbereich, wie es in Abbildung 7.4 links unten dargestellt ist. Es ist zu erkennen, dass die Signalform der des betrachteten Signals entspricht. Allerdings wird die Übertragung umso schlechter je größer C ist, dies führt zu einer Verbreiterung der Messkurve, wodurch die Aussagekraft über das ursprüngliche Signal sinkt, sofern die Transferfunktion nicht bekannt ist.

7.1.3 Hochpassverhalten

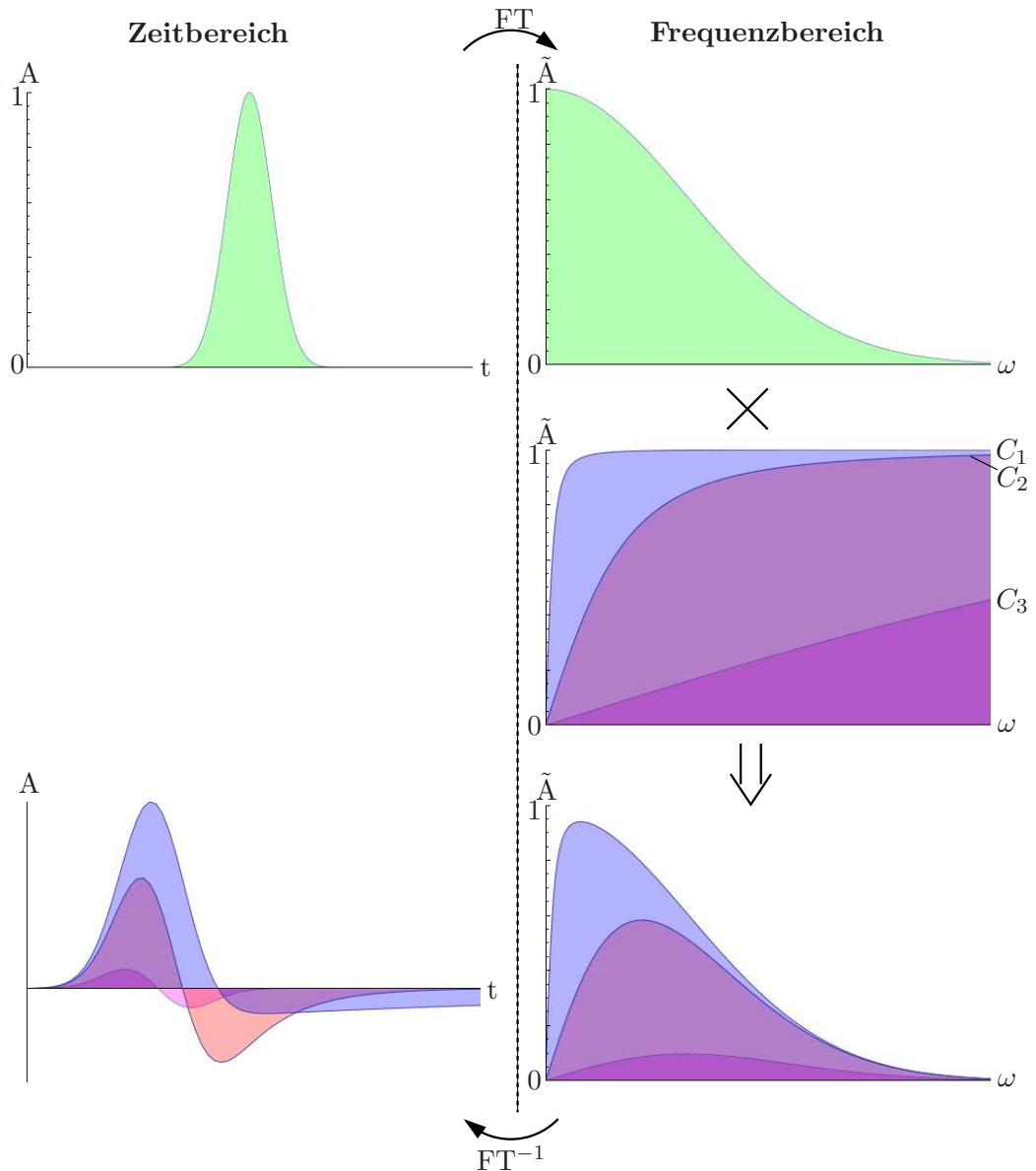


Abbildung 7.5: Einfluss eines Hochpassfilters auf ein gaußförmiges Signal.

Für einen Hochpass ergibt sich analog zum Tiefpass die frequenzabhängige Transferfunktion zu

$$T_{Hoch}(\omega) = \frac{\omega^2 C + i\omega}{1 + \omega^2 C^2}. \quad (7.3)$$

Abbildung 7.5 stellt anschaulich das Transferverhalten mit zugrundeliegendem Hochpass dar.

Für drei unterschiedliche Konstanten C , für die

$$C_1 > C_2 > C_3 \quad (7.4)$$

gilt, ergeben sich nach Gleichung (7.3) die in Abbildung 7.5 rechts in der Mitte dargestellten Filterfunktionen. Durch die Faltung der einzelnen Filter mit dem Signal im Frequenzraum und anschließender inverser Fouriertransformation resultieren die gemessenen Signale im Zeitbereich, die in Abbildung 7.5 unten links zu sehen sind.

Auffällig ist die veränderte Signalform, die der zeitlichen Ableitung des ursprünglichen Signals zu entsprechen scheint. Dies ist bedingt durch die Eigenschaft eines Hochpasses, der wie in der Elektronik ein Differenzglied darstellt. Je kleiner C ist, desto mehr gleicht die Signalform der Ableitung des betrachteten Ausgangssignals und desto weniger der ursprünglichen Form.

7.1.4 Bandpassverhalten

Beim Bandpass handelt es sich um eine Kombination aus Hoch- und Tiefpass, was eine untere und eine obere Grenzfrequenz zur Folge hat. Die zugehörige Filterfunktion ergibt sich aus der Multiplikation eines Hochpass- mit einem Tiefpassfilter und lautet

$$T_{\text{Band}}(\omega) = \frac{\omega^2 C_H + i\omega}{1 + \omega^2 C_H^2} \cdot \frac{1 - i\omega C_T}{1 + \omega^2 C_T^2}. \quad (7.5)$$

Betrachtet werden bei konstantem C_T , drei unterschiedliche Werte für C_H . Wobei

$$C_{H,1} < C_{H,2} < C_{H,3} \quad (7.6)$$

gilt. Abbildung 7.6 zeigt, analog zu den Abbildung 7.4 und 7.5, die Filterfunktionen in der Mitte rechts. Hieraus ergeben sich durch Faltung mit dem untersuchten fouriertransformierten Signal und inverser Fouriertransformation die übertragenen Signale in Abbildung 7.6 unten links.

Die Kombination aus Hoch- und Tiefpass ist gut zu erkennen, so ergibt sich für $C_{H,1}$ eine der Ableitung entsprechende Signalform, wohingegen im Falle von $C_{H,3}$ der ursprüngliche Signalverlauf vorliegt. $C_{H,2}$ stellt einen Übergangsbereich dar, indem die Zuordnung zu einem bestimmten Passverhalten nicht klar ist und eine Aussage über die Eigenschaften des betrachteten Signals nicht eindeutig zu treffen ist.

7.2 Simuliertes Transferverhalten

Neben den theoretischen Betrachtungen im vorangegangenen Abschnitt 7.1 soll im Folgenden das Transferverhalten mit dem Softwareprogramm SPICE⁹, das die Simulation von elektrischen Schaltungen ermöglicht, untersucht werden.

Es werden die Auswirkungen von Tief-, Hoch- und Bandpass auf elektrische Signale, ähnlich dem Elektronenstrahl im Injektionssystem, betrachtet.

7.2.1 Tiefpasssimulation

Ein elektrischer Tiefpass lässt sich durch die Schaltung in Abbildung 7.7 realisieren. Gemessen werden können die Eingangsspannung U_{ein} und die über C abgegriffene Ausgangsspannung U_{aus} , wobei U die Spannungsquelle darstellt. Analog zu Abschnitt 7.1 wird das Tiefpassverhalten für drei unterschiedliche Kapazitäten C betrachtet. Abbildung 7.8 zeigt die Eingangsspannung in gelb und die drei unterschiedlichen Ausgangsspannungen gegen die Zeit aufgetragen. Dies

⁹Abkürzung der englischen Bezeichnung „Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis“.

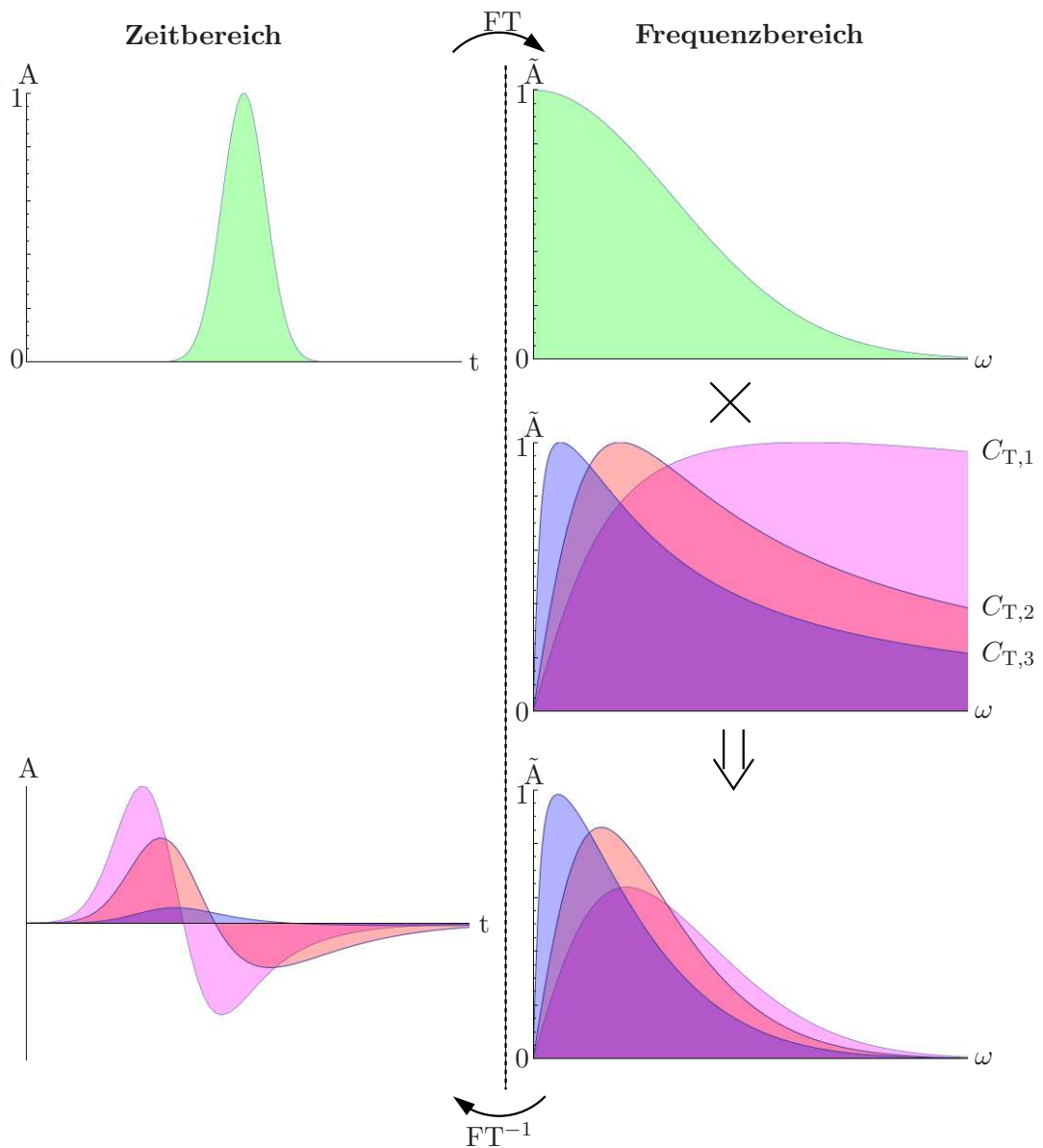


Abbildung 7.6: Einfluss eines Bandpassfilters auf ein gaußförmiges Signal.

belegt die theoretischen Betrachtungen (siehe Abschnitt 7.1). So ergibt sich auch hier, je nach Kapazität C , für die Ausgangsspannung ein Signalverlauf, der dem Eingangssignal weitestgehend entspricht.

Ließe sich der Wandstrommonitor durch einen Tiefpass beschreiben, so wäre die nicht exakte Nachbildung des gemessenen Signals (hellblauer Graph) unproblematisch, da die Möglichkeit der Pulsängenmessung immer noch gegeben ist. Jedoch reicht die alleinige Betrachtung des Tiefpasses zur Beschreibung eines Wandstrommonitors nicht aus. Deswegen folgt im nächsten Abschnitt die Betrachtung des Hochpasses.

7.2.2 Hochpasssimulation

Da die Schaltung eines elektrischen Hochpasses die Grundlage der durchgeführten Simulation ist, ist sie in Abbildung 7.9 dargestellt. Die Bezeichnungen entsprechen den obigen, wobei die

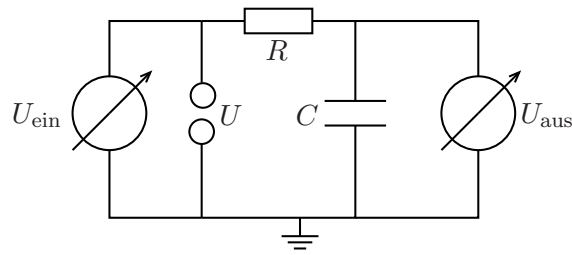


Abbildung 7.7: Schaltung eines elektrischen Tiefpasses.

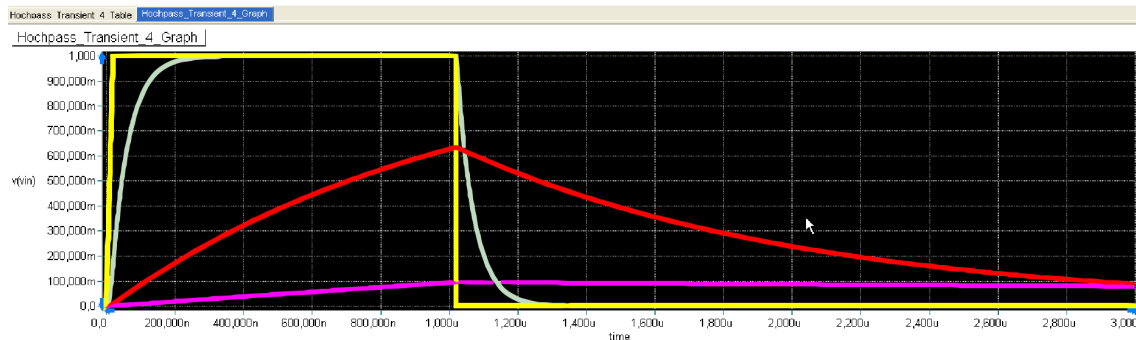


Abbildung 7.8: Mit Spice simuliertes Tiefpassverhalten.

Ausgangsspannung im Folgenden nicht über die Kapazität C , sondern über den Widerstand R abgegriffen wird.

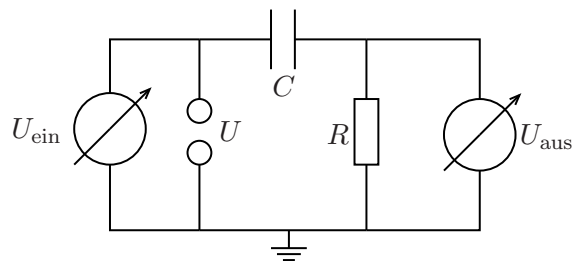


Abbildung 7.9: Schaltung eines elektrischen Hochpasses.

Das Eingangssignal (gelber Graph in Abbildung 7.10) ist identisch mit dem aus der Tiefpasssimulation. Für drei unterschiedliche Kapazitäten C ergeben sich die in Abbildung 7.10 gezeigten Ausgangssignale. So wie die Simulation des Tiefpasses die zugehörigen theoretischen Betrachtungen belegt hat, so bestätigt sich auch hier der in Abschnitt 7.1.3 theoretisch vorhergesagte Signalverlauf.

Wäre der Hochpass das korrekte Ersatzschaltbild des Wandstrommonitors, so wäre eine Bestimmung der Pulslänge möglich, obwohl das Ausgangssignal die erwartete Ableitung des Eingangssignals nicht präzise beschreibt.

7.2.3 Bandpasssimulation

Da jeder Monitor zur longitudinalen Strahldiagnose eine obere und eine untere Grenzfrequenz besitzt, ist es naheliegend einen Bandpass als geeignetes Ersatzschaltbild beispielsweise eines Wandstrommonitors anzunehmen. Abbildung 7.11 zeigt die zur Simulation herangezogene elek-

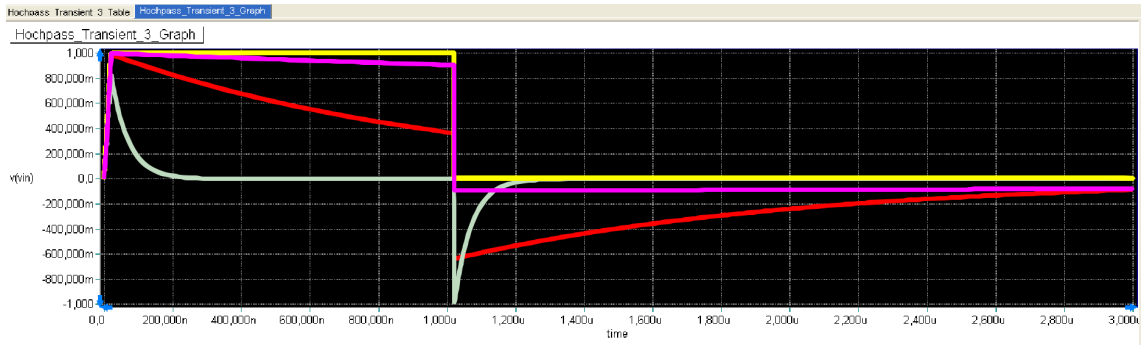


Abbildung 7.10: Mit Spice simuliertes Hochpassverhalten.

trische Schaltung. Im Gegensatz zu den Betrachtungen des Tief- und Hochpasses, handelt es sich

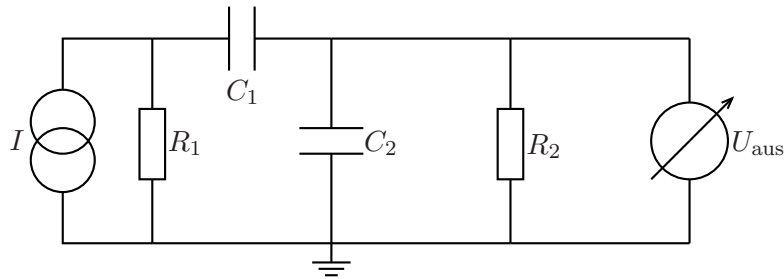


Abbildung 7.11: Schaltung eines elektrischen Bandpasses.

hier nicht um eine Spannungsquelle, sondern um eine Stromquelle I , die den Elektronenstrahl darstellt.

Das Bandpassverhalten der vorliegenden Schaltung ist in Abbildung 7.12 zu sehen und entspricht der Transferfunktion aus Abschnitt 7.1.4, wobei die Dämpfung gegen die Frequenz aufgetragen ist. Die hellblaue Kurve gibt den Filter für den Absolutbetrag des zu vermessenden Signals an, wohingegen der pinke Graph den entsprechenden Einfluss auf die Phaseninformation beschreibt.

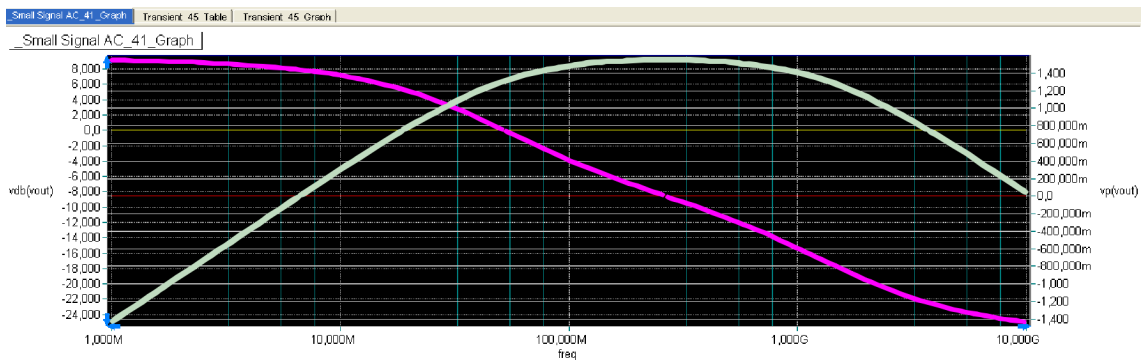


Abbildung 7.12: Betrachtung des Bandpasses im Frequenzbereich mit Spice.

Um Vorhersagen über die zu erwartenden Signalformen bei Messungen am LINACI treffen zu können, werden im Folgenden ein Kurz- und ein Langpuls betrachtet. Der zu messende Kurzpuls ist in Abbildung 7.13 in gelb dargestellt und entspricht dem Eingangssignal. Das Ausgangssignal

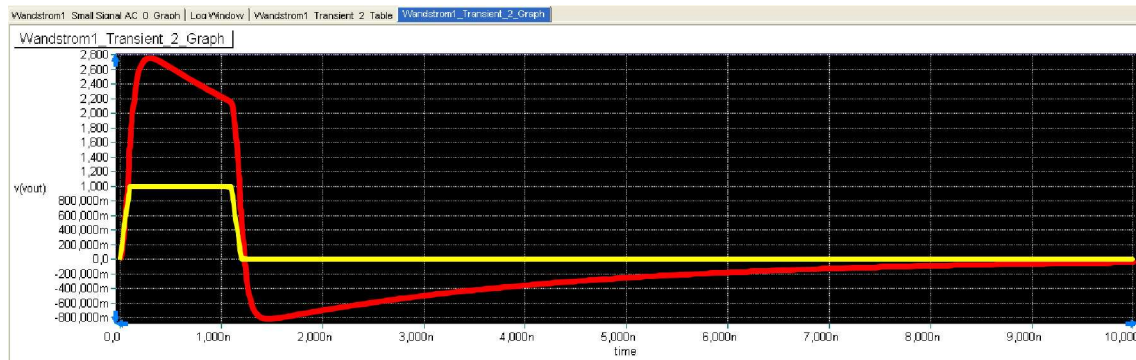


Abbildung 7.13: Simulation des Kurzpulses mit Spice.

wird durch den roten Graphen dargestellt. Für einen kurzen Puls (hier: 1 ns) überwiegt demnach das Tiefpassverhalten. Die Pulslänge kann über das Ablesen der Halbwertsbreite des gemessenen Signals bestimmt werden.

Im Gegensatz hierzu dominiert der Hochpass bei einem Langpuls (hier: 20 ns), wie es Abbildung 7.14 zeigt. Die charakteristische, differenzierte Signalform ist deutlich zu erkennen. Auch hier

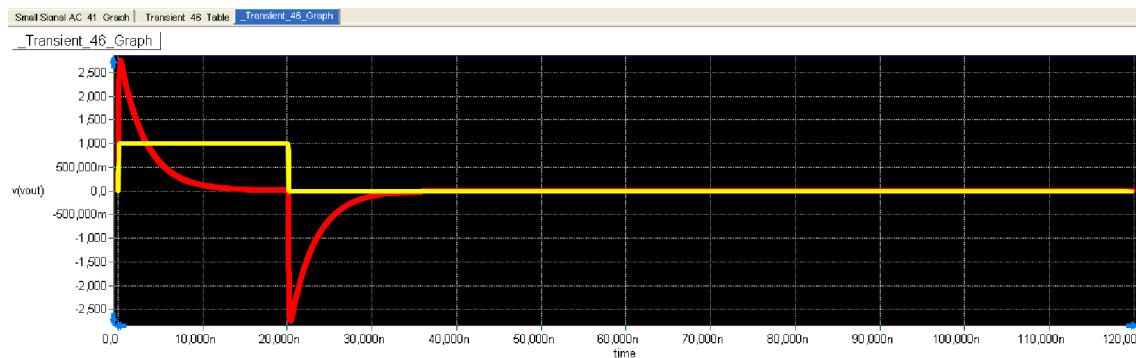


Abbildung 7.14: Simulation des Langpulses mit Spice.

ist eine Pulslängenbestimmung möglich.

8 Zeitbereichsreflektometrie

Die in Kapitel 9.2 beschriebenen Untersuchungen der Wandstrommonitore wurden mit Hilfe eines Netzwerkanalysators durchgeführt. Um dieses Instrument und die damit verbundenen Messungen besser verstehen zu können, wird in diesem Kapitel die Funktionsweise des eingesetzten Gerätes erläutert.

Die durchgeführten Messungen beruhen auf dem Prinzip der Zeitbereichsreflektometrie, im Weiteren auch als TDR¹⁰ bezeichnet, die im Folgenden vorgestellt werden soll.

Entwickelt wurde die TDR unter anderem, um das Reflexionsverhalten von Signalen entlang eines koaxialen Aufbaus zu messen und dadurch Aussagen über dessen Aufbau treffen zu können. Bei diesem Verfahren wird ein Signal in ein zu vermessendes Bauteil ausgesandt, dessen Reflexion gemessen und entsprechend ausgewertet. In der Zeitbereichsreflektometrie generiert ein sogenanntes Reflektometer ein gaußförmiges Signal mit möglichst geringer Halbwertsbreite, das in das zu vermessende Bauteil eingekoppelt wird. An einem Defekt, wozu auch ein nicht perfekt angepasster Abschluss zählt, wird der Puls teilweise oder vollständig reflektiert. Das Reflektometer stellt die gemessene, reflektierte Pulsform graphisch dar, die sich in der Regel von der ausgesandten Signalform unterscheidet. Durch den Amplitudenunterschied zum entsprechenden Zeitpunkt zwischen dem ausgesandten und dem empfangenen Signal können Rückschlüsse auf das Dämpfungsverhalten des Bauteils gezogen werden, wobei durch die ermittelte Laufzeit der Ort der Reflexion bestimmt wird.

Im Anfangsbereich des Aufbaus können nur bedingt Aussagen über eventuelle Reflexionen getroffen werden. Insofern ist es sinnvoll das Signal über ein fehlerfreies Kabel in den Aufbau einzukoppeln. Um eine korrekte Messung durchführen zu können, ist es notwendig, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals im untersuchten Bauteil zu kennen; deren Angabe geschieht in Vielfachen n der Lichtgeschwindigkeit, wobei $0 < n \leq 1$ gilt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist abhängig von der Art des Dielektrikums.

Die TDT¹¹ bildet das Analogon zur TDR im Transmissionsfall. Hierbei wird ebenfalls ein Signal auf das zu vermessende Kabel gegeben, jedoch nicht die Reflexion, sondern die Transmission gemessen.

Anstelle eines Energiepulsengenerators kam im Rahmen dieser Arbeit ein Netzwerkanalysator vom Typ ZVR der Firma Rhode&Schwarz zum Einsatz, der die Durchführung der „Pseudo“-TDR ermöglicht. Hierbei wird kein definierter Energiepuls generiert, sondern durch eine Variation von Schwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen ein synthetischer Puls erzeugt.

Die Form des synthetischen Pulses ist in Abbildung 8.1 dargestellt; hierbei wurden die vom Netzwerkanalysator ausgegebenen 1601 Datenpunkte geplottet. Die Einheit der Ordinate ist eine normierte Intensitätseinheit, die für das Maximum des Eingangspulses vom Netzwerkanalysator auf 1 gesetzt wird.

Abbildung 8.2 zeigt den vom Netzwerkanalysator generierten und mit einem Oszilloskop aufgenommenen Puls. Das rote Signal ist eine vergrößerte, beispielhafte Teilaufnahme des im oberen Bildbereich blau dargestellten Gesamtpulses. Diese Frequenzmodulation wird auch als Zirpen bezeichnet. So ist zum Zeitpunkt t_1 die halbe Periodenlänge $\Delta t_1 \approx 120 \mu\text{s}$ deutlich größer als die vergleichbare $\Delta t_2 \approx 80 \mu\text{s}$ zum Zeitpunkt t_2 .

Aus dem Transmissions- bzw. Reflexionsverhalten für die vorhandenen Frequenzen wird mit Hilfe eines herstellereigenen Algorithmus auf das Verhalten eines Signals im Zeitbereich geschlossen.

Beim Einsatz der „Pseudo“-TDR muss allerdings beachtet werden, dass die Breitbandigkeit des Netzwerkanalysators nicht unendlich groß ist, wodurch die Halbwertsbreite des generierten Pul-

¹⁰Abkürzung des englischen Begriffs **T**ime **D**omain **R**eflectometry.

¹¹Abkürzung des englischen Begriffs **T**ime **D**omain **T**ransmissionometry.

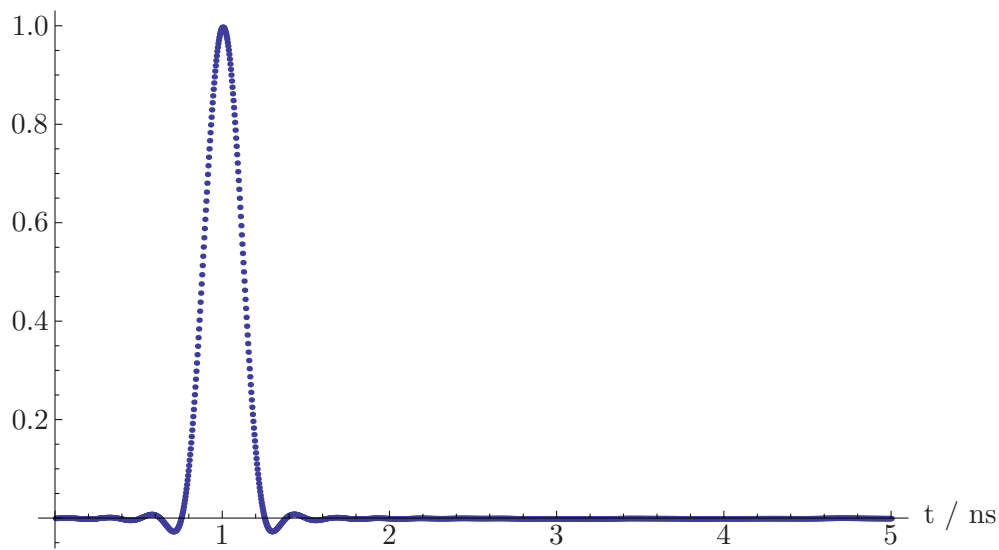


Abbildung 8.1: Darstellung des synthetischen Ausgangspulses durch den Netzwerkanalysator.

ses nicht beliebig kleine Werte annehmen kann. Der im Rahmen dieser Diplomarbeit eingesetzte Netzwerkanalysator stellt einen Frequenzbereich von 300 kHz bis 8 GHz zur Verfügung.

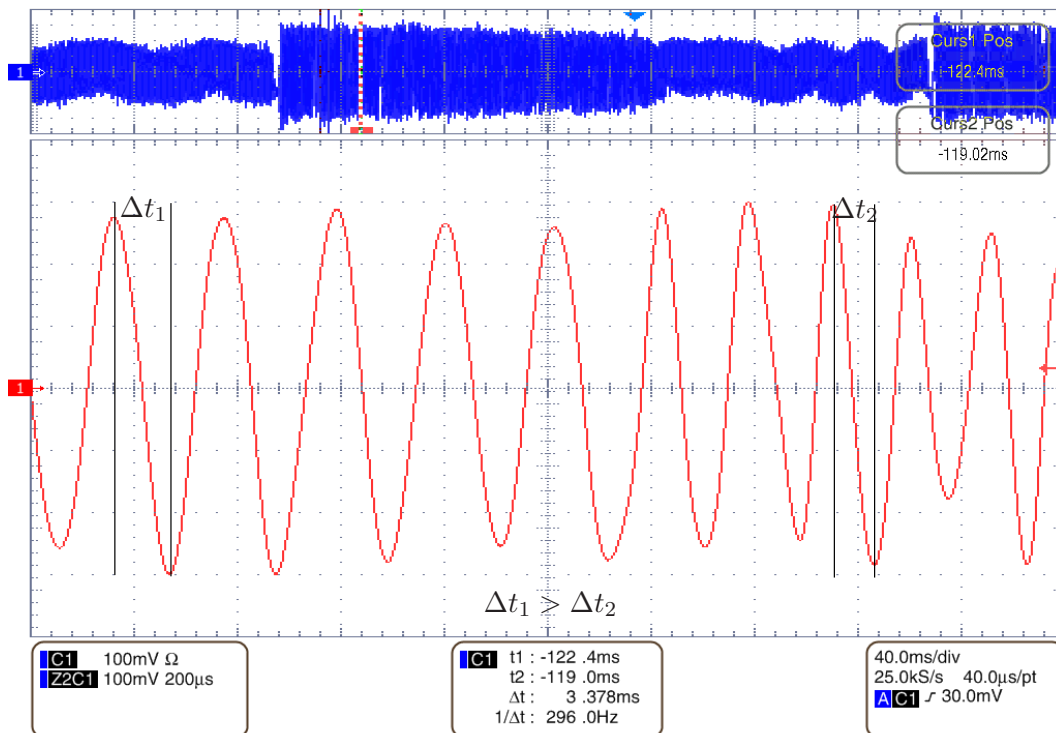


Abbildung 8.2: Bild des Netzwerkanalysatorpulses auf einem Oszilloskop.

Neben Zeitbereichsmessungen können mit dem Netzwerkanalysator auch Untersuchungen im Frequenzbereich durchgeführt werden. Die Überführung der Zeitbereichsdarstellung $h(t)$ in die Frequenzdarstellung $H(\nu)$ geschieht laut Hersteller [Rho98] durch den Netzwerkanalysator über

die Fouriertransformation. Es gilt:

$$H(\nu) := \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-2\pi i \nu t} dt. \quad (8.1)$$

Umgekehrt können durch inverse Fouriertransformation die gemessenen Daten aus dem Frequenzbereich wie folgt in den Zeitbereich umgerechnet werden:

$$h(t) := \int_{-\infty}^{\infty} H(\nu) e^{2\pi i \nu t} dt. \quad (8.2)$$

Ein Vorteil dieser Eigenschaft ist die Möglichkeit des sogenannten „time-filtering“ [Cas85]: Ein Zeitfenster wird so gewählt, dass ausschließlich das gewünschte Signal zur Auswertung herangezogen wird. So können beispielsweise unerwünschte Mehrfachreflexionssignale eliminiert werden. Eine erneute Rücktransformation in den reziproken Raum ergibt das bereinigte Signal im Frequenzbereich. Um jedoch eine Verfälschung durch diesen Prozess zu vermeiden muss das Zeitfenster mit Bedacht gewählt werden. Es dürfen nur Signale vernachlässigt werden, die nachweislich nicht Teil des ursprünglichen Signals sind.

9 Die Wandstrommonitore

9.1 Theoretische Betrachtung des Wandstrommonitors

Im Gegensatz zu einem Chromoxschirm oder einem Faraday-Cup ist mit dem Wandstrommonitor (siehe Abb. 9.1) eine Strommessung ohne Strahlverlust möglich.

Das vom Strahl induzierte Magnetfeld wird durch die leitende Vakuummur nach außen hin abgeschirmt, es gilt:

$$\oint \vec{B}_{\text{außen}} d\vec{r} = 0. \quad (9.1)$$

Innerhalb der Vakuummur induziert der geladene Teilchenstrahl ein Magnetfeld und es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B}_{\text{Strahl}} d\vec{r} = I_{\text{Strahl}}. \quad (9.2)$$

Der Strahl erzeugt auf der Kammerwand einen zum Strahlstrom I_{Strahl} entgegengesetzten Wandstrom

$$I_{\text{Wand}} = -I_{\text{Strahl}}, \quad (9.3)$$

der das Feld des Elektronenstrahls so kompensiert, dass außerhalb des Strahlrohrs kein Magnetfeld wirkt. Durch die Messung des Wandstroms ist es folglich möglich, den Strahlstrom zu bestimmen.

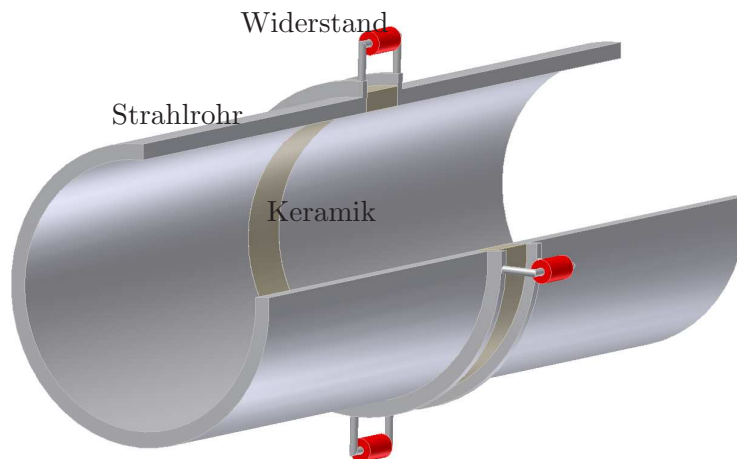


Abbildung 9.1: Prinzipieller Aufbau eines Wandstrommonitors.

Es ist naheliegend, die leitende Kammerwand zu unterbrechen und mit einem ohmschen Widerstand R zu überbrücken, um hierüber die Signalspannung abzugreifen. Damit das benötigte Vakuum innerhalb des Strahlrohrs aufrecht erhalten werden kann, wird die Unterbrechung durch einen eingebrachten Isolator, meist ein Keramikring, realisiert. Der Monitor weist zusammen mit der angeschlossenen Elektronik ein Bandpassverhalten auf. Je größer die Bandbreite ist, desto besser entspricht das gemessene dem realen Signal (vgl. Kapitel 7). Um die gewünschte Breitbandigkeit zu erhöhen wird nach [Web89] die Anzahl der sich symmetrisch um die Keramik befindlichen, überbrückenden Widerstände erhöht. Für n identische Widerstände R' ergibt sich der Ersatzwiderstand

$$R = \frac{R'}{n}. \quad (9.4)$$

Aus diesem Grund wurde ein selbstgebauter Wandstrommonitor mit 16 Widerständen realisiert. Aufgrund der Betrachtungen in Kapitel 7 ist bei kurzen Pulslängen im ns-Bereich (Kurzpulsbetrieb) die tatsächliche Signalform, bei Pulslängen im μs -Bereich hingegen die Ableitung der ursprünglichen Signalform zu erwarten. Alle aufgenommenen Signale sind jedoch nach Gleichung 9.3 negativ.

9.2 Kalibrationsmessungen der Wandstrommonitore

Vor dem Einbau der Wandstrommonitore in das Injektionssystem vom LINAC I werden ihre Eigenschaften bestimmt. Ein Testaufbau (siehe Abb. 9.2) ermöglicht die Untersuchung der Monitore [Bol08].

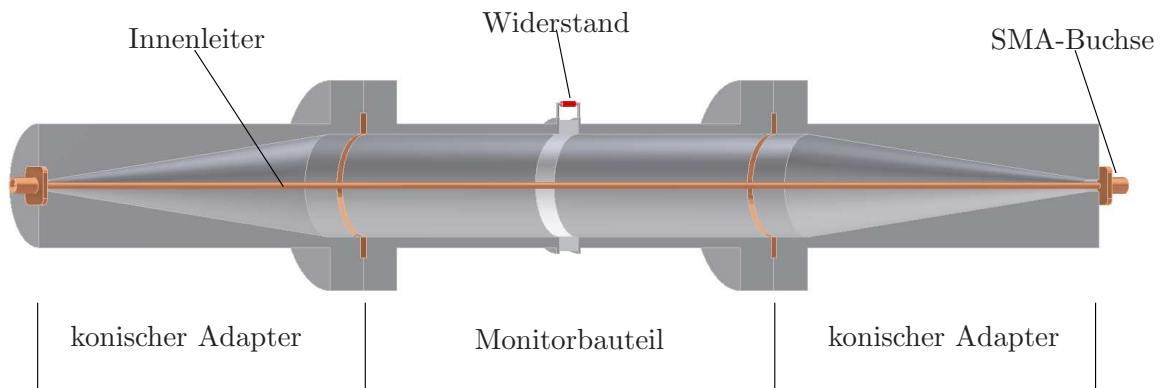


Abbildung 9.2: Schematischer Testaufbau zur Untersuchung der Wandstrommonitore.

Das zu vermessende Monitorelement wird durch zwei konisch verlaufende Strahlrohre adaptiert, um auftretende Reflexionen abzdämpfen. Der Elektronenstrahl bildet mit dem Strahlrohr eine Feldkonfiguration, die der eines Koaxialleiters sehr ähnlich ist. Daher kann der Elektronenstrahl bei der Kalibration durch einen kupfernen Innenleiter ersetzt werden. Der Innenleiter ist an beiden Seiten mit SMA-Buchsen versehen. An einem Ende wird das in Abbildung 8.1 dargestellte, vom Netzwerkanalysator generierte Signal eingekoppelt. Am anderen Ende kann ein $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand angebracht werden. Das transmittierte Signal wird wie auch bei späteren Messungen am LINAC I über einen der vier die Keramik und die Widerstände überbrückenden Abgriffe ausgelesen und mit dem Netzwerkanalysator dargestellt.

Im Folgenden wird die Untersuchung der Monitore beispielhaft an einem vermessenen Ausgang eines Wandstrommonitors dargestellt. Abbildung 9.3(a) zeigt das vom Netzwerkanalysator gemessene Ausgangssignal mit dem in Abbildung 9.2 gezeigten Testaufbau. Da die konischen Adapter die Reflexionen im Testaufbau zwar abschwächen, aber nicht vollständig unterdrücken, sollen die reflektierten Signale vom eigentlichen Signal separiert und schließlich die Daten von Reflexionen bereinigt werden. Ideal wäre eine unendlich lange Strahlrohrverlängerung, die jedoch nicht realisierbar ist. Als Kompromiss wurde ein Strahlrohrstück zwischen dem Monitorbauteil und dem zweiten konischen Adapter eingefügt und die Messung wiederholt. Abbildung 9.3(b) zeigt das veränderte Ausgangssignal. Deutlich zu erkennen ist die zeitliche Trennung des eigentlichen Signals von den nachfolgenden „Störsignalen“. Letztendlich wird der Innenleiter noch mit $50\ \Omega$ abgeschlossen, wodurch die Amplitude des reflektierten Signals (siehe Abb. 9.3(c)) wie erwartet abnimmt und dadurch eindeutig zu identifizieren ist. Um das gemessene Signal besser auswerten zu können, wird das in Kapitel 8 vorgestellte „time-filtering“ angewendet. So wird das reflektierte Signal abgeschnitten und es ergibt sich das in Abbildung 9.3(d) dargestellte Signal.

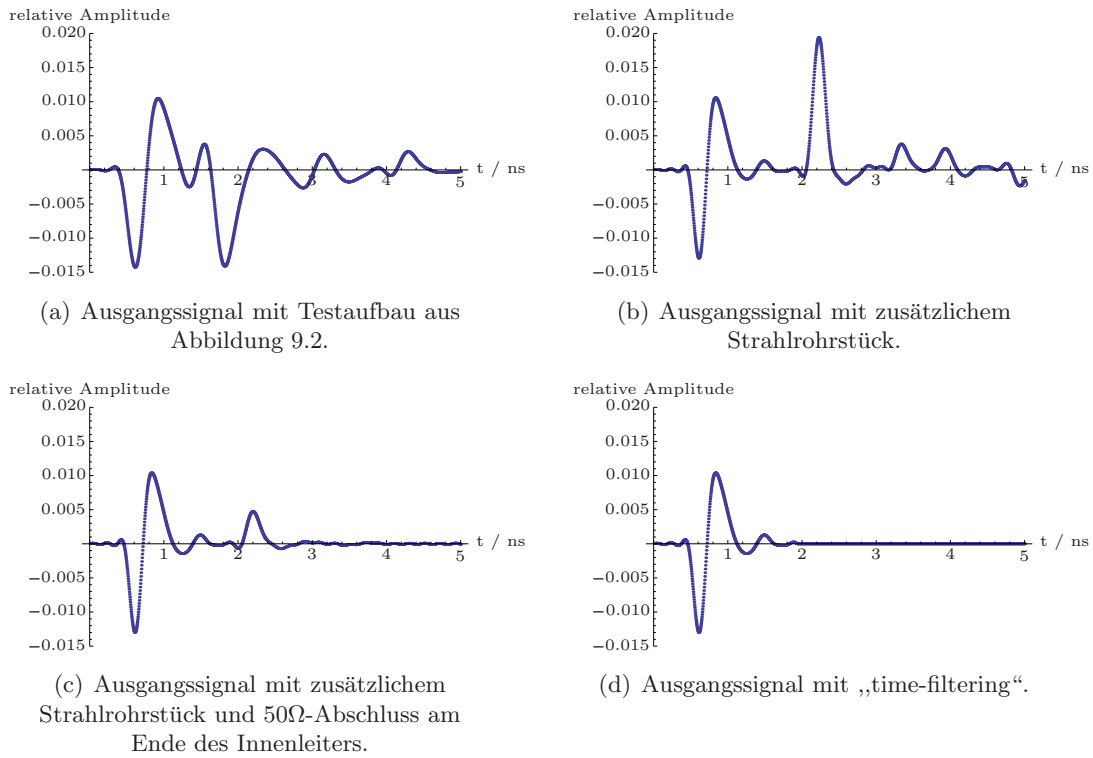


Abbildung 9.3: Kalibrationsmessung eines Wandstrommonitors.

Bei den Messungen am LINAC I werden die vier Abgriffe mit einem Vierfachaddierer kombiniert und das resultierende Signal auf ein Oszilloskop gegeben. Diese Kombination der Abgriffe entspricht der theoretischen Addition der vier Einzelsignale. Dadurch wird das gemessene Signal verstärkt und ist leichter auszuwerten.

Auffällig ist die bislang nicht nachvollziehbare gemessene Signalform, die offensichtlich nicht der Erwartung aus Kapitel 7 entspricht, wonach der gemessene Signalverlauf dem eingekoppelten entsprechen sollte. Das Signal gleicht hingegen eher der Ableitung des Eingangssignals.

Beispielhaft soll im Folgenden das Kalibrationsprinzip anhand des addierten Signals des zweiten Wandstrommonitors beschrieben werden. Durch diskrete Fouriertransformation werden das gemessene Signal S_{aus} und das Eingangssignal S_{ein} (siehe Abb. 8.1) in den reziproken Raum überführt.

Das frequenzabhängige Transmissionsverhalten ergibt sich durch

$$T_{\text{Amplitude}}(f) = 10 \cdot \log \frac{|\text{FT}(S_{\text{aus}})|}{|\text{FT}(S_{\text{ein}})|} \quad (9.5)$$

und ist in Abbildung 9.4 dargestellt. Zu beachten ist jedoch, dass das gezeigte Transmissionsverhalten nur für die Amplitude gilt. Für die Phase muss das Transmissionsverhalten entsprechend nach

$$T_{\text{Phase}}(f) = 10 \cdot \log \frac{\varphi_{\text{aus}}}{\varphi_{\text{ein}}} \quad (9.6)$$

bestimmt werden, wobei φ die Phase des fouriertransformierten Signals ist. Zu erkennen ist eine Abnahme der Dämpfung zu höheren Frequenzen, die bei etwa 4 GHz, bedingt durch die begrenzte Bandbreite des Netzwerkanalysators, in Rauschen übergeht und somit nicht das gesamte Bandpassverhalten dargestellt werden kann.

Aus Zeitgründen wurden die Wandstrommonitore bereits nach erfolgten Messungen eingebaut,

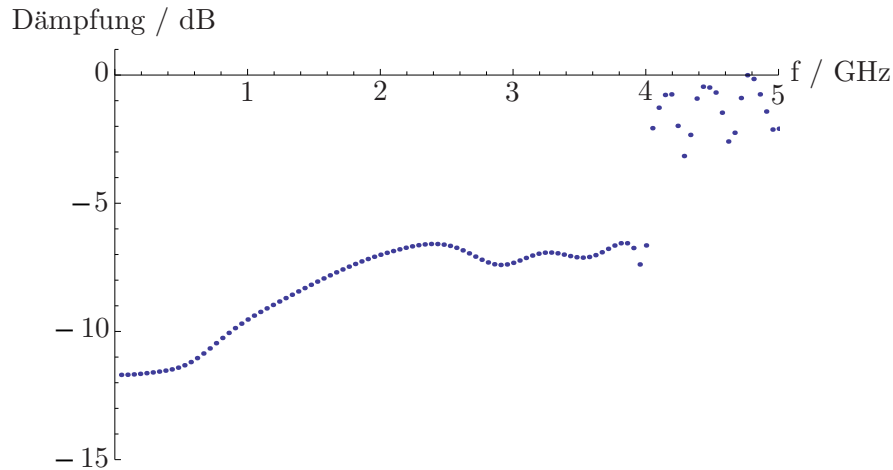


Abbildung 9.4: Frequenzabhängiges Transmissionsverhalten eines Wandstrommonitors.

bevor jedoch eine Auswertung stattgefunden hat. Hieraus ergab sich, dass die gemessenen Signale nicht den erwarteten entsprechen. Eine erneute Messung wurde aus denselben Gründen wie beim Strahlagemonitor nicht durchgeführt. Grund für die unerwartete Signalform ist eine schlecht gewählte Pulslänge des Eingangssignals. Diese sollte im Bereich der später zu vermessenden Pulslänge (ns- und μ s-Bereich) liegen. Bei den Untersuchungen wurde jedoch eine Halbwertsbreite im ps-Bereich verwendet, wodurch die Aussagekraft des Transmissionsverhaltens nicht beurteilt werden kann. Auf diese Erkenntnis hin wurde auf eine Kalibration bezüglich einer Strahlstrommessung der Wandstrommonitore verzichtet. Außerdem sollte bei zukünftigen Messungen auch das Dämpfungsverhalten der angeschlossenen Kabel mit berücksichtigt werden. Die Messung der Pulslänge ist hingegen unabhängig von der fehlenden Kalibration.

9.3 Bestimmung der Pulslänge

Mit Hilfe der drei eingebauten Wandstrommonitore wurden die Pulslängen im Betrieb gemessen. Abbildung 9.5 zeigt eine Aufnahme mit dem Oszilloskop im Kurzpulsbetrieb ohne eingeschalteten Prebuncher. Das Signal auf dem ersten Kanal (gelb) wurde am ersten Wandstrommonitor hinter der Kanone gemessen, entsprechend ist auf dem zweiten Kanal (blau) der mittlere Monitorausgang zu sehen und der dritte Kanal (pink) zeigt das Wandstrommonitorsignal vor dem Linaceingang. Wie in Abschnitt 9.1 beschrieben, sind die gemessenen Signale bis auf das am zweiten Monitor negativ. Dies ist mit einem vertauschten Anschluss zu erklären, wodurch die Aussagekraft aber nicht eingeschränkt wird.

Im vorliegenden Kurzpulsbetrieb stimmt die gemessene Signalform mit der tatsächlichen Elektronenverteilung überein. Die gemessene Halbwertsbreite (FWHM¹²) ist ein Maß für die Pulslänge. Für den ersten Wandstrommonitor ergibt sich durch Ablesen

$$t_{\frac{1}{2},\text{WCM1}} = (1,20 \pm 0,05) \text{ ns} . \quad (9.7)$$

Aufgrund der Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen sollte es zu einer Verbreiterung des Strahlprofils kommen. Am zweiten Wandstrommonitor beträgt die gemessene Halbwertsbreite

$$t_{\frac{1}{2},\text{WCM2}} = (1,28 \pm 0,05) \text{ ns} \quad (9.8)$$

¹²Abkürzung des englischen Begriffs **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum

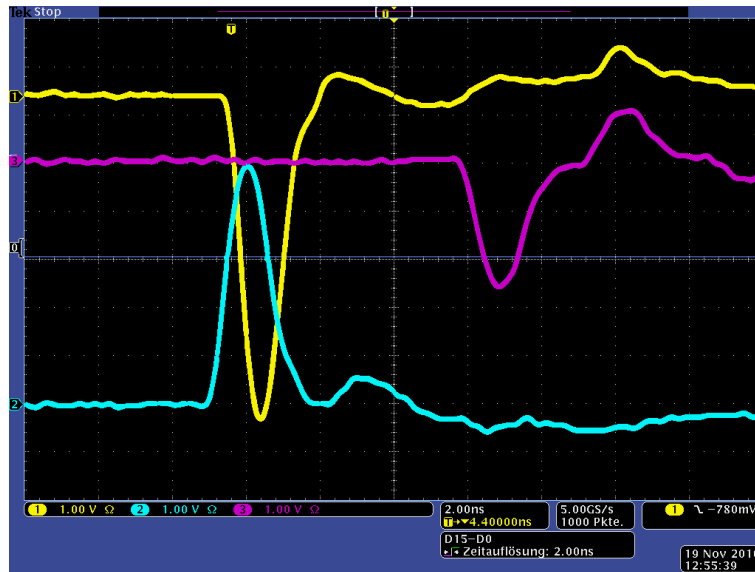


Abbildung 9.5: Pulslängenmessung im Kurzpulsbetrieb ohne eingeschalteten Prebuncher.

und vor dem Eintritt in die Linac-Struktur steigt sie auf

$$t_{\frac{1}{2}, \text{WCM3}} = (1,32 \pm 0,05) \text{ ns} \quad (9.9)$$

an. Zwar wurden für die chronologisch aufeinander folgenden Wandstrommonitore zunehmende Halbwertsbreiten gemessen, es ist jedoch letztendlich nicht eindeutig auf die Wechselwirkung zwischen den Teilchen zurückzuführen. Die Inbetriebnahme des Prebunchers kann keine Veränderung der Signale an den ersten beiden Monitoren bewirken. Mit dem letzten Wandstrommonitor ist, wie Abbildung 9.6 zeigt, hingegen ein deutlicher Einfluss des Prebunchers zu messen. Die gebunchten Elektronen führen zu einer deutlich schmalere Signalform mit einer

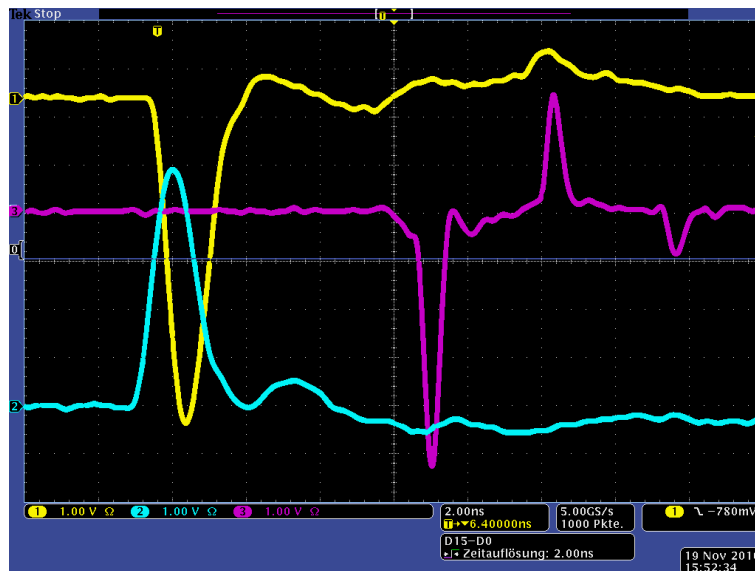
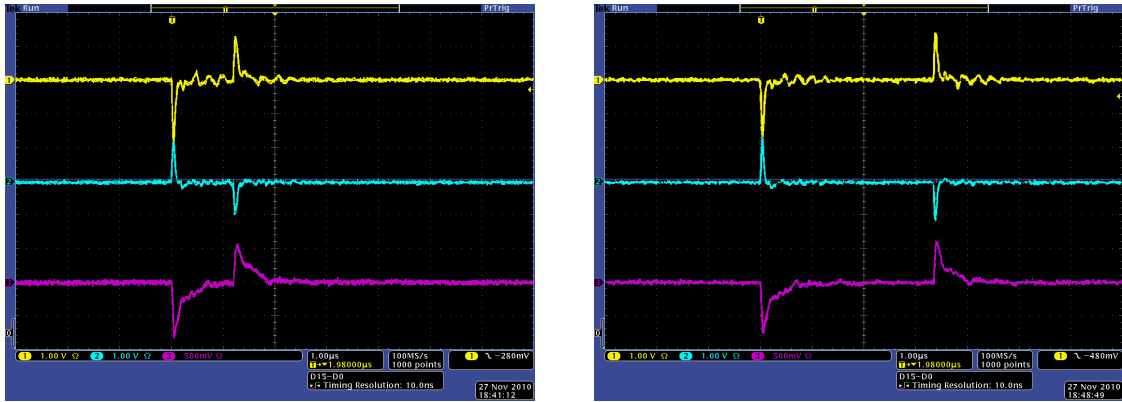


Abbildung 9.6: Pulslängenmessung im Kurzpulsbetrieb mit eingeschalteten Prebuncher.

Halbwertsbreite von

$$t_{\frac{1}{2}, \text{WCM3, gebuncht}} = (0,48 \pm 0,05) \text{ ns} . \quad (9.10)$$

Im Langpulsbetrieb kann die Pulslänge durch Variation der Triggerpulslänge verändert werden. In Abbildung 9.7 ist dies für zwei Triggerpulslängen dargestellt. Im Langpulsbetrieb wird, wie in



(a) Triggerpulslänge von $t_{\text{trigger}} = 1 \mu\text{s}$.

(b) Triggerpulslänge von $t_{\text{trigger}} = 3 \mu\text{s}$.

Abbildung 9.7: Pulslängenmessung im Langpulsbetrieb.

Abschnitt 9.1 vorhergesagt, die Ableitung der rechteckförmigen Elektronenverteilung gemessen. Für die beiden dargestellten Messungen ergeben sich, aus der zeitlichen Differenz der beiden auftretenden Extrema, folgende Werte in Abhängigkeit von der Triggerpulslänge:

$$t_{\text{trigger}} = 1 \mu\text{s} \Rightarrow t_{\frac{1}{2}} = (1,2 \pm 0,05) \mu\text{s} \quad \text{und} \quad t_{\text{trigger}} = 3 \mu\text{s} \Rightarrow t_{\frac{1}{2}} = (3,35 \pm 0,05) \mu\text{s}. \quad (9.11)$$

Im Gegensatz zu den Messungen im Kurzpulsbetrieb ist im Langpulsbetrieb keine Strahlverbreiterung messbar.

Die am LINAC I gemessenen Signalformen entsprechen den aus der Theorie erwarteten. Somit ist der unerwartete Signalverlauf bei den TDR-Messungen durch die Messmethode selbst bedingt und kann nicht auf fehlerhafte Wandstrommonitore zurückgeführt werden.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Strahldiagnosesystem für das neue Injektionssystem am LINAC I der Beschleunigeranlage ELSA aufgebaut und erste Messungen durchgeführt. Mit Hilfe dieses Diagnosesystems soll überprüft werden, ob die Anforderungen an den Elektronenstrahl des Injektionssystem erfüllt werden. So soll im Kurzpulsbetrieb von der Elektronenquelle ein 1 ns langer Puls mit einer maximalen Stromstärke von bis zu 1,5 A generiert werden. Im Langpulsbetrieb soll ein 0,3 μ s bis 3 μ s langer Puls mit einem Strahlstrom von bis zu 0,5 A erzeugt werden. Die Platine zur Ansteuerung der Kathode im Langpulsbetrieb wurde so modifiziert, dass im Gegensatz zu den Herstellerangaben ein erhöhter Strahlstrom von 0,9 A erreicht werden kann. Die Pulslänge kann durch Variation des Triggerpulses zwischen 0,3 μ s und 3 μ s entsprechend eingestellt werden. Im weiteren Verlauf soll die Pulslänge im Einzelpulsbetrieb idealerweise auf einen Wert kleiner als 0,17 ns verkürzt werden.

Das Diagnosesystem besteht aus vier unterschiedlichen Monitortypen: einem Chromoxschirm, einem Faraday-Cup, einem Strahllagemonitor und drei Wandstrommonitoren.

Mit Hilfe des destruktiven Chromoxschirmes ist die Bestimmung der transversalen Strahlausdehnung möglich. Ein Framegrabber erlaubt durch Aufnahme des Strahlquerschnitts die Messung der horizontalen und vertikalen Strahlbreite, die sich zu $d_x = (8,8 \pm 0,3)$ mm und $d_z = (7,5 \pm 0,3)$ mm ergeben.

Der Faraday-Cup, der ebenfalls ein strahlvernichtender Monitor ist, ermöglicht die Messung des Strahlstroms durch vollständige Absorption des Elektronenstrahls. Im Langpulsbetrieb wurden Strahlströme bis $I = (0,9 \pm 0,02)$ A gemessen, der von der Kurzpulsplatine erzeugte maximale Strahlstrom konnte zu $I_{\max} = (1,3 \pm 0,02)$ A bestimmt werden.

Die Position des transversalen Ladungsschwerpunkts soll mit dem zur Verfügung stehenden Strahllagemonitor gemessen werden. Zwei angewandte Kalibrationsmethoden, die eine basierend auf einem Teststand im Labor und die andere mittels einer Transfermessung im eingebauten Zustand, führten bisher noch nicht zu einer endgültigen Kalibration, wodurch mit Hilfe dieses BPMs bisher keine hinreichenden Aussagen über die Strahllage getroffen werden konnten. Jedoch ist die Messung der Strahllage während des Betriebs nicht von großem Interesse. Da dieser Monitor jedoch fest mit einem benötigten Wandstrommonitor verbunden ist, sollte eine kurze Betrachtung erfolgen.

Drei Wandstrommonitore dienen zur Messung der longitudinalen Pulslänge. Diese konnte im Langpulsbetrieb je nach eingestellter Triggerpulslänge zu $(1 \pm 0,05)$ μ s und $(3 \pm 0,05)$ μ s bestimmt werden. Dies entspricht einem Pulslängenbereich der für die vorgesehenen Anwendungen benötigt wird. Der mit einer festen Pulslänge emittierte Kurzpuls konnte zu $(1,20 \pm 0,05)$ ns, $(1,28 \pm 0,05)$ ns und $(1,32 \pm 0,05)$ ns bestimmt werden, abhängig vom Ort der Messung und dem sich dort befindlichen Wandstrommonitor. Die Wirkung des Prebunchers auf die Pulslänge des Kurzpulses wurde am Wandstrommonitor direkt vor dem Eingang zur Linac-Struktur gemessen. Hier beträgt die minimale Länge des gebunchten Pulses $(0,48 \pm 0,05)$ ns bei geeigneter Wahl der Phase und Leistung des Hochfrequenzfeldes des Prebunchers.

Neben der Verifikation der Strahleigenschaften entsprechend den Anforderungen an das Injektionssystem wurde im Rahmen dieser Arbeit die longitudinale Pulsform in Abhängigkeit der Zeit im Hinblick auf die Kalibration der Monitore unter Laborbedingungen theoretisch betrachtet. Das Phänomen des Bunchingprozesses, bedingt durch den subharmonischen Prebuncher, wurde anhand eines Simulationsprogramms veranschaulicht.

Des Weiteren wurde der Einfluss von Filtern in Form von Tief-, Hoch- und Bandpass auf ein

Signal theoretisch und simulativ beschrieben. Dies ermöglicht die mit den Wandstrommonitoren gemessenen Signalformen zu verstehen und gewährleistet so eine richtige Pulslängenbestimmung.

Zur Untersuchung der Wandstrommonitore im Labor wurde ein Netzwerkanalysator eingesetzt, der auf Basis der „Pseudo“-Time Domain Reflectometry (TDR) arbeitet. Zum besseren Verständnis dieser Messmethode wurde sie in einem gesonderten Kapitel vorgestellt.

Abschließend kann gesagt werden, dass das Injektionssystem den Anforderungen entspricht und das integrierte Strahldiagnosesystem zur Charakterisierung des Elektronenstrahls verwendet werden kann. Für den Strahllagemonitor muss noch eine auswertende Elektronik angeschlossen werden und eine erneute Kalibration im Labor erfolgen, sofern er zukünftig als Diagnoseelement eingesetzt werden soll.

A Mathematica[®]-Programm

A.1 Parametertabelle

Parameter	Variable	Variablentyp	Einheit
Anzahl der Teilchen	m	Integer	
Anzahl der Iterationsschritte	n	Integer	
Anfangspulslänge (zeitlich)	tpuls	Real	s
Iterationsschrittlänge (zeitlich)	Δt	Real	s
Lorentzparameter zu Beginn	β	Real	
Zusätzlicher Lorentzparameter durch Prebuncher	β_{pb}	Real	
Phase der Prebuncherhochfrequenz	ϕ_{pb}	Real	
Prebuncherhochfrequenz	f _{pb}	Real	Hz
Position der Kathode	skath	Real	m
Position des Prebunchers	spb	Real	m
Position des Linaceingangs	sle	Real	m
Dielektrizitätskonstante	ϵ_0	Real	$\frac{F}{m}$
Elementarladung	e	Real	C
Elektronenmasse	m _e	Real	kg
Lichtgeschwindigkeit	c	Real	$\frac{m}{s}$
Anfangspulslänge (räumlich)	spuls	Real	m
Position des i-ten Teilchens	p [i]	Tabelle	m
Anfangsgeschwindigkeit des i-ten Teilchens	v [i]	Tabelle	$\frac{m}{s}$
Geschwindigkeitsänderung des i-ten Teilchens im Prebuncher	v _{pb} [i]	Tabelle	$\frac{m}{s}$
Position des i-ten Teilchens bei Iterationsschritt j	t [j , i]	Matrix	m
Beschleunigung des i-ten Teilchens	a [i]	Tabelle	$\frac{m}{s^2}$
Kraftwirkung des j-ten auf das i-te Teilchen	f [i , j]	Matrix	N
Abstand des i-ten Teilchens zum WCM zur Zeit j	tneu3 [i , j]	Matrix	m
Position des dritten WCMs	swcm3	Real	m
Minimaler Abstand des i-ten Teilchens zum WCM	tmin3 [i]	Tabelle	m
Zeitpunkt des minimalen Abstandes des i-ten Teilchens	zeit3 [i]	Tabelle	s

Tabelle A.1: Variablenbezeichnungen in Mathematica.

A.2 Programmzeilen zur Berechnung der Wertetabelle $t[[j, i]]$ ohne Wechselwirkung

```

For[b = 1, b < n + 1, b++,
  For[d = 1, d <= m, d++, If[p[[d]] >= spb, If[vpb[[d]] != x,
vpb[[d]] = vpb[[d]],
vpb[[d]] = \[Beta]pb c*Sin[2 \[Pi]*fpb*b*\[CapitalDelta]t - \[Phi]pb]],
vpb[[d]] = vpb[[d]]];
  For[g = 1, g <= m, g++, p[[g]] = p[[g]] + v[[g]]*\[CapitalDelta]t +
HeavisideTheta[If[p[[g]] >= spb, 1, -1]]*vpb[[g]]*\[CapitalDelta]t];
  For[h = 1, h <= m, h++, t[[b, h]] = p[[h]]];

```

A.3 Programmzeilen zur Berechnung der Wertetabelle $t[[j, i]]$ mit Wechselwirkung

```

For[b = 1, b < n + 1, b++,
For[i = 1, i <= m, i++, For[j = 1, j < i, j++,
  f[[i, j]] = Sign[p[[i]] - p[[j]]]/(4 \[Pi]*\[Epsilon]0)*
e^2/(p[[i]] - p[[j]])^2];
For[j = i + 1, j <= m, j++,
  f[[i, j]] = Sign[p[[i]] - p[[j]]]/(4 \[Pi]*\[Epsilon]0)*
e^2/(p[[i]] - p[[j]])^2]; f[[i, i]] = 0];
For[k = 1, k <= m, k++,
  a[[k]] = a[[k]] + (Sum[f[[k, q]], {q, 1, m}])/me];
For[d = 1, d <= m, d++,
  If[p[[d]] >= spb,
  If[vpb[[d]] != x, vpb[[d]] = vpb[[d]],
  vpb[[d]] = \[Beta]pb c*
Sin[2 \[Pi]*fpb*b*\[CapitalDelta]t - \[Phi]pb]],
  vpb[[d]] = vpb[[d]]];
For[g = 1, g <= m, g++,
  p[[g]] =
  p[[g]] + v[[g]]*\[CapitalDelta]t + 0.5*a[[g]]*\[CapitalDelta]t^2 +
  HeavisideTheta[If[p[[g]] >= spb, 1, -1]]*
  vpb[[g]]*\[CapitalDelta]t];
For[h = 1, h <= m, h++, t[[b, h]] = p[[h]]];

```

A.4 Programmzeilen zur Darstellung der Elektronenpositionen mit manueller Zeitbestimmung

```

Manipulate[
ListPlot[Table[{t[[i, j]], 1}, {j, 1, m}], Axes -> {True, False},
  AxesOrigin -> {0, 0}, PlotRange -> {{0, sle + 0.1}, {0, 2}},
  GridLines -> {{{swcm1, Directive[Blue, Thick]}, {swcm2,
Directive[Blue, Thick]}, {swcm3,
Directive[Blue, Thick]}, {skath, Directive[Gray, Thick]}, {spb,
Directive[Orange, Dashed, Thick]}, {sle,

```

```
Directive[Black, Thick]}}}, None}, ImageSize -> 500], {i, 1, n, 1}]
```

A.5 Programmzeilen zur Darstellung der Elektronenverteilung mit manueller Zeitbestimmung

```
Manipulate[
Histogram[Table[t[[i, j]], {j, 1, m}], {0.01},
PlotRange -> {{-0.01, sle + 0.1}, {0, 40}}, Axes -> {True, False},
AxesStyle -> 12, AxesOrigin -> {0, 0}, AxesLabel -> {s, None},
GridLines -> {{{skath, Directive[Gray, Thick]}}, {spb,
Directive[Orange, Dashed, Thick]}}, {sle,
Directive[Black, Thick]}, {swcm1,
Directive[Blue, Thick]}, {swcm2,
Directive[Blue, Thick]}, {swcm3, Directive[Blue, Thick]}}},
None}, ImageSize -> 500], {i, 1, n, 1}]
```

A.6 Programmzeilen zur Bestimmung des Signals am Ort des dritten Wandstrommonitors

```
For[i = 1, i <= m, i++,
For[j = 1, j <= n, j++, tneu3[[j, i]] = Abs[t[[j, i]] - swcm3]]];
For[i = 1, i <= m, i++, tmin3[[i]] = Min[Table[tneu3[[j, i]], {j, 1, n}]]];
For[i = 1, i <= m, i++,
For[j = 1, j <= n, j++,
If[tneu3[[j, i]] != tmin3[[i]], zeit3[[i]] = zeit3[[i]],
zeit3[[i]] = j]]];
Histogram[
Table[zeit3[[i]]*\[CapitalDelta]t*10^9, {i, 1, m}],
{4*\[CapitalDelta]t*10^9}, PlotRange -> {{9, 13}, {0, 30}},
AxesStyle -> 12, AxesLabel -> {"t", "A"}, Ticks -> {True, None},
AxesOrigin -> {9, 0}, ImageSize -> 500]
```

Literatur

- [Bol08] BOLDT, O.: *Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, November 2008
- [Cas85] CASPERS, F.: Beam impedance measurement by the wire method using a synthetic pulse technique. In: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 32 (1985), Nr. 5, S. 1914–1916
- [HS06] HINKSON, J.A. ; SMITH, S.: Beam Position Monitors. In: *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* 3 (2006), S. 606–610
- [Kei00] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., September 2000
- [Kla06] KLARNER, F.: *Ein neues Injektionssystem zur Erzeugung von Einzelpulsen für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, April 2006
- [Pla07] PULS-PLASMATECHNIK GMBH (Hrsg.): *Pulser boards for Electron Sources.* : Puls-Plasmatechnik GmbH, April 2007
- [Rei10] REINSCH, Chr.: *Pulsformung am LINAC I der Beschleunigeranlage ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, April 2010
- [Rho98] RHODE&SCHWARZ (Hrsg.): *Zeitbereichsmessungen mit dem Netzwerkanalysator ZVR*. Rhode&Schwarz, Mai 1998
- [Ric06] RICE, D.: Orbit and Lattice Function Measurement. In: *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* 3 (2006), S. 295
- [Web89] WEBBER, R.C.: Longitudinal emittance: An introduction to the concept and survey of measurement techniques including design of a wall current monitor. In: *AIP Conf. Proc* Bd. 212, 1989, S. 85
- [WRL⁺75] WARTSKI, L. ; ROLAND, S. ; LASALLE, J. ; BOLORE, M. ; FILIPPI, G.: Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements. In: *Journal of Applied Physics* 46 (1975), August, Nr. 8, S. 3644–3653

Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für den Einsatz und die Hilfsbereitschaft bedanken möchte.

PD Dr. Wolfgang Hillert danke ich für das interessante Thema meiner Diplomarbeit und die Hilfestellungen bei der Lösung physikalischer Problemen, die ich bereits im Jahr 2003 erfahren durfte.

Prof. Dr. Rudolf Maier danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Auch bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich mich bedanken.

Hierbei gilt mein Dank Fabian Klarner, der mich während meiner gesamten Diplomarbeit sehr gut betreut und immer bestens unterstützt hat. Auch war mir Oliver Boldt eine große Hilfe, vor allem im Bereich theoretischer Erkenntnisgewinnung.

Außerdem möchte ich Dr. Andreas Dieckmann für seine fachliche Unterstützung im Bereich Elektronik und die vielen aufschlussreichen Erklärungen bedanken.

Auch möchte ich Dr. Frank Frommberger meinen Dank aussprechen. So wäre meine Arbeit ohne seine Unterstützung im Softwarebereich wohl nie zustande gekommen.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Oliver Boldt, Maren Eberhardt, Dominik Heiliger, Fabian Klarner, Oliver Preisner, Thorsten Pusch, André Roth und Sven Zander für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Manuel Schedler, der so manche Stunden vor den Monitoren mit mir verbringen musste gebührt ebenfalls mein Dank.

Auch dem Rest meiner Gruppe, Andreas Balling, Stefan Patzelt, Dennis Proft, Jens-Peter Thiry, Jürgen Wittschen, Rebecca Zimmermann sowie allen Bachelor-Studenten die gleichzeitig mit mir in der Gruppe waren, möchte ich für die herzliche Aufnahme und das gute Klima in die Gruppe danken, sowie für die Unterstützung, wo immer ich sie gebraucht habe.

Ein herzlicher Dank gebührt meinen Eltern, Jürgen und Ruth Hofmann, die mich nicht nur finanziell während meiner gesamten Studienzeit unterstützt haben.

Außerdem möchte ich meiner Schwester Nicole danken, die immer an mich geglaubt hat.

Mein ganz besonderer Dank gebührt meinem Freund Valentin Germic für die schöne Zeit, die ich bis jetzt schon mit ihm verbringen durfte. Außerdem hat er mich in allen Lebenslagen unterstützt und mich immer wieder ermutigt weiterzumachen, dafür sage ich von ganzem Herzen: Köszönöm szépen!